

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ  
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ  
СОСТОЯНИЙ  
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ  
НИИ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ  
КВНЦ РАН



ТЕЗИСЫ  
XXI МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

«УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА»

ЭЛЬБРУС — 2006

В сборнике представлены тезисы докладов XXI Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2006). Доклады отражают современное состояние исследований в области физики экстремальных состояний вещества. Рассмотрены следующие вопросы: модели и теоретические расчеты уравнений состояния веществ в условиях высокой концентрации энергии; физика ударных и детонационных волн; экспериментальные методы диагностики быстрых процессов; методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии; взаимодействие мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом; электрический взрыв проводников под действием мощных импульсов тока; физика низкотемпературной плазмы; различные физико-энергетические проблемы 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. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

<u>Шпатаковская Г.В.</u> Осцилляции полной энергии электронов в одномерной квантовой точке . . . . .	15
<u>Синько Г.В., Смирнов Н.А.</u> Индий при высоком давлении . . . . .	15
<u>Смирнов Н.А., Хищенко К.В.</u> Холодная кривая и уравнение состояния вольфрама при отрицательных давлениях . . . . .	16
<u>Труханенок А.Н., Николаев Д.Н., Терновой В.Я.</u> Изучение околокритических состояний перехода жидкость–пар лития газотермическим методом . . . . .	17
<u>Хищенко К.В., Жерножлетов М.В., Ковалев А.Е., Ломоносов И.В., Новиков М.Г., Фортвов В.Е.</u> Скорость звука в ударно-сжатом цери и уравнение состояния металла при высоких плотностях энергии . . . . .	17
<u>Миляевский В.В., Уткин А.В., Хищенко К.В., Фортвов В.Е., Жук А.З., Якушев В.В.</u> Ударное сжатие и уравнение состояния фуллерена $C_{60}$ при высоких давлениях и температурах . . . . .	18
<u>Гордеев Д.Г., Гударенко Л.Ф., Жерножлетов М.В., Куделькин В.Г., Мочалов М.А.</u> Полуэмпирическая модель уравнения состояния металлов РОСА-М. Уравнение состояния алюминия . . . . .	18
<u>Молодец А.М., Авдонин В.В., Бабарэ Л.В., Гольмшев А.А., Шахрай Д.В.</u> Реконструкция уравнения состояния и ударных адиабат твёрдого тела по его изотерме . . . . .	19
<u>Шахрай Д.В., Молодец А.М.</u> Уравнения состояния и ударные адиабаты полимерных модификаций рубидия . . . . .	20
<u>Молодец А.М.</u> Термодинамические и переносные свойства полимерных модификаций диоксида урана $UO_2$ при высоких давлениях и температурах . . . . .	20
<u>Гольмшев А.А., Молодец А.М.</u> Коэффициент теплопроводности тугоплавких оксидов ( $UO_2$ , $Al_2O_3$ , $BeO$ , $MgO$ ) при высоких температурах . . . . .	21
<u>Голубев В.К.</u> Параметризация простого уравнения состояния с постоянным и переменным коэффициентом Грюнайзена для ряда металлов . . . . .	22
<u>Хищенко К.В., Шемякин О.П.</u> Полуэмпирические широкодиапазонные уравнения состояния алюминия, меди и свинца на основе модели Томаса–Ферми . . . . .	23
<u>Мартынец В.Г., Безверхий П.П., Матизен Э.В.</u> Непараметрическое масштабное уравнение состояния для описания критических свойств систем . . . . .	23
<u>Воробьев В.С., Мальшненко С.П.</u> О возможности сосуществования воды и льда при комнатной температуре в переменном внешнем электрическом поле . . . . .	24
<u>Куперштох А.Л., Медведев Д.А.</u> Неустойчивость жидких диэлектриков в сильных электрических полях . . . . .	25
<u>Карпенко С.В., Савинцев А.П., Темроков А.И.</u> Кластерный механизм фазовых переходов в ионных кристаллах в условиях высокого давления . . . . .	26

<u>Мамчуев М.О., Карпенко С.В., Темроков А.И.</u> Определение давления металлизации массивных щелочно-галогидных кристаллов . . . . .	26
<u>Джавадов Л.Н.</u> Определение термодинамических свойств методом импульсно-адиабатической модуляции давления . . . . .	27
<u>Башарин А.Ю., Турчанинов М.А.</u> Структурные и морфологические особенности кристаллов графита, формирующихся при быстром затвердевании жидкого углерода . . . . .	28
<u>Турчанинов М.А., Башарин А.Ю.</u> Анизотропия смачивания жидким углеродом различных граней кристалла графита . . . . .	28
<u>Тарасов В.Д., Чеховской В.Я.</u> Фазовые переходы в диоксиде циркония . . . . .	28
<u>Русин С.П., Пелецкий В.Э.</u> Эффективная излучательная способность неизотермической трубчатой полости при субсекундном резистивном нагреве . . . . .	29
<u>Дегтярева В.Ф., Сахаров М.К., Новохатская Н.И., Дегтярева О.Н.</u> Сжимаемость и стабильность фаз латуней в системе Cu–Zn при давлении до 50 ГПа . . . . .	30
<u>Тихомирова Г.В., Бабушкин А.Н.</u> Влияние сверхвысоких давлений на формирование различных проводящих состояний C <sub>60</sub> . . . . .	30
<u>Трефилова А.Н., Бабушкин А.Н.</u> Исследования влияния размеров кристаллитов на электрические свойства диоксида циркония при высоких давлениях . . . . .	31
<u>Шабашова О.А., Бабушкин А.Н., Хейфец О.Л.</u> Электрические свойства AgGeBS <sub>3x</sub> Se <sub>3(1-x)</sub> (B = As, Sb; x = 0.1–0.9) при низких температурах и высоких давлениях . . . . .	32
<u>Хейфец О.Л., Шабашова О.А., Бабушкин А.Н., Мельникова Н.В., Нугаева Л.Л.</u> Рентгеноструктурная аттестация и электрические свойства (PbSe) <sub>1-x</sub> (AgAsSe <sub>2</sub> ) <sub>x</sub> . . . . .	33
<u>Кривошеина М.Н., Коньшева И.Ю.</u> Моделирование процессов обработки давлением начально-анизотропных материалов . . . . .	33
<u>Мищенко С.С., Ногаев М.А.</u> Перевод стали из аустенитного в критическое состояние термомеханическим воздействием . . . . .	34
<u>Вильчевская Е.Н., Фрейдлин А.Б.</u> Возникновение зародышей новой фазы при деформировании упругих тел . . . . .	35
<u>Куропатенко В.Ф.</u> Продукты взрыва — многокомпонентная среда . . . . .	36
<u>Сахаров М.Ю., Куропатенко В.Ф.</u> Уравнение состояния плотных ВВ . . . . .	36
<u>Корец А.Я.</u> Особенности детонационного алмазосодержащего материала и ИК и КР спектры . . . . .	37
<u>Черевко А.Г.</u> Технологический и фундаментальный критерии применимости классической теории нуклеации . . . . .	38
<u>Стегайлов В.В.</u> Исследование кинетики поверхностного плавления методом молекулярной динамики . . . . .	39
<u>Куксин А.Ю.</u> Исследование флуктуаций вблизи границ устойчивости кристалла методом молекулярной динамики . . . . .	39
<u>Бажиров Т.Т.</u> Кавитация и область устойчивости жидкого свинца. Молекулярно-динамический расчет . . . . .	40
<u>Иванов А.В.</u> Гибридное кинетическое моделирование динамики конденсированных сред . . . . .	41
<u>Антоненко М.Н.</u> Моделирование рассеяния звуковых волн в среде со случайно-неоднородными физическими свойствами . . . . .	41

<u>Долбин И.В.</u> О влиянии стерического фактора на скорость термоокислительной деструкции гетероцепных полиэфиров . . . . .	42
<u>Вихренко В.С., Грода Я.Г., Гапанюк Д.В.</u> Уравнения состояния интеркаляционных систем и их использование при исследовании равновесных и транспортных характеристик . . . . .	43
<u>Устюжанин Е.Е., Рыков В.А., Кудрявцева И.В., Реутов Б.Ф.</u> Уравнение состояния R218 для широкого интервала давлений и температур, включая критическую область . . . . .	44
<u>Вербицкая О.В., Кузнецова О.В., Миронова Е.Е., Сапожников А.Т., Соколов В.П.</u> Интегрированная информационно-технологическая среда разработки уравнений состояний на примере оболочки комплекса ТУР . . . . .	45
<u>Левашов П.Р., Михисор М.А., Хищенко К.В.</u> Расчеты термодинамических свойств по многофазным уравнениям состояния металлов через Интернет . . . . .	45
<u>Левашов П.Р., Можсарова Т.С., Хищенко К.В.</u> К вопросу об использовании нерегулярных сеток для аппроксимации многофазных уравнений состояния . . . . .	46

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

<u>Канель Г.И.</u> Приближение к идеальной прочности: задачи, результаты измерений и расчетов . . . . .	48
<u>Фунтиков А.И.</u> Ударное сжатие сплавов железа с кремнием. Возможное содержание кремния в ядре Земли . . . . .	49
<u>Конюхов А.В., Лихачев А.П., Фортов В.Е., Опарин А.М., Анисимов С.И., Хищенко К.В., Ломоносов И.В.</u> Акустическая неустойчивость ударных волн в магнии: теория и расчет . . . . .	50
<u>Уткин А.В., Торунюс С.И., Ефремов В.П., Фортов В.Е.</u> Ударная сжимаемость смеси Zn + S при различной дисперсности цинка . . . . .	50
<u>Савиных А.С., Матвейчев А.В.</u> Плавление цинка в разгрузке при ударно-волновом нагружении . . . . .	51
<u>Соколов С.Н., Милявский В.В., Бородина Т.И., Жук А.З., Жерноклетов Д.М.</u> Ударно-волновые исследования фуллерена C <sub>70</sub> с ГПУ-структурой в ампулах сохранения плоской геометрии . . . . .	52
<u>Сазонова Л.В., Милявский В.В., Бородина Т.И., Соколов С.Н., Белятинская И.В., Жерноклетов Д.М., Моздыков В.А.</u> Особенности ударного метаморфизма плагиоклаза и амфибола в условиях ступенчатого ударно-волнового сжатия полиминеральных горных пород . . . . .	53
<u>Бродова И.Г., Козлов Е.А., Ленишкова И.П., Антонова О.В.</u> Структурные превращения в алюминиды переходных металлов при ударно-волновом нагружении . . . . .	53
<u>Сосиков В.А., Уткин А.В.</u> Импульсное растяжение пентадекана и гексадекана при ударно-волновом воздействии . . . . .	54
<u>Хейфец А.Э., Хомская И.В., Зельдович В.И.</u> Исследование прочности сплавов при всестороннем растяжении методом квазидномерного ударно-волнового нагружения . . . . .	55
<u>Гаркушин Г.В., Разоренов С.В.</u> Влияние температуры на механические свойства TiNi при ударно-волновом нагружении . . . . .	56

<u>Янилкин А.В.</u> Разрушение и структурные превращения кристаллического железа при ударно-волновом нагружении. Исследование методом молекулярной динамики . . . . .	57
<u>Извеков О.Я., Кондауров В.И.</u> Теоретическое и экспериментальное исследование фрагментации хрупких тел . . . . .	57
<u>Козлова М.А.</u> Моделирование упрочнения анизотропных материалов при динамическом нагружении . . . . .	58
<u>Атрошенко С.А., Ермолаев В.А., Наумова Н.С.</u> Динамическая рекристаллизация в ударно-нагруженной меди . . . . .	59
<u>Меццержков Ю.И.</u> Об эволюционном и катастрофическом режимах энергообмена в динамически деформируемых средах . . . . .	60
<u>Наймарк О.Б., Asay J.R.</u> Автомодельные закономерности структурной релаксации и формирования волновых фронтов в ударно-нагруженном Al . . . . .	60
<u>Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Asay J.R.</u> Численное моделирование и анализ автоматической структуры ударных волн в Al . . . . .	61
<u>Леонтьев В.А., Соковилов М.А., Наймарк Д.О., Пермьяков С.Л.</u> О волновой природе пластической деформации в металлах . . . . .	62
<u>Уваров С.В., Плехов О.А., Николаева Е.А.</u> Исследование откольно-го разрушения армо-железа . . . . .	63
<u>Якушев В.В., Уткин А.В., Ананьин А.В., Тацкий В.Ф., Жуков А.Н., Дрёмин А.Н., Бочко А.В., Кузин Н.Н.</u> Откольная прочность образцов из нитрида бора . . . . .	63
<u>Скрипняк Е.Г., Скрипняк В.А.</u> Моделирование высокоскоростной деформации наноструктурных материалов . . . . .	64
<u>Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Разоренов С.В., Майер Л.В., Крюгер Л.Л.</u> Моделирование высокоскоростной деформации титановых сплавов при нормальной и повышенных температурах . . . . .	65
<u>Скрипняк В.А., Каракулов В.В.</u> О распределении массовой скорости в плоских ударных волнах, распространяющихся в металлокерамических композитах . . . . .	66
<u>Радченко А.В.</u> Проблемы моделирования ударно-волновых процессов и разрушения в анизотропных материалах . . . . .	66
<u>Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Зелепугин А.С., Шпаков С.С.</u> Широкодиапазонная модель разрушения керамики при высокоскоростном ударе . . . . .	67
<u>Хорев И.Е., Горельский В.А., Ерахин Г.А., Рогова А.А.</u> Дивергентные кинетические механизмы сквозного пробивания преград в проблеме высокоскоростного соударения твердых тел . . . . .	68
<u>Радченко П.А.</u> Численный анализ поведения анизотропных материалов на пределе пробития . . . . .	69
<u>Апакидзе Ю.В., Тихонов А.А., Уткин А.В., Гафаров Б.Р.</u> Особенности поведения УУМ при ударно-волновом нагружении . . . . .	69
<u>Чепрунов А.А., Острик А.В.</u> Экспериментальные исследования нестационарного деформирования и разрушения композитных оболочек . . . . .	70
<u>Сергейчев И.В., Брагов А.М., Ломунов А.К.</u> Механические свойства некоторых горных пород при высокоскоростном деформировании . . . . .	71

<u>Брагов А.М., Ломунов А.К., Сергеев И.В., Proud W.G., Tsembelis K., Church P.D.</u> Исследование динамической сжимаемости мягких грунтов . . . . .	71
<u>Бельгеева Р.К.</u> Моделирование фазовых переходов при ударно-волновом нагружении образца . . . . .	72
<u>Хищенко К.В., Чарахчян А.А., Мильявский В.В., Фортвов В.Е., Фролова А.А., Шуришалов Л.В.</u> Численное исследование ударного сжатия пористых сред в конических мишенях с выходным отверстием . . . . .	72
<u>Захаренков А.С., Поварницын М.Е.</u> Моделирование газодинамических течений методом Годунова на адаптивных сетках . . . . .	73
<u>Султанов В.Г., Ким В.В., Ломоносов И.В., Шутлов А.В.</u> Численное моделирование процесса столкновения ударника с ядром кометы в эксперименте «Deep Impact» . . . . .	74
<u>Мочалов И.А., Султанов В.Г.</u> Численное моделирование сжатия проводящего лайнера с магнитным полем внутри . . . . .	74
<u>Павлюкова Е.Р., Гуцин В.А.</u> Моделирование воздухо-, тепло- и массопереноса в технологических помещениях . . . . .	75
<u>Потапенко А.И., Коваленко С.А., Осоловский В.С., Саетгалев Р.Р., Ульянчиков Р.В., Чепрунов А.А.</u> Исследование параметров механического импульса давления, генерируемого электрическим взрывом фольги . . . . .	76
<u>Ярыгина В.Н., Малютин О.П., Кореньков В.В., Токмаков А.В., Панов В.П., Федоров А.Н.</u> Особенности процессов уничтожения химических боеприпасов детонационными методами . . . . .	77
<u>Гаркушина М.П., Зюзин И.Н., Прокудин В.Г.</u> Исследование стабильности и физико-химических свойств энергоемких соединений на примере ряда алкоксидиазеноксидов . . . . .	77
<u>Мочалова В.М., Уткин А.В.</u> Влияние дисперсности исходного порошка на структуру детонационной волны в прессованном ТНЕТВ . . . . .	78
<u>Зубков П.И., Карташов А.М., Свих В.Г.</u> Флуктуации электрического потенциала в детонационных волнах конденсированных взрывчатых веществ . . . . .	79
<u>Тен К.А., Титов В.М., Толочко Б.П., Лукьянчиков Л.А., Кулипанов Г.Н., Рыков А.А., Жогин И.Л.</u> Восстановление динамики размеров наночастиц по данным рентгеновского рассеяния синхротронного излучения . . . . .	80
<u>Барахвостов С.В.</u> Баланс энергии при электронной детонации в твердых диэлектриках . . . . .	80
<u>Долгобородов А.Ю., Колбанев И.В., Махов М.Н., Стрелецкий А.Н., Фортвов В.Е.</u> Детонационно-подобные процессы в смесях окислитель–горючее . . . . .	81
<u>Стариковский А.Ю.</u> Распространение ударных волн по термически-неравновесной среде и формирование детонационных волн . . . . .	82
<u>Ракитин А.Е., Жуков В.П., Стариковский А.Ю.</u> Иницирование горения и детонации при помощи высоковольтного наносекундного разряда . . . . .	82
<u>Косарев И.Н., Попов Н.А., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю.</u> Кинетика воспламенения в $N_2O/H_2/O_2$ -системе с учетом наличия электронно возбужденных атомов $O(^1D)$ . . . . .	83

<i>Анохин Е.М., Иванова Т.Ю., Кудрявцев Н.Н., Стариковский А.Ю.</i> Физико-химические процессы за фронтом сильных ударных волн в смеси $\text{CO:N}_2$ . . . . .	84
<i>Вагнер Х.Г., Емельянов А.В., Ерёмин А.В., Макеич А.А., Шульц К.В.</i> Экспериментальное измерение теплоты образования углеродных наночастиц за ударными волнами . . . . .	85
<i>Диваков О.Г., Ерёмин А.В., Ефремов В.П., Зиборов В.С., Фортос В.Е.</i> Анализ электронных спектров неравновесного излучения во фронте ударной волны в инертном газе с малой примесью $\text{Mo(CO)}_6$ . . . . .	85
<i>Смирнов А.Л., Каркач С.П., Скребков О.В., Дрёмин А.Н.</i> Молекулярная динамика колебательно-поступательной неравновесности за фронтом ударной волны в жидкости многоатомных молекул . . . . .	86
<i>Шамишин И.О., Фролов С.М., Басевич В.Я.</i> Расчет распространения ударных и детонационных волн в трубах с U-образными поворотами . . . . .	87
<i>Торчинский В.М., Головастов С.В., Голуб В.В., Зайченко В.М., Куликов С.А.</i> Физическое моделирование влияния импульсного и волнового воздействия на фильтрацию углеводородных смесей в пористых средах . . . . .	88
<i>Голуб В.В., Чижиков А.С.</i> Воздействие на преграду ударной волны, исходящей из канала . . . . .	89
<i>Головастов С.В., Бакланов Д.И., Гилязова А.А., Голуб В.В., Володин В.В., Лисин Д.Г., Решетняк Р.Б.</i> Влияние геометрии камеры сгорания на формирование детонации в движущейся детонационноспособной смеси . . . . .	89
<i>Фокеев В.П.</i> Формирование трехударной конфигурации в области газового разряда при падении ударной волны на конус . . . . .	90
<i>Петухов В.А., Гусев П.А., Набоко И.М., Азатян В.В., Солнцева О.И.</i> Исследование ингибирования процессов нестационарного горения водородно-воздушных смесей пропиленом в условиях кумуляции . . . . .	91
<i>Брагин М.В., Голуб В.В., Баженова Т.В., Иванов М.Ф.</i> Диффузионное воспламенение импульсной струи водорода . . . . .	91
<i>Емельянов А.В., Ерёмин А.В., Вагнер Х.Г., Яндер Х.К.</i> Влияние металлических катализаторов на рост углеродных наночастиц в пламенах . . . . .	92
<i>Баренбаум А.А.</i> Привлечение классической теории абляции к изучению механизма взаимодействия галактических комет с газовыми оболочками планет земной группы . . . . .	93

### **СЕКЦИЯ 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ**

<i>Veysman M.E., Andreev N.E., Blazevic A., Cros B., Faenov A. Ya., Fortov V.E., Hoffmann D.H.H., Khishchenko K.V., Korostiy S., Levashov P.R., Magunov A.I., Maynard G., Pelka A., Pikuz T.A., Povarnitsyn M.E., Rodriguez Prieto G., Rosmej O., Roth M., Schumann G., Schollmeier M., Wamers F.</i> Two-dimensional simulation of interaction of powerful laser pulses with solid matter . . . . .	94
--	----

<u>Ашитков С.И., Овчинников А.В., Ситников Д.С.</u> Динамика расширения поверхностного слоя мишени под действием мощных фемтосекундных лазерных импульсов . . . . .	94
<u>Ситников Д.С., Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Гуренцов Е.В., Емельянов А.В., Ерёмин А.В., Овчинников А.В., Шевелько А.П., Фортвов В.Е.</u> Взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с наночастицами железа . . . . .	95
<u>Растунков В.С., Крайнов В.П.</u> Энергетические и угловые распределения электронов при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с тонкими фольгами . . . . .	95
<u>Хохлов В.А., Анисимов С.И., Иногамов Н.А., Нишихара К., Жаховский В.В., Петров Ю.В.</u> Откольный разрыв фольги после нескольких осцилляций из-за разогрева ударными волнами растянутого вещества в центральной части фольги . . . . .	96
<u>Хохлов В.А., Анисимов С.И., Иногамов Н.А., Петров Ю.В., Жаховский В.В., Нишихара К., Агранат М.Б., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Ситников Д.С.</u> О пределах существования отколно-кавитационной пластины при облучении конденсированной мишени ультракоротким лазерным импульсом . . . . .	97
<u>Петров Ю.В., Анисимов С.И., Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А., Нишихара К.</u> Об отрыве лазерного факела от мишени . . . . .	97
<u>Костенко О.Ф., Андреев Н.Е.</u> Столкновительный нагрев и ионизация металлического кластера полем интенсивного фемтосекундного лазерного импульса . . . . .	98
<u>Костюков И.Ю.</u> Особенности взаимодействия ультракороткого мощного лазерного импульса с плазмой . . . . .	99
<u>Горбунов Л.М., Фролов А.А.</u> Низкочастотное переходное излучение короткого лазерного импульса на границе плазмы . . . . .	99
<u>Змитренко Н.В., Гуськов С.Ю., Доскоч И.Я., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Тишкин В.Ф.</u> Термоядерная мишень «Лазерный парник»: устойчивость сжатия и коэффициенты усиления . . . . .	100
<u>Осипов В.В., Шитов В.А., Лисенков В.В., Малышкин А.А.</u> Режимы испарения мишени под действием мощного лазерного излучения	100
<u>Янковский Г.М., Борисенко Н.Г., Гаверилов В.В., Гольцов А.Ю., Димитренко В.В., Ковальский Н.Г., Кондрашов В.Н., Меркульев Ю.А., Медовицков С.Ф., Халенков А.М.</u> Изучение физических процессов в облучаемых мощными лазерными пучками пористых средах с различной микроструктурой . . . . .	101
<u>Савинцев А.П.</u> Действие фемтосекундных лазерных импульсов на хлорид натрия . . . . .	102
<u>Баязитов Р.М.</u> Процессы фото- и термовозбуждения полупроводников при импульсных лазерных обработках тонкопленочных покрытий . . . . .	103
<u>Савинцев Ю.П., Савинцева С.А., Шевченко В.С., Уракаев Ф.Х.</u> Исследование наноструктур селена в композициях . . . . .	104
<u>Ивлев Г.Д., Баязитов Р.М., Баталов Р.И., Гацкевич Е.И.</u> Динамика полного внутреннего отражения ИК-излучения при лазерном отжиге имплантированного кремния . . . . .	105

<u>Шеманин В.Г., Чартий П.В., Воронина Э.И., Привалов В.Е.</u> Исследование лазерной абляционной деструкции полимерных покрытий . . . . .	105
<u>Воронина Э.И., Привалов В.Е., Чартий П.В., Шеманин В.Г.</u> Зондирование молекулярного водорода на лабораторном лидаре комбинационного рассеяния света . . . . .	106
<u>Субботин А.Н., Лобанова Ю.Л.</u> Измерение спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы плоских мишеней из диспрозия, германия и золота с помощью изогнутого многослойного зеркала	107
<u>Zakharov S.V., Smirnov V.P.</u> Augmentation of radiation intensity in quasi-spherical double liner/dynamic hohlraum . . . . .	107
<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., Смирнов В.П., Устров Г.И., Сасоров П.В., Ткаченко С.И., Olson C.L.</u> Исследование динамики плазмы в вакуумной линии с магнитной самоизоляция в рамках проекта термоядерного реактора на основе Z-пинчей . . . . .	108
<u>Романова В.М., Пикуз С.А., Ткаченко С.И., Тер-Оганесьян А.Е., Мингалеев А.Р., Шелковенко Т.А.</u> Пауза тока при электрическом взрыве тонких проволок и механизм ее прерывания . . . . .	109
<u>Ткаченко С.И., Пикуз С.А., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Мингалеев А.Р., Шелковенко Т.А.</u> Модель развития импульса перенапряжения при электрическом взрыве тонких проволок	110
<u>Кускова Н.И.</u> Взаимодействие мощных электроразрядных импульсов тока с конденсированным веществом . . . . .	110
<u>Уйманов И.В., Месяц Г.А.</u> Автоэлектронная эмиссия из металлов в сильных электрических полях . . . . .	111
<u>Пикуз м.л. С.А., Ефремов В.П., Розмей О.Н., Фертман А.Д., Коростий С., Блажевич А., Фортвов В.Е., Хоффманн Д.Х.Х.</u> Рентгеновские спектры излучения конденсированных сред под воздействием одиночных тяжелых ионов . . . . .	112
<u>Ефремов В.П., Норман Г.Э., Пикуз м.л. С.А., Скобелев И.Ю., Фаненов А.Я.</u> О плазменной модели релаксации возбуждения, создаваемого одиночными тяжелыми ионами в конденсированных средах . . . . .	113
<u>Голубев А.А., Трутнев Ю.А., Михайлов А.Л., Шарков Б.Ю., Орешков О.В., Бурцев В.В., Руднев А.В., Волков А.А., Демидов В.С., Смирнов Г.Н., Демидова Е.В., Кац М.М., Марков Н.В., Туртиков В.И., Фертман А.Д., Сотсков Е.А., Сеньковский Н.В., Неемержницкий Н.В., Комрачков В.А., Панов К.Н., Гайдаш С.В.</u> Протонная радиография быстропротекающих процессов . . . . .	114
<u>Николаев Д.Н., Варенцов Д.В., Кулиш М.И., Терновой В.Я., Udrea S., Нид А., Шилкин Н.С., Голубев А.А., Грязнов В.К., Ломоносов И.В., Минцев В.Б., Tahir N.A., Туртиков В.И., Фертман А.Д., Фортвов В.Е., Нoffsman D.H., Шарков Б.Ю., Шуттов А.В., Ni P.A.</u> Экспериментальные исследования состояний вещества с высокой плотностью энергии, генерируемых пучком тяжелых ионов . . . . .	115

<i>Шутов А.В., Варенцов Д.В., Кулиш М.И., Ни П.А., Николаев Д.Н., Терновой В.Я., Удреа Ш., Хуг А., Шилкин Н.С., Голубев А.А., Грязнов В.К., Ломоносов И.В., Минцев В.Б., Талир Н.А., Туртиков В.И., Фертман А.Д., Фортвов В.Е., Хоффманн Д.Х.Х., Шарков Б.Ю.</i> Численное моделирование экспериментов по взаимодействию пучков тяжелых ионов с фольгами-мишенями . . . . .	116
<i>Ким В.В., Ломоносов И.В., Шутов А.В.</i> Трехмерное численное моделирование воздействия интенсивных пучков тяжелых ионов на металлические фольги . . . . .	116
<i>Острик А.В., Грибанов В.М.</i> Исследование влияния рассеяния и вторичных частиц на нестационарные процессы при облучении пучком тяжелых ионов плоских многослойных преград . . . . .	117
<i>Ромадинова Е.А., Острик А.В.</i> Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет . . . . .	118
<i>Волков Н.Б., Лейви А.Я., Туровцева Ю.Е., Яловец А.П.</i> Модели взаимодействия ультракоротких импульсов электронного и лазерного излучения с металлами . . . . .	119
<i>Баталов Р.И., Нурутдинов Р.М., Баязитов Р.М., Ивлев Г.Д.</i> Микроструктура и ИК люминесценция гетероструктур дисилицид железа/кремний, синтезированных импульсными ионными и лазерными пучками . . . . .	120
<i>Жуляков Л.А., Возмянина К.А., Костановский А.В., Похил Г.П., Фридман В.Б., Тулинов А.Ф.</i> Механизм самоизоляции пучков ускоренных заряженных частиц при их скользящем взаимодействии с диэлектрической поверхностью . . . . .	121
<i>Бакулин В.Н., Гончаров В.В.</i> Исследование условий возникновения электрических пробоев в гетерогенных смесях и анизотропных диэлектриках . . . . .	121
<i>Иванов М.И., Александрин С.Ю., Буряков В.Л., Зайцев В.И., Волков Г.С., Карташов А.В.</i> Спектрометр-монохроматор импульсного рентгеновского излучения на многослойных зеркалах . . . . .	122
<i>Александрин С.Ю., Иванов М.И., Буряков В.Л., Даниленко К.Н.</i> Многоканальные высокочувствительные детекторы импульсного гамма- и нейтронного излучения . . . . .	123
<i>Метелкин С.Ю., Грибанов В.М., Потапенко А.И.</i> Выбор эффективной защиты конструкций от действия излучения . . . . .	124
<i>Ульянчиков Р.В., Слободчиков С.С., Потапенко А.И., Осоловский В.С., Чепрунов А.А.</i> Моделирование профиля температур в композитных материалах, устанавливающегося при объемном поглощении энергии . . . . .	125
<i>Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н., Гусев С.А.</i> Электризация твердотопливных энергетических установок при воздействии ионизирующего излучения . . . . .	126
<i>Ефремов В.П., Демидов Б.А., Ивкин М.В., Мещеряков А.Н., Петров В.А.</i> Характер разрушения прозрачных полимерных материалов под действием мощного импульсного электронного пучка . . . . .	127
<i>Филатов И.Е., Кольман Е.В.</i> Корреляции между масс-спектром органического соединения и продуктами его радиолитического разложения под действием пучка электронов наносекундной длительности . . . . .	127

<u>Бисти В.Е., Ларионов А.В.</u> Спиновая релаксация фотовозбужденных межъямных экситонов в двойных квантовых ямах . . . . .	128
<u>Емельянов А.В., Ерёмин А.В., Гуренцов Е.В.</u> Кинетика формирования железных наночастиц в газовой фазе при комнатной температуре . . . . .	129
<u>Андривеская В.Ю.</u> Рассеяние электромагнитных волн многослойными аэрозолями . . . . .	130
<u>Сулейманов М.Ж., Попель О.С., Сквородько С.Н.</u> Спектральные характеристики прозрачных покрытий солнечных коллекторов . . . . .	130

#### **СЕКЦИЯ 4. ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

<u>Mellado E.M., Hornung K., Kissel J., Srama R.</u> Ionization from impacts onto gold and silver metal blacks . . . . .	132
<u>Манькин Э.А., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Бобров А.А.</u> Расчет функций распределения и плотности состояний в ридберговском веществе . . . . .	132
<u>Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А., Иваненко С.А., Бутлицкий А.М., Найдис Г.В.</u> К теории кинетики и термодинамики ультрахолодной ридберговской плазмы . . . . .	133
<u>Левашов П.Р., Филинов В.С., Бониц М., Фортос В.Е., Феске Х., Апфельбаум Е.М.</u> Связанные состояния и кристаллизация в двухкомпонентной квантовой плазме . . . . .	134
<u>Хомкин А.Л., Шумихин А.С.</u> Состав и электропроводность плотного водорода при низких температурах . . . . .	134
<u>Боцан А.В., Левашов П.Р.</u> Расчет диссоциативного равновесия для слабо ионизированной плазмы водорода . . . . .	135
<u>Захаров В.С., Новиков В.Г.</u> Ионизационное равновесие плазмы аргона с учетом влияния быстрых электронов . . . . .	136
<u>Иосилевский И.Л., Украинец А.В.</u> Особенности фазовых превращений в недрах Юпитера, Сатурна и желтых карликов . . . . .	137
<u>Украинец А.В., Иосилевский И.Л., Грязнов В.К.</u> Эффективный показатель изоэнтропии плазмы Солнца в приближении аддитивности по уравнению состояния химической модели плазмы в версии Saumon and Chabrier . . . . .	137
<u>Чигвинцев А.Ю., Иосилевский И.Л.</u> Потенциал межфазной границы в кулоновских моделях . . . . .	138
<u>Апфельбаум Е.М.</u> Расчет транспортных коэффициентов простых металлов в области перехода от жидкости к плазме за пределами борновского приближения . . . . .	139
<u>Апфельбаум Е.М., Левашов П.Р., Обручкова Л.Р., Хищенко К.В.</u> Расчет коэффициента электропроводности плазмы алюминия с помощью потенциала Томаса–Ферми . . . . .	140
<u>Волков Н.Б., Жукова Е.А., Ткаченко С.И., Хищенко К.В.</u> Широкодиапазонные транспортные коэффициенты металлов. Модель и результаты расчетов для меди и вольфрама . . . . .	140
<u>Морозов И.В.</u> Молекулярно-динамический расчет проводимости неидеальной плазмы с учетом квазиклассических связанных состояний . . . . .	141

<u>Ланжин А.В.</u> Время жизни связанных состояний в сильно неидеальной плазме . . . . .	142
<u>Валуев И.А.</u> Моделирование водородной плазмы с помощью кластерной диапазонной интерполяции . . . . .	143
<u>Минцев В.Б., Запорожец Ю.Б., Грязнов В.К., Фортвов В.Е., Рейнгольц Х., Репке Г.</u> Отражательная способность ударно-сжатой плазмы ксенона . . . . .	143
<u>Крайнов В.П., Смирнов Б.М.</u> Генерация нейтронов из микроплазмы, образуемой при столкновении дейтериевых кластерных пучков . . . . .	144
<u>Каштанов П.В., Смирнов Б.М.</u> Эволюция автоионизационного состояния квазимолекулы, образующейся при медленном столкновении сильно возбужденных атомов . . . . .	145
<u>Косарим А.В., Смирнов Б.М., Capitelli M., Laricchiuta A.</u> Анализ плазмы верхней атмосферы методом ионной спектроскопии . . . . .	146
<u>Егоров О.Г.</u> Мощные генераторы на трансформаторных накопителях с изменением коэффициента связи . . . . .	146
<u>Богомаз А.А., Будин А.В., Пинчук М.Э., Позубенков А.А., Лосев С.Ю., Рутберг Ф.Г.</u> Радиальные колебания канала разряда в газе сверхвысокой плотности . . . . .	147
<u>Пинчук М.Э., Богомаз А.А., Будин А.В., Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г.</u> Эрозия электродов в высокопоточной импульсной дуге . . . . .	148
<u>Зубарев Н.М., Болтачев Г.Ш.</u> Влияние объемного заряда на конфигурацию конических образований на поверхности проводящей жидкости . . . . .	148
<u>Иванов С.Н., Литвинов Е.А., Шпак В.Г.</u> Ионизация среды в начальной стадии субнаносекундного электрического газового пробоя . . . . .	149
<u>Музыкин И.Л., Барановский С.В.</u> Эффект селективного ускорения ионов водорода при пробое комбинированного промежутка . . . . .	150
<u>Рудь А.Д., Перегос А.Е., Шпак А.П., Уваров В.Н., Иващук Л.И., Кускова Н.И.</u> Применение электроразрядных методов для получения углеродных наноматериалов . . . . .	150
<u>Веремьев Н.К., Веремьев К.Н., Фофанов Я.А., Шеманин В.Г.</u> Исследование искровых разрядов в аэрозольном потоке . . . . .	151
<u>Юров Ю.Л., Измоденов Ю.А., Зайнуллин Л.А.</u> Фотонотрон — электроразрядный электролизёр . . . . .	152
<u>Аксёнов В.С., Губин С.А., Голуб В.В., Ефремов К.В.</u> Устойчивость плазмы скользящего разряда в дозвуковом и сверхзвуковом потоке воздуха . . . . .	153
<u>Никифелов А.А., Завьялов И.Н., Минтусов Е.И., Рупасов Д.В., Стариковский А.Ю.</u> Исследование параметров распространения импульсных наносекундных разрядов для различных приложений . . . . .	153
<u>Нуднова М.М., Стариковский А.Ю.</u> Структура фронта ионизации стримера и ее зависимость от скорости фотопроцессов . . . . .	154
<u>Дьячков Л.Г., Храпак С.А., Храпак А.Г.</u> Влияние столкновений на зарядку пылевых частиц . . . . .	155
<u>Филиппов А.В., Паль А.Ф., Старостин А.Н.</u> Взаимодействие двух микрочастиц в модели Пуассона–Больцмана . . . . .	156

<u>Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Исаков А.А., Рыков К.В.</u> Циклическое движение пылевых частиц в трековой плазме, создаваемой горизонтальным пучком протонов . . . . .	156
<u>Денежкин И.А., Рыков К.В., Владимиров В.В., Депутатова Л.В.</u> Исследование влияния пылевых частиц на выход УФ излучения, генерируемого пучком протонов в криптоне . . . . .	157
<u>Gavrikov A. V., Fortov V. E., Manohin A. A., Petrov O. F., Vasil'ev M. N., Vorona N. A.</u> Experimental investigation of electron beam influence on dusty plasma structures . . . . .	157
<u>Козлов А.Н.</u> Особенности динамики потоков плазмы в ускорителях при наличии продольного магнитного поля . . . . .	158
<u>Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Сагбиев И.Р., Юсупов О.Д.</u> Взаимодействие высокочастотной плазмы пониженного давления с твердыми телами . . . . .	159
<u>Бабарицкий А.И., Дёмкин С.А., Животов В.К., Смирнов Р.В., Чебаньков Ф.Н.</u> Конверсия метана в синтез-газ, стимулированная плазмой СВЧ-разряда . . . . .	160
<u>Чебаньков Ф.Н.</u> Применение СВЧ-разряда атмосферного давления для реализации процессов парциального окисления углеводов . . . . .	160
<u>Фрид С.Е., Попель О.С., Коломиец Ю.Г.</u> Сравнение эффективности использования плоских и вакуумированных солнечных коллекторов для нагрева воды в различных климатических условиях .	161
<b>ИНДЕКС ПО АВТОРАМ . . . . .</b>	<b>163</b>
<b>ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ . . . . .</b>	<b>169</b>
<b>ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ . . . . .</b>	<b>174</b>

## ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОМЕРНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

*Шпатаковская Г.В.*

*ИММ РАН, Москва*

*shpat@imamod.ru*

Для описания свойств одномерной квантовой точки при нулевой температуре рассмотрен последовательно квазиклассический метод исследования, пригодный и для систем большей размерности в случае разделяющихся переменных. В модели Томаса–Ферми с биквадратичным потенциалом конфайнмента вычисляются самосогласованный потенциал, пространственное распределение плотности и полная энергия электронов как функция числа частиц и эффективного заряда электронов. Используется скейлинг по числу частиц. Выводится условие квантования для уровней энергии. Приводится вывод аналитических выражений, по которым на основе модели Томаса–Ферми градиентная и оболочечная поправки к полной энергии электронов. Исследуется зависимость оболочечных эффектов от константы взаимодействия. Проводится сравнение с точными расчетами методом функционала плотности. Обсуждается связь полученных результатов с поправкой Струтинского.

Сравнение наших результатов с имеющимися в литературе точными квантовомеханическими расчетами показывает, что они практически совпадают, а используемые нами аналитические выражения позволяют объяснить полученные в этих численных расчетах особенности в осциллирующей зависимости полной энергии электронов от числа частиц в квантовой точке.

## ИНДИЙ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

*Синько Г.В.\* , Смирнов Н.А.*

*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск*

*\*gevas@uniterra.ru*

Представлены результаты первопринципных расчетов кривых холодного сжатия кристаллов индия методом FPLMTO. При нормальных условиях эти кристаллы имеют гранецентрированную тетрагональную структуру (*фс*). В согласии с данными более ранних работ, наши расчеты показали, что существует интервал давлений, при которых удельная энергия *фс* индия при постоянном объеме имеет два минимума, соответствующие двум вариантам гранецентрированной тетрагональной решетки: *фс*-I и *фс*-II. Для первого из этих вариантов равновесное отношение *c/a* больше единицы, а для второго — меньше. Установлено наличие двух изоструктурных переходов между этими вариантами решеток: при давлении  $\sim 0.4$  и  $\sim 2.1$  Мбар.

Поскольку структура *фс* является частным случаем более общей структуры — гранецентрированной орторомбической (*фс*), то также рассматривается вопрос, соответствуют ли минимумы энергии, обнаруженные в структуре *фс*, минимумам энергии более общей структуры *фс*, и не имеет ли она своих минимумов, которые могли бы послужить причиной наблюдения в

некоторых экспериментах переходов индия под давлением из структуры  $fcc$  в гранецентрированную орторомбическую структуру  $fco$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №04-02-17292).

## ХОЛОДНАЯ КРИВАЯ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВОЛЬФРАМА ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Смирнов Н.А.<sup>1</sup>, Хищенко К.В.\*<sup>2</sup>

<sup>1</sup>РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*konst@ihed.ras.ru

Для анализа процессов интенсивного импульсного воздействия на конденсированные среды необходимо адекватное знание свойств вещества как в стабильных, так и метастабильных состояниях в широком диапазоне температур и давлений, включая область растягивающих напряжений.

В настоящей работе проведены первопринципные расчеты электронной структуры и термодинамических параметров *оцк* вольфрама при  $T = 0$  К в рамках теории функционала плотности с использованием метода линейных маффин-тин орбиталей без ограничений на форму потенциала (FP-LMTO) [1] и обобщённого градиентного приближения взятого в форме [2]. В качестве обменно-корреляционного функционала был выбран функционал [3], как наиболее удовлетворительно описывающий свойства основного состояния вольфрама.

Полученные данные для холодной кривой использованы при построении полуэмпирического уравнения состояния металла. В отличие от известных ранее многофазных уравнений состояния [4, 5] изменена форма записи отдельных слагаемых термодинамического потенциала, что позволило более корректно учесть тепловой вклад атомов твердого тела и жидкости при  $T \rightarrow 0$  К. За счет этого удалось распространить описание свойств и фазовых превращений вольфрама на область метастабильных состояний при отрицательных давлениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №04-02-17292 и 06-02-17464).

1. Savrasov S.Yu., Savrasov D.Yu. // Phys. Rev. B. 1992. V.46. P.12181.
2. Perdew J.P., Chevary J.A., Vosko S.H., Jackson K.A., Pederson M.R., Singh D.J., Fiolhais C. // Phys. Rev. B. 1992. V.46. P.6671.
3. Gunnarsson O., Lundqvist B.I. // Phys. Rev. B. 1976. V.13. P.4274.
4. Lomonosov I.V., Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Shock Compression of Condensed Matter — 2001 / Eds. Furnish M.D., Thadhani N.N., Horie Y. New York: AIP, 2002. P.111.
5. Хищенко К.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Форгова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С.170.

## ИЗУЧЕНИЕ ОКОЛОКРИТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ПАР ЛИТИЯ ГАЗОТЕРМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

*Труханенок А.Н.\*<sup>1</sup>, Николаев Д.Н.<sup>2</sup>, Терновой В.Я.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>МФТИ, Долгопродный, <sup>2</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка

\**ternovoi@icp.ac.ru*

Были изучены околокритические состояния перехода жидкость–пар лития. В исследуемой области фазовой диаграммы литий претерпевает разные фазовые превращения — переход жидкость–пар, металл–неметалл, а также, возможно, и плазменный фазовый переход. Исследование вещества в данной области представляет значительный интерес для проверки теоретических моделей описывающих фазовые переходы.

Отличие от других алкалоидных металлов параметры критической точки лития экспериментально не определены. Оценки критического давления и температуры полученные в различных теоретических работах дают значения  $P_c$  от 22 до 242 МПа и  $T_c$  от 2600 до 4400 К, соответственно.

Нагрев металлических фольг при метании в плоской геометрии осуществлялся ударно-сжатым гелием со стороны свободной поверхности в динамически создаваемых изобарических условиях. Температура образца в процессе нагрева измерялась с помощью скоростного четырехканального оптического пирометра. Давление в системе определялось по данным измерений скорости ударной волны в гелии базисным методом.

В докладе представлены результаты выполненных экспериментов и проводится сопоставление их с предсказаниями имеющихся моделей термодинамики лития в околокритической области.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта №04-02-16790.

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

*Хищенко К.В.\*<sup>1</sup>, Жерножлетов М.В.<sup>2</sup>, Ковалев А.Е.<sup>2</sup>,  
Ломоносов И.В.<sup>1</sup>, Новиков М.Г.<sup>2</sup>, Фортвов В.Е.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

\**konst@ihed.ras.ru*

Проведены измерения скорости звука за фронтом ударной волны в церию при давлениях 0.5–1.4 Мбар. Использован оптический метод догоняющей разгрузки с 1,3-перфтордиметилциклогексаном (карбогал) в качестве индикаторной жидкости.

Полученные данные о зависимости скорости звука от интенсивности ударного нагружения не позволяют выделить каких-либо особенностей, которые можно было бы связать с фазовым превращением (плавлением) церию в изученном диапазоне давлений.

Обобщение новых данных и имевшейся ранее информации об ударной сжимаемости металла выполнено в виде полуэмпирического уравнения состояния для области высоких плотностей энергии.

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

## УДАРНОЕ СЖАТИЕ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ФУЛЛЕРЕНА C<sub>60</sub> ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

*Миляевский В.В.\*<sup>1</sup>, Уткин А.В.<sup>2</sup>, Хищенко К.В.<sup>1</sup>, Фортвов В.Е.<sup>1</sup>,  
Жуж А.З.<sup>1</sup>, Якушев В.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка

\*vlvm@ihed.ras.ru

Экспериментально исследована ударная сжимаемость фуллера C<sub>60</sub> и скорость звука в ударно-сжатом фуллере C<sub>60</sub> в диапазоне давлений до 0.5 Мбар. Установлено, что ударная адиабата фуллера C<sub>60</sub> и зависимость скорости звука в ударно-сжатом фуллере от давления имеют ряд особенностей, связанных с серией полиморфных фазовых превращений. При амплитуде ударной волны около 9 ГПа наблюдается фазовое превращение, сопровождающегося резким увеличением скорости звука в ударно-сжатом веществе. Конечным продуктом данного превращения является аллотропная модификация углерода с достаточно высоким модулем объемного сжатия — одна из полимеризованных фаз фуллера C<sub>60</sub>. В области давлений 9–22 ГПа происходит разрушение полимеризованной фазы фуллера C<sub>60</sub> с образованием графитоподобного углерода. В области давлений 25–33 ГПа наблюдается фазовое превращение, завершающегося формированием плотной аллотропной модификации углерода (кубического алмаза). При давлении за фронтом ударной волны свыше 33 ГПа ход ударной адиабаты фуллера C<sub>60</sub> определяется термодинамическими свойствами алмазоподобной фазы высокого давления.

Результаты проведенных ударно-волновых измерений использованы при полуэмпирическом описании термодинамических свойств фуллера C<sub>60</sub> и продуктов его превращений в широком диапазоне давлений и температур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №04-02-16471).

## ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОВ РОСА-М. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ АЛЮМИНИЯ

*Гордеев Д.Г.\*, Гударенко Л.Ф., Жерноклетов М.В.,  
Куделькин В.Г., Мочалов М.А.*

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров*

\*D.G.Gordeev@vniief.ru

В рамках феноменологической термодинамики получена модель, которая позволяет разрабатывать уравнения состояния (УРС), описывающие термодинамические свойства металлов в экспериментально исследованной области. Благодаря предельным переходам, следующим из расчетов по теоретическим УРС, она обладает хорошими аппроксимационными свойствами, что позволяет проводить расчет термодинамических свойств и в окрестности экспериментально исследованной области. Модель предусматривает нормировку на состояние металла при нормальных условиях (нормальная плотность вещества соответствует температуре 293 К, давлению 1 атм). Теплоемкость, коэффициенты Грюнайзена ядер и электронов являются функциями плотности и температуры. При низких температурах теплоемкость меняется в соответствии с теорией Дебая. Учитывается снятие вырождения

электронного газа при температурах выше температуры Ферми. Для своей области применимости модель содержит относительно небольшое число свободных параметров, большинство из которых имеет физический смысл. Возможности модели, область её применимости продемонстрированы на примере разработки УРС Al. Представлены результаты сравнения расчетов различных изолиний по УРС с экспериментальными данными и расчетами по другим моделям. В работе представлены новые экспериментальные данные о положении адиабаты расширения алюминия при разгрузке из состояния  $P = 229.71$  ГПа на ударной адиабате в аэрогель ( $\text{SiO}_2$ ) плотностью  $0.08 \text{ г/см}^3$ .

## РЕКОНСТРУКЦИЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И УДАРНЫХ АДИАБАТ ТВЁРДОГО ТЕЛА ПО ЕГО ИЗОТЕРМЕ

*Молодец А.М., Авдонин В.В.\* , Бабарэ Л.В., Гольмшев А.А.,  
Шахрай Д.В.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*avdonin@icp.ac.ru*

Известно, что уравнение состояния Ми–Грюнайзена может быть записано с опорой не только на ударную адиабату (см. [1]) или «холодную изотерму», но и на любую другую, например, комнатную изотерму ( $P - P_S$ ) =  $\gamma(E - E_s)/V$ . В этом уравнении  $P_S = P_S(V)$ ,  $E_s = E_s(V)$  — соответственно давление и энергия вдоль изотермы при комнатной температуре,  $\gamma = \gamma(V)$  — объёмная зависимость коэффициента Грюнайзена.

Как хорошо известно, в настоящее время в научной литературе представлена обширная экспериментальная информация по изотермам сжатия твердых тел и их полиморфных модификаций. Таким образом, для многих материалов функция  $P_S$  может быть найдена в научной литературе. В данной работе предложена методика восстановления остальных двух функций  $E_s = E_s(V)$  и  $\gamma = \gamma(V)$  с использованием новой формы изотермы высокого давления из [2], что позволяет реконструировать уравнение состояния Ми–Грюнайзена, опираясь лишь на изотерму сжатия  $P_S(V)$ . Если же (см. [1]) это уравнение состояния дополнить соотношениями Рэнкина Гюгонио, то оказывается возможным рассчитать ударную адиабату рассматриваемого твердого тела. Этот приём может быть использован для построения уравнения состояния твердых тел и, в том числе, их новых полиморфных модификаций, когда набор теплофизических свойств ограничен лишь изотермой сжатия. Методика проиллюстрирована на примере расчета уравнений состояния твердых тел, а также их ударных адиабат различной пористости в диапазоне давлений ударного сжатия до 100–500 ГПа.

Работа была выполнена при поддержке комплексной программы РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий» и «Физика и механика сильно сжатого вещества и проблемы внутреннего строения Земли и планет».

1. McQueen R.G., et al. // High-Velocity Impact Phenomena / Ed. Kinslow R. Academic Press, 1970.
2. Molodets A.M. // High Press. Res. (in press).

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ ПОЛИМОРФНЫХ МОДИФИКАЦИЙ РУБИДИЯ

*Шахрай Д.В.\* , Молодец А.М.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*shakhray@icp.ac.ru*

Рубидий является типичным представителем легких щелочных металлов, которые проявляют ряд своеобразных свойств при высоких давлениях и температурах. Так в диапазоне давлений до 30 ГПа этот металл в условиях изотермического сжатия испытывает серию полиморфных переходов ( $\text{Rb-I} \Leftrightarrow \text{Rb-II} \Leftrightarrow \text{Rb-III} \Leftrightarrow \text{Rb-IV} \Leftrightarrow \text{Rb-V}$ ) [1]. При этом четвертая фаза оказывается несоразмерной (см. [2]). В другой области фазовой диаграммы (при 0.01 ГПа, 2000 К) сильно разогретый рубидий испытывает моттовский переход неметалл–металл [3]. Наконец при ударном сжатии в области  $\cong 25$  ГПа обнаружен излом его ударной адиабаты [4], который согласно [5] вызван перемещением внешних электронов на внутренние орбитали и образованием компактных малосжимаемых электронных конфигураций. Вместе с тем сведения об уравнении состояния рубидия, необходимые для его дальнейшего экспериментального изучения в области высоких давлений крайне ограничены. Так в доступной литературе уравнения состояния  $\text{Rb-II}$ ,  $\text{Rb-III}$ ,  $\text{Rb-IV}$ ,  $\text{Rb-V}$  не обнаружены. В данной работе представлены уравнения состояния и ударные адиабаты полиморфных модификаций рубидия. Уравнения состояния в форме Ми–Грюнайзена, построены с опорой на изотерму высокого давления из [6]. Ударные адиабаты рассчитаны с помощью полученного уравнения состояния и соотношений Рэнкина–Гюгонио.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №03-02-16322 и программы Президиума РАН «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий».

1. Schwarz U., et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.83. P.4085.
2. Колобянина Т.Н. // УФН. 2002. Т.172. С.1361.
3. Hensel F., et al. // Phys. Rev. B. 1999. V.59. P.3434.
4. Rice M.H. // J. Phys. Chem. Sol. 1965. V.26. №3.
5. Альтшулер Л.В., Баканова А.А. // УФН. 1968. Т.96. №2.
6. Molodets A.M. // High Press. Res. 2005. V.25. №4.

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И ПЕРЕНОСНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМОРФНЫХ МОДИФИКАЦИЙ ДИОКСИДА УРАНА $\text{UO}_2$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

*Молодец А.М.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*molodets@icp.ac.ru*

Ранее в [1] путём анализа экспериментальных ударных адиабат [2] диоксида урана был обнаружен полиморфный переход  $\text{UO}_2$  при ударном сжатии ( $P = 37$  ГПа,  $T = 1025$  К). В [3] проведено исследование полиморфного перехода  $\alpha\text{UO}_2 \Leftrightarrow \beta\text{UO}_2$  в алмазных наковальных при изотермическом сжатии до 80 ГПа, что находится в диапазоне абсолютных измерений давления и внутренней энергии ударного сжатия из [2]. Таким образом, в настоящее время оказывается возможным сочетать ударно-волновые [2] и изотермические

[3] данные для того, чтобы реконструировать термодинамические свойства фазовая диаграмма, уравнения состояния, ударные адиабаты), а также исследовать некоторые переносные свойства.

В представленной работе на основе данных [1–3] рассчитаны линии равновесия полиморфных модификаций и их кривые плавления в области 40 ГПа и 300–1000 К, обсуждается возможность зеркального откола в диоксиде урана, а также местоположение тройной точки  $\alpha UO_2 \Leftrightarrow \beta UO_2 \Leftrightarrow$  расплав  $UO_2$ . Путем сопоставления расчетов и эксперимента обосновано предположение о том, что расплав орторомбической фазы высокого давления диоксида урана  $\beta UO_2$  в области давлений  $\approx 100$  ГПа плотнее кристалла. Высказано предположение о существовании третьей полиморфной модификации диоксида урана  $\gamma UO_2$  в области давлений  $\cong 100$  ГПа и температур  $\cong 2000$  К.

Для флюоритной фазы  $\alpha UO_2$  рассчитаны объёмные зависимости характеристической температуры и коэффициента Грюнайзена. Эти расчёты использованы для вычисления решёточной составляющей коэффициента теплопроводности  $\alpha UO_2$  согласно [4]. Прогностические расчеты предсказывают 3–4х кратное увеличение коэффициента теплопроводности флюоритной модификации диоксида урана  $\alpha UO_2$  при давлении 40 ГПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий».

1. Molodets A.M., Fortov V.E. // JETP Letters. 2004. V.80. P.172–175.
2. Marsh S. P. (Ed.), Univ. California, Berkeley, 1980.
3. Idiri M., et al. // Phys. Rev. B. 2004. V.70. P.014113.
4. Dugdale J.S., MacDonald D.K. // Phys. Rev. 1955. V.98, P.1751–1752.

## КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТУГОПЛАВКИХ ОКСИДОВ ( $UO_2$ , $Al_2O_3$ , $BeO$ , $MgO$ ) ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*Гольшев А.А.\* , Молодец А.М.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*golyshev@icp.ac.ru*

В литературе известны модели (см. [1, 2]), позволяющие рассчитывать решеточный коэффициент теплопроводности твердых тел на основе характеристической температуры и коэффициента Грюнайзена. Эти модели могут быть привлечены для расчета коэффициента теплопроводности твердых тел в экстремальных условиях сильного сжатия и высоких температур.

В данной работе с использованием объёмной зависимости характеристической температуры и коэффициента Грюнайзена из [3], а также экспериментальных данных по изобарическому расширению представленных в [4, 5] исследована возможность применения формулы Дугдала–Макдональда [2] для коэффициента теплопроводности тугоплавких оксидов ( $UO_2$ ,  $Al_2O_3$ ,  $BeO$ ,  $MgO$ ) при высоких температурах  $T$ . Установлено, что, несмотря на сильные (на порядок) различия коэффициентов теплопроводности, температурная зависимость коэффициента теплопроводности всех рассматриваемых в данной работе оксидов может быть единообразно представлена модифицированной формулой Дугдала–Макдональда. При этом показано, что в отличие от оригинальной формулы, где температурная зависимость задана  $\sim T^{-1}$ , коэффициент теплопроводности в модифицированной формуле

Дугдала–Макдональда определяется температурой в степени  $n$ , то есть  $T^{-n}$ , где  $n \approx 0.52$  для  $\text{UO}_2$ ,  $n \approx 1.5$  для  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $n \approx 1.2$  для  $\text{BeO}$  и  $n \approx 1.1$  для  $\text{MgO}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий» и «Физика и механика сильно сжатого вещества и проблемы внутреннего строения Земли и планет».

1. Berman R. Thermal Conductivity in Solids. Oxford: Clarendon Press, 1976.
2. Dugdale J.S., MacDonald D.K. // Phys. Rev. 1955. V.98. P.1751–1752.
3. Молодец А.М. // Физ. горения и взрыва. 1998. Т.34. №4. С.94.
4. Fink J.K., Ghasanov M.G., Leibowitz L. // J. Nucl. Mat. 1981. V.102. P.17.
5. Физические величины: Справочник / Под. ред. Григорьева И.С. М.: Электротомиздат, 1991. 1232 с.

## ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПРОСТОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ С ПОСТОЯННЫМ И ПЕРЕМЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ГРЮНАЙЗЕНА ДЛЯ РЯДА МЕТАЛЛОВ

*Голубев В.К.*

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров*

*gol@socc.ru*

Проведен анализ точности уравнения состояния Ми–Грюнайзена с двумя уравнениями для кривой холодного сжатия и с постоянным и переменным, зависящим от сжатия коэффициентом Грюнайзена при его использовании для ударно-волновых расчетов. Рассмотрено около 30 металлов, от магния и бериллия до вольфрама и иридия. Диапазон давления ограничен предельным значением 100 ГПа. Однопараметрическую кривую холодного сжатия брали в форме Тэта, а двухпараметрическую — в форме Леннарда–Джонса. Для переменного коэффициента Грюнайзена в качестве основной использовали обратную пропорциональную зависимость от плотности, а в качестве дополнительной — асимптотическую.

Параметризацию уравнения состояния конкретного металла осуществляли в диапазонах давления 0–10, 0–20, . . . , 0–100 ГПа. Для этого экспериментальную ударную адиабату представляли в виде аналитической зависимости давления от сжатия. Соответствующую расчетную ударную адиабату с неопределенным параметром  $k$  кривой холодного сжатия в форме Тэта или с неопределенным параметрами  $n$  и  $t$  кривой холодного сжатия в форме Леннарда–Джонса и с соответствующим постоянным или переменным коэффициентом Грюнайзена также представляли в виде аналитической зависимости давления от сжатия. В каждом из рассматриваемых диапазонов давления для экспериментальной ударной адиабаты определяли ряд точек, не менее 50, по которым с использованием метода нелинейного регрессионного анализа определяли параметры кривых холодного сжатия и статистические характеристики расхождения точек расчетной и экспериментальной ударных адиабат.

В результате для всех металлов были построены зависимости указанных параметров от верхнего значения давления в рассматриваемом диапазоне. Подобные зависимости построены также для среднеквадратичного отклонения между расчетной и экспериментальной ударными адиабатами. Про-

веденный анализ позволил выявить общие закономерности, связывающие параметры кривых холодного сжатия и характеристики точности регрессионных зависимостей со свойствами рассмотренных металлов. Полученные результаты удобны для использования в качестве базы данных.

## ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЕ ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ АЛЮМИНИЯ, МЕДИ И СВИНЦА НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ТОМАСА–ФЕРМИ

*Хищенко К.В., Шемякин О.П.\**

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*shemyakin@ihed.ras.ru*

Представлены результаты расчетов для алюминия, меди и свинца по уравнениям состояния, в которых учет тепловой электронной компоненты осуществляется по обобщенной модели Томаса–Ферми [1], а тепловой вклад ядерной компоненты и холодная кривая вещества заданы в виде интерполяционных выражений. Подобный подход уже использовался ранее (см., например, [2]). В настоящей работе термодинамический потенциал  $T = 0$  К определен по методике [3], а для описания вклада теплового движения ядер применяются выражения полуэмпирической модели [4]. Для упомянутых веществ рассчитаны ударные адиабаты образцов с различной степенью пористости. Результаты расчетов сопоставлены с имеющимися для этих металлов данными динамических экспериментов при высоких плотностях энергии.

1. Feynman R., Metropolis N., Teller E. // Phys. Rev. 1949. V.75. P.1561.
2. Киржниц Д.А., Шпатаковская Г.В. Препринт ФИАН №33. М., 1998.
3. Хищенко К.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. №19. С.65.
4. Хищенко К.В. // ТВТ. 1997. Т.35. №6. С.1002.

## НЕПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ МАСШТАБНОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СИСТЕМ

*Мартынец В.Г.\*, Безверхий П.П., Матизен Э.В.*

*ИНХ СО РАН, Новосибирск*

*\*mart@che.nsk.su*

Для практического описания фазовых переходов 2-го рода и критических явлений единственным уравнением состояния (УС) в строгой масштабной теории (скейлинг), до настоящего времени является уравнение Скофилда и основанные на нем другие параметрические уравнения. Однако эти уравнения неудобны для аппроксимации  $PVT$ -данных и, соответственно, для составления стандартных таблиц. Мы предлагаем новое УС, описывающее критическое поведение магнетиков вблизи точки Кюри и жидкостей вблизи критической точки в традиционном непараметрическом виде. УС основано только на масштабной теории, и поэтому является универсальным. В обобщенных координатах масштабное УС имеет вид:

$$h_1 = kA_1|A_1|^{\delta-1}[(h_2/|A_1|^{1/\beta} + q_p)^\gamma - (q_p - q)^\gamma], \quad d\Phi = A_1dh_1 + A_2dh_2. \quad (1)$$

В (1)  $h_1$ ,  $h_2$  — обобщенные упорядочивающее и неупорядочивающее поля,  $A_1$ ,  $A_2$  сопряженные этим полям величины, соответственно,  $d\Phi$  — полный

дифференциал потенциала  $\Phi$ ,  $\delta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — индексы трехмерного Изинга. УС (1) предполагает наличие пограничной кривой — бинадали ( $h_1 = 0$ ), кривых — спинодали ( $(\partial h_1 / \partial A_1)_{A_2} = 0$ ), и  $S$ -спинодали ( $(\partial h_2 / \partial A_2)_{A_1} = 0$ ), на которых обобщенные восприимчивости обращаются в бесконечность, подобно сжимаемости жидкости на спинодали. Перейти к величинам для жидкости можно с помощью преобразований Покровского-Паташинского (применение метода см. [1]) и получить:

$$\pi = -k(q_p - q)^\gamma \Delta\rho |\Delta\rho|^{\delta-1} [1 + \delta\Delta\rho / (1 + \delta)] + k(\tau + q_p |\Delta\rho|^{1/\beta})^\gamma \times \\ \times (\Delta\rho + \Delta\rho^2) - k\tau |\tau|^{\gamma-1} \Delta\rho^2 (1/2 + \gamma\beta q_p |\Delta\rho|^{1/\beta} / (\tau + 2\beta\tau)) + (M - a)\tau, \quad (2)$$

где  $\Delta\rho = (\rho - \rho_c) / \rho_c$ ,  $\tau = (T - T_c) / T_c$ ,  $\rho$  — плотность,  $\pi = (P - P_c) / P_c$ ,  $T$  — температура,  $P$  — давление,  $c$  отмечает критическое значение величины,  $q = (m/k)^{1/\gamma}$ ,  $q_p = 4.002q$ . Адекватность УС эксперименту проверялась путем аппроксимации  $PVT$ -данных по давлению с подгонкой 3-х констант  $m$ ,  $k$ ,  $M - a$ , для  $\text{He}^4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$  с погрешностью по давлению 0.5% и по уравнению для теплоемкости  $C_v$ , полученного из (1), (2), с теми же значениями констант для  $\text{He}^4$  с погрешностью меньше 5%.

1. Безверхий П.П. и др. // ЖЭТФ. 2004. Т.126. №5. С.1146.

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ ВОДЫ И ЛЬДА ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В ПЕРЕМЕННОМ ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Воробьев В.С.\*<sup>1</sup>, Мальшиенко С.П.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, <sup>2</sup>ИВТ РАН, Москва

\*vrbv@mail.ru

Рассматривается возможность сосуществования двухфазной системы вода–лед при комнатной температуре в переменном электрическом поле. Такая возможность обусловлена как необычными теплофизическими свойствами воды, так и особенностями индуцированного внешним полем фазового перехода жидкость–твердое тело. Показано, что в переменном электрическом поле порядка ста тысяч герц вода сохраняет высокое значение диэлектрической проницаемости, в то время как диэлектрическая проницаемость льда резко падает до значений порядка 3. В этих условиях лед вода могут сосуществовать как две отдельные фазы, если напряженность электрического поля достигает значений  $4 \cdot 10^5$  В/см. Это поле существенно слабее теоретического значения поля, необходимого для выравнивания диполей воды ( $> 10^5$  В/см), но несколько больше экспериментальных данных  $(2 - 8) \cdot 10^4$  В/см, недавно полученных для ограниченного объема воды, состоящего из трех молекулярных слоев. Обсуждаются причины возможных отклонений.

# НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*Куперштох А.Л.\* , Медведев Д.А.*

*ИГиЛ СО РАН, Новосибирск*

*\*skn@hydro.nsc.ru*

Проведен линейный анализ устойчивости уравнений Эйлера и Навье–Стокса для жидких диэлектриков, находящихся в однородном электрическом поле, к малым возмущениям однородного состояния. Объемная сила, действующая на диэлектрическую жидкость, выражается формулой

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} - \frac{E^2}{8\pi}\nabla\varepsilon + \frac{1}{8\pi}\nabla\left[E^2\rho\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T\right]. \quad (1)$$

Показано, что электрическое поле увеличивает инкремент неустойчивости для расслоения вдоль поля и уменьшает — для поперечного расслоения. Таким образом, в сильных электрических полях возможно анизотропное разделение на жидкую и газовую фазы, в том числе для вещества, находящегося первоначально не только в лабильном состоянии, но и в метастабильном или стабильном состояниях. Численное моделирование эволюции первоначально покоящегося жидкого диэлектрика в однородном электрическом поле подтверждает теоретические расчеты. Динамика сплошной среды моделировалась методом решеточных уравнений Больцмана (LBE) с фазовыми переходами для произвольного уравнения состояния [1] с учетом сил (1). Принципиально то, что новые участки менее плотной фазы возникают в виде узких цилиндрических образований, ориентированных вдоль поля. В предшествующих работах (см. [2] и др.) рассматривалась возможность зарождения только сферических зародышей. При этом возможность сильной анизотропии неустойчивостей совсем не учитывалась. При пробое жидких диэлектриков в электрических полях, локально достигающих величин  $\sim 1$ – $100$  МВ/см (для разных жидкостей), описанная анизотропная неустойчивость, возможно, является определяющим механизмом образования газовой фазы и зарождения стримерных структур в наносекундном диапазоне, их быстрого распространения в виде тонких ветвей (скорость может превышать  $100$  км/с), в среднем ориентированных вдоль локального электрического поля, а также их ветвления.

1. Куперштох А.Л. // Вестник НГУ. Математика, механика и информатика. 2005. Т.5. №3. С.29.
2. Vorob'ev V.S., Malysenko S.P., Petrin A.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V.35. №3. P.257.

# КЛАСТЕРНЫЙ МЕХАНИЗМ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

*Карпенко С.В.\*<sup>1</sup>, Савинцев А.П.<sup>2</sup>, Темроков А.И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>НИИ ПМА КБНЦ РАН, <sup>2</sup>КБГУ, Нальчик

\*sv\_karpenko@mail.ru

Несомненные успехи, достигнутые в последние десятилетия в построении теории фазовых переходов второго рода, до сих пор практически не затронули фазовые переходы первого рода и, в частности, реконструктивные фазовые превращения, протекающие в кристаллах под действием высокого давления. В настоящей работе сделана попытка построить схему этих переходов, опираясь на теорию протекания [1] и гипотезу подобия [2], 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. Пока расстояние между двумя ближайшими кластерами меньше некоторого критического, характеризуемого радиусом корреляции  $\rho$ , критическая доля объема  $\xi$  новой фазы недостаточна для образования нового кластера. Существует критическое значение объема новой фазы  $\xi_c$ . При  $\xi = \xi_c$  начинается слияние кластеров, которое приводит к образованию канала протекания. Слияние последних образует тонкую пленку новой фазы. В дальнейшем процесс развивается внутрь образца, приводя к появлению кластеризованных областей новой фазы по всему объему кристалла.

1. Шкловский Р.Э., Эфрос А.Л. // УФН. 1975. Т.117. С.401.
2. Hankey A., Stanly H.E. // Phys. Rev. 1976. V.6. P.3515.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЗАЦИИ МАССИВНЫХ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

*Мамчуев М.О., Карпенко С.В.\*, Темроков А.И.*

*НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик*

\*sv\_karpenko@mail.ru

Переход «диэлектрик-металл» под действием высокого давления в кристаллах имеет место в основном в результате усиливающегося взаимодействия между атомными валентными орбитальными, которое уширяет энергетические зоны и, в конечном итоге, предельно сужает энергетическую щель между валентной зоной и зоной проводимости. В данной работе для расчета давления всестороннего сжатия, при котором должна происходить «металлизация» диэлектрика, используется электронно-статистическая модель в

формализме метода функционала плотности. При описании термодинамики фазы ионного кристалла будем исходить из модели идеальной кристаллической решетки, имеющей структуру типа NaCl (В1-структура), состоящей из точечных зарядов разного знака. Температуру будем считать равной абсолютному нулю. Термодинамический потенциал ионной решетки, построенный с учетом взаимодействия ионов семи координационных сфер имеет вид

$$G_{B1}(R) = \sum_{k=1}^7 N_k U_k(a_k R) - \frac{\alpha_\mu}{R} - V \frac{\partial}{\partial V} \sum_{k=1}^7 N_k U_k(a_k R),$$

где  $\alpha_\mu = 1,747558$  — постоянная Маделунга В1-структуры;  $U_{B1}(R)$  — потенциал парного взаимодействия ионов,  $a_k$  — отношение радиусов  $k$ -й и первой координационных сфер,  $N_k$  — число ближайших соседей в  $k$ -й координационной сфере. В качестве модели металлизированной фазы ионного кристалла возьмем приближение Гомбаша, хорошо описывающее щелочные и щелочно-земельные металлы. В этом приближении энергия решетки, отнесенная к паре частиц, равна

$$E_m = A_{m0} + \frac{A_{m1}}{R_m} + \frac{A_{m2}}{R_m^2} + \frac{A_{m3}}{R_m^3} + \frac{A_{m4}}{R_m^4}.$$

Давления «металлизации» определяются, исходя из равенства термодинамических потенциалов фаз в точке фазового превращения. Показано, что порядок давления, создаваемого в диэлектриках, в частности, в щелочно-галлоидных кристаллах, при оптическом пробое под влиянием мощного лазерного импульса, совпадает по порядку величины с давлением всестороннего сжатия, при котором происходит «металлизация» вещества.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНО-АДИАБАТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ДАВЛЕНИЯ

*Джавадов Л.Н.*

*ИФВД РАН, Троицк*

*dzhavadov@hppi.troitsk.ru*

Метод основан на регистрации температурного отклика системы при адиабатическом изменении давления на малую величину — определение производной  $(\partial T / \partial P)_S$ . Знание этой производной как функции  $T$  и  $P$  позволяет построить семейство изэнтроп и, при известных граничных условиях, рассчитать такие функции температуры и давления как энтропия, теплоемкость, тепловое расширение и другие. Приводятся экспериментальная установка ( $P < 3.0$  ГПа,  $300 < T < 700$  К) и результаты — поведение термодинамических свойств веществ, претерпевающих фазовые превращения как первого рода так и второго.

## **СТРУКТУРНЫЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛОВ ГРАФИТА, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ БЫСТРОМ ЗАТВЕРДЕВАНИИ ЖИДКОГО УГЛЕРОДА**

*Башарин А.Ю.\* , Турчанинов М.А.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

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

Исследованы формы, в которые кристаллизуются расплав графита и жидкий углеродный конденсат, полученные импульсным лазерным нагревом квазиоднокристалла графита в миллисекундном диапазоне длительностей и давлений  $> 10$  МПа. Показано, что для этих условий характерны исключительно кристаллические формы графита. Исследование их морфологических и структурных особенностей показало, что основной равновесной формой кристаллизации до скоростей затвердевания, по крайней мере, 0.5–1.5 м/с является слоистый кристалл графита, который в ряде случаев ограничивается в виде пластинчатого кристалла. При больших скоростях затвердевания формируются скелетные, игольчатые, дендритные кристаллы графита, характерные для роста из сильно пересыщенных сред. При гетерогенном многозародышевом росте кристаллы имеют вид сростков и скелетных кристаллов с большим содержанием пустот.

## **АНИЗОТРОПИЯ СМАЧИВАНИЯ ЖИДКИМ УГЛЕРОДОМ РАЗЛИЧНЫХ ГРАНЕЙ КРИСТАЛЛА ГРАФИТА**

*Турчанинов М.А.\* , Башарин А.Ю.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

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

Исследовано растекание жидкого углеродного конденсата по плотноупакованной поверхности (0001) твердого графита, находящегося вблизи точки плавления и по поверхности вицинального холмика роста, составленного плотноупакованными террасами и перпендикулярными к ним изломами с большими кристаллографическими индексами. Показана анизотропия смачивания жидким углеродом различных граней монокристалла графита. Плотноупакованные грани кристалла смачиваются частично (острый краевой угол), а грани с большими индексами полностью с образованием пленки практически мономолекулярной толщины, что объясняется анизотропией электронной плотности  $sp^2$ -гибридизированных электронных облаков графита.

## **ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДИОКСИДЕ ЦИРКОНИЯ**

*Тарасов В.Д.\* , Чеховской В.Я.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

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

Методом смешения измерена энтальпия диоксида циркония в интервале температур 1200–2900 К. В измеренном интервале температур обнаружены два фазовых превращения: при 1450 К — моноклинная решетка переходит в тетрагональную, а при 2660 К — тетрагональная в кубическую. Оценки скрытой теплоты фазовых превращений приводятся.

Работа проводилась при частичной поддержке гранта РФФИ №05-02-17180.

## **ЭФФЕКТИВНАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ТРУБЧАТОЙ ПОЛОСТИ ПРИ СУБСЕКУНДНОМ РЕЗИСТИВНОМ НАГРЕВЕ**

*Русин С.П.\* , Пелецкий В.Э.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*rusin@iht.mpei.ac.ru*

При импульсном субсекундном резистивном нагреве для определения термодинамической температуры часто используется тонкостенная трубчатая металлическая полость, причём, полагается, что полость замкнута и изотермична. Вместе с тем, для измерения интенсивности излучения, полость должна иметь смотровое окно. Кроме того, полость, как правило, имеет ту или иную неизотермичность. В связи с этим полость не является совершенной моделью чёрного тела. Как известно, пирометр, регистрирует излучение, осреднённое по некоторой площадке визирования. Для совершенной (идеальной) модели чёрного тела это не имеет значения. Для несовершенной модели градиент эффективной интенсивности излучения играет значительную роль. Рассматривалось две возможные ситуации: 1 — размеры смотрового окна полости таковы, что оно не диафрагмирует поток излучения, который исходит от стенки полости (площадки визирования) и регистрируется пирометром; 2 — пирометр визируется непосредственно на смотровое окно полости и температура полости определяется по потоку излучения, исходящего из этого окна.

С помощью аппарата интегральных уравнений проведено численное исследование локальной эффективной излучательной способности полости в зависимости от степени неизотермичности, а также от излучательной способности материала стенок полости и от её геометрических размеров [1, 2]. Результаты, представленные в безразмерном виде, используются для интерпритации экспериментальных данных, полученных с помощью автоматических быстродействующих монохроматических пирометров для трубок из циркония и титана. Показано, что результаты пирометрических измерений процесса нагрева и охлаждения образца определяются, как зависимостью локальной излучательной способности от координат внутри площадки визирования, так и размерами самой площадки.

Работа выполнена по гранту РФФИ №05-08-65452.

1. Поскачей А.А., Русин С.П. Измерение температуры в электротермических установках. М.: Энергия, 1967.
2. Русин С.П., Пелецкий В.Э. Тепловое излучение полостей. М.: Энергоатомиздат, 1987.

## СЖИМАЕМОСТЬ И СТАБИЛЬНОСТЬ ФАЗ ЛАТУНЕЙ В СИСТЕМЕ Cu–Zn ПРИ ДАВЛЕНИИ ДО 50 ГПА

Дегтярева В.Ф.\*<sup>1</sup>, Сахаров М.К.<sup>1</sup>, Новохатская Н.И.<sup>1</sup>,  
Дегтярева О.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия, <sup>2</sup>ГЛ ИКВ, Вашингтон, США

\*degtyar@issp.ac.ru

Проведено исследование кристаллической структуры сплавов системы Cu–Zn *in situ* при высоком давлении до 50 ГПа с использованием алмазных наковален и синхротронного излучения. Для исследования выбраны сплавы составов Cu – 25 ат.% Zn, Cu – 50 ат.% Zn и Cu – 62 ат.% Zn, представляющие фазы с ГЦК, ОЦК и сложной кубической структурой, соответственно. Эти фазы являются характерными представителями фаз Юм-Розери, называемые альфа-, бета- и гамма-латунями [1]. В альфа-латуни наблюдалось начало перехода в новую фазу при 17 ГПа, а в бета-латуни — при давлениях выше 37 ГПа. Гамма-латунь сохраняет структуру нормального давления — кубическую с 52 атомами на ячейку — до 50 ГПа, максимального давления в эксперименте. Для исследованных фаз определены модули сжимаемости и построено уравнение состояния. Проведен анализ устойчивости кристаллической структуры фаз от состава — электронной концентрации. Показано, что основным фактором, определяющим устойчивость фаз в условиях повышения давления, является взаимодействие сферы Ферми и зоны Бриллюэна. Образование плоскостей зоны Бриллюэна вблизи уровня Ферми приводит к возникновению энергетической щели и к повышению плотности электронных состояний, как это было предложено Джонсом для сложной структуры гамма — латуни [2]. Степень заполнения зоны Бриллюэна электронными состояниями для фаз альфа-, бета- и гамма-латуней коррелирует с устойчивостью этих фаз под давлением.

1. Юм-Розери В. Атомная теория для металлургов. М.: Металлургиздат, 1955.
2. Mott N.F., Jones H. The Theory of the Properties of Metals and Alloys. London: Oxford University, 1936.

## ВЛИЯНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СОСТОЯНИЙ C<sub>60</sub>

Тихомирова Г.В.\* , Бабушкин А.Н.

УрГУ, Екатеринбург

\*Galina.Tikhomirova@usu.ru

Исследовано сопротивление предварительно необработанных образцов C<sub>60</sub> в процессе изменения давления и/или температуры при давлениях 15–50 ГПа в интервале температур 77–450 К. Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена. Предложена схема последовательности фазовых превращений фуллерена под действием высоких давлений и/или температур: молекулярный кристалл C<sub>60</sub> (гцк-структура) ⇒ полимерные 2D и 3D проводящие фазы ⇒ смесь полимерных и аморфных фаз ⇒ аморфная фаза. Изучена кинетика релаксации сопротивления C<sub>60</sub> при изменении давления. Данные для C<sub>60</sub>

сопоставлены с проводимостью графита, исследованной при тех же условиях.

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен испытывает последовательность фазовых превращений. Эти фазы сильно отличаются как по величине сопротивления (от сотен Ом до сотен МОм), так и по его температурной зависимости. По изменению проводимости обнаруживаются следующие превращения: 1 — переход из «диэлектрического» состояния (с сопротивлением больше 100 МОм) в проводящее. Наличие гистерезиса в барических и температурных зависимостях сопротивления указывает на то, что это фазовый переход первого рода. При не слишком большой длительности обработки давлением этот переход оказывается обратимым; 2 — переход в фазу с низким сопротивлением ( $\sim 200$  Ом) при давлении больше 45 ГПа, который связывается с образованием полимеризованных форм фуллерена. Эта фаза является метастабильной и исчезает после длительной выдержки при этих давлениях; 3 — фаза, полученная после длительной обработки давлением и температурой, имеет полупроводниковые свойства и связывается с переходом  $C_{60}$  в аморфное состояние.

Определено время релаксации сопротивления фуллерена после изменения давления. Зависимость критических давлений от условий и длительности предварительной обработки фуллерена давлением и температурой, а также размытый характер фазовых переходов связываются с большой длительностью этих переходов.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда CRDF, грант Ek-005-00-X1 в рамках Уральского НОЦ «Перспективные материалы».

## **ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ КРИСТАЛЛИТОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ**

*Трефилова А.Н.\* , Бабушкин А.Н.*

*УрГУ, Екатеринбург*

*\*trefilova@mail.ru*

*Объект исследований.* Исследуемые образцы диоксида циркония имеют размер кристаллитов от 10 до 50 нм и макроскопический размер зерна 500 нм. *Целью работы* является исследование влияния размеров кристаллитов на электрические свойства диоксида циркония при высоких давлениях в широком диапазоне температур. Исследование электрофизических и релаксационных эффектов, возникающих при формировании новых кристаллических фаз. Развитие и уточнение диаграммы состояния диоксида циркония. *Методы и методология проведения работы.* Высокое давление создавалось в камерах типа «закругленный конус–плоскость» с наковальнями из искусственных алмазов. Для нагружения камеры высокого давления использовали низкотемпературный пресс, обеспечивающий возможность изменения давления при любой температуре образца в интервале 4.2–400 К. *Научные результаты работы.* Установлены существования структурных изменений, реализуемых при обработке высокими давлениями. Системно исследовано поведение электрических характеристик диоксида циркония в интервале давлений 40–47 ГПа, результат указывает на вероятную модификацию структуры образца и изменение его свойств. Изучено влияние времени обработки высоким давлением на электрофизические свойства диоксида

циркония с разной степенью дисперсности кристаллитов. Впервые обнаружено, что индуцированные давлением превращения существенно зависят от времени. Полученные зависимости выявили закономерность увеличения характерных времен релаксации сопротивления при приближении к точке фазового перехода и зависимость величины характерных времен релаксации от размеров кристаллитов. *Область применения.* Полученные сведения о релаксационных и электрофизических эффектах при компактировании методом высоких давлений нанокристаллических порошков диоксида циркония с модифицирующими добавками могут быть использованы для разработки и развития технологий по получению высокотемпературных материалов с особыми свойствами. Выявленные закономерности изменения электрофизических характеристик диоксида циркония позволяют уточнить его фазовую диаграмму в области высоких давлений.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{AgGeBS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$ ( $\text{B} = \text{As}, \text{Sb}$ ; $x = 0.1-0.9$ ) ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

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

*УрГУ, Екатеринбург*

*\*olhash2004@yandex.ru*

В Лаборатории Физики экстремальных воздействий на вещество УрГУ были синтезированы пятикомпонентные халькогениды  $\text{AgGeBS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$  ( $\text{B} = \text{As}, \text{Sb}$ ;  $x = 0.1-0.9$ ) и исследованы их электрические свойства при температурах 78–400 К и давлениях 10–45 ГПа.

В результате исследований обнаружено, что соединения с сурьмой с  $x = 0.4-0.7$  являются ионными проводниками с областью температур начала ионного переноса 270–340 К. Рост доли селена в  $\text{AgGeSbS}_{3x}\text{Se}_{3(1-x)}$  приводит к росту доли ионного переноса. В образце с  $x = 0.7$  при  $T = 420$  К наблюдается пьезоэлектрический фазовый переход, а в образце с  $x = 0.3$  сегнетоэлектрический фазовый переход. Из исследований под воздействием высоких давлений было обнаружено, что в  $\text{AgGeSbS}_{1.2}\text{Se}_{1.8}$  существует необратимый фазовый переход в области давлений 23–25 ГПа, в  $\text{AgGeSbS}_{1.5}\text{Se}_{1.5}$  обнаружен фазовый переход при 39–41 ГПа и, возможно, существует переход в области давлений 27–29 ГПа, в  $\text{AgGeSbS}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  и в  $\text{AgGeSbS}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  фазовых переходов нет.

Соединения  $\text{AgGeAsS}_{1.2}\text{Se}_{1.8}$  имеют серый цвет и металлический блеск. Все исследованные соединения являются ионными проводниками с областью температур начала ионного переноса 150–310 К. Доля ионного переноса сильно зависит от соотношения доли серы и селена. На температурных зависимостях электропроводности и диэлектрической проницаемости для соединений с  $x = 0.2, 0.3, 0.7-0.9$  обнаружены фазовые переходы, связанные либо с изменением структуры образца либо с перестройкой в электронной подсистеме.

Была проведена рентгеноструктурная аттестация образцов. Обнаружено, что соединения являются квазиаморфными. Для всех материалов на рентгенограммах видно несколько размытых максимумов. Интенсивность максимумов зависит от доли серы (селена) в материале. Проведен анализ связи вида рентгенограммы (ширина максимумов, углы рассеяния и интенсивность максимумов) со свойствами образцов.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005-Х1), гранта CRDF и Министерства Образования РФ (BRHE, Post Doctoral Fellowship, award ЕК-005-Х1, annex 7, № Y1-05-09).

## **РЕНТГЕНОСТРУКТУРНАЯ АТТЕСТАЦИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{AgAsSe}_2)_x$**

*Хейфец О.Л.\* , Шабашова О.А., Бабушкин А.Н.,  
Мельникова Н.В., Нугаева Л.Л.*

*УрГУ, Екатеринбург*

*\*olga.kobeleva@usu.ru*

Развитие современной криоэлектроники требует создания новых полупроводниковых материалов с низкими температурами начала как электронного, так и ионного переноса электрического заряда. Многокомпонентные халькогениды серебра и меди известны как перспективные материалы для научных и прикладных целей, обладают разнообразными физическими свойствами. Некоторые из них имеют низкие температуры начала ионного переноса. Поиски новых соединений для криогенной микроэлектроники являются интересной и актуальной для физики полупроводников и физики твердого тела задачей.

Работа посвящена синтезу и исследованию электрических свойств системы  $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{AgAsSe}_2)_x$ . Соединение  $\text{AgPbAsSe}_2$  является сегнетоэлектриком с очень большой величиной диэлектрической проницаемости ( $5.5 \cdot 10^4$ ). В связи с этим, была синтезирована вышеуказанная группа соединений с целью проверки влияния состава на диэлектрические свойства материала.

Материалы были синтезированы с помощью ампульного синтеза. Все полученные образцы имеют серый цвет и металлический блеск. Исследование электрических свойств синтезированных соединений проводилось методом импедансной спектроскопии. Доля ионной проводимости определялась из измерений с использованием несимметричной ячейки Вагнера.

По предварительным данным, исследованные материалы обладают сегнетоэлектрическими свойствами в области температур 78–350 К. Область возникновения сегнетоэлектрического перехода зависит от доли  $\text{PbSe}$  в составе. Для обнаружения связи свойств материала с его структурой требуются дополнительные исследования.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005-Х1), гранта CRDF и Министерства Образования РФ (BRHE, Post Doctoral Fellowship, award ЕК-005-Х1, annex 7, № Y1-05-09).

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАБОТКИ ДАВЛЕНИЕМ НАЧАЛЬНО-АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

*Кривошеина М.Н.\* , Коньшева И.Ю.*

*ИФПМ СО РАН, Томск*

*\*marina@academ.tsc.ru*

Для численного моделирования в рамках механики сплошной среды представлена математическая модель динамического деформирования металлов, имеющих анизотропию упругих и пластических свойств. Для случая ортотропии представлена математическая модель деформирования для

полухрупких материалов, к которым относятся серые чугуны, углеродистые стали при низких температурах, а также для сплавов, которые при разрушении имеют остаточные деформации, превышающие предельные упругие в 5–8 раз. Отражающие переход от упругой к пластической деформации пределы упругости и текучести являются пластическими свойствами материала. Поэтому в рамках данной модели в упругой и пластической областях деформирования механические свойства материала могут описываться различными видами симметрии среды. Связь полных напряжений и деформаций в упругой области описывается обобщенным законом Гука. Пластическая деформация анизотропной среды описывается в рамках теории течения. Для условия пластической несжимаемости анизотропного материала определение полей напряжений через поля деформаций возможно с помощью теории упругопластических процессов Ильющина. Условие текучести записывается через девиаторы напряжений Ильющина в форме Лебедева, Ковальчука. Критерий разрушения материала подбирается в зависимости от вида анизотропии разрушения материала (для ортотропной или трансотропной симметрии механических свойств материала). После выполнения критерия разрушения поведение материала моделируется: либо гидродинамической моделью, если разрушение происходит в условиях сжатия, либо материал считается полностью разрушенным, если критерий разрушения выполняется в условиях растяжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект №03-01-00006 и программы Президиума РАН, проект №18.9.

## **ПЕРЕВОД СТАЛИ ИЗ АУСТЕНИТНОГО В КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ**

*Мищенко С.С.<sup>\*1</sup>, Ногаев М.А.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup> КРСУ, <sup>2</sup> ИЕЦ, Бишкек, Республика Кыргызстан*

*\*sergej42@mail.ru*

Исследование проведено на стали типа TRIP. Основной особенностью этой стали является повышение прочности за счёт образования мартенситных кристаллов в напряжённых участках. Поскольку мартенситная фаза имеет больший удельный объём, то происходит снятие возникающих напряжений в аустените за счёт образования мартенсита, что предотвращает разрушение.

В нашем исследовании разработан комплекс термомеханических воздействий, благодаря которым, за счёт внесения в сталь дефектов, элементарная ячейка аустенита приблизилась к параметрам элементарной ячейки мартенсита, в результате чего аустенит перешёл в критическое состояние, которое характеризуется равенством параметров кристаллических решёток аустенита и мартенсита. Это состояние было застabilизировано дислокационной структурой, которое сохранялось и при комнатной температуре.

Последующая деформация при комнатной температуре на такую же степень деформации, как и материала, после обычного аустенизационного отжига приводила к значительному росту количества мартенсита (на 15–20%), что позволило повысить прочность материала на 20–30% при сохранении высокой пластичности, и вязкости при разрушении.

Получено уравнение, описывающее изменение параметра решётки аусте-

нита при переходе её в критическое состояние в зависимости от величины напряжения, возникающего в кристаллической решётке аустенита, в результате термомеханического воздействия, абсолютной температуры  $T$  и  $\Delta\sigma$  — напряжения в момент фазового перехода:

$$\Delta a = a(A/T)^{3/2} \exp(-B\sigma^2/T)\sigma^2 \Delta\sigma,$$

где  $A, B$  — коэффициенты, зависящие от системы единиц измерения и хим-состава.

## ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЗАРОДЫШЕЙ НОВОЙ ФАЗЫ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ УПРУГИХ ТЕЛ

*Вильчевская Е.Н.\* , Фрейдлин А.Б.*

*ИПМАШ РАН, Санкт-Петербург*

*\*ven@itcwin.com*

Фазовые переходы мартенситного типа представляют собой сложный термомеханический процесс, сопровождающийся появлением собственной деформации превращения и изменением механических свойств материала. Предлагается модель гетерогенного деформирования на начальной стадии превращения по механизму множественного возникновения эллипсоидальных зародышей новой фазы. Концентрация новой фазы, а также форма и ориентация зародышей зависят от внешнего поля деформаций и определяются требованием минимизации свободной энергии. Взаимодействие зародышей учитывается в приближении эффективного поля. При этом материал, претерпевающий фазовые превращения, становится нелинейно-упругим, даже в модели линейно-упругих фаз. Строятся области существования описанных структур и макродиаграммы деформирования, демонстрирующие эффект деформационного размягчения на пути фазового превращения. Во второй части доклада разрабатывается общий алгоритм описания фазового превращения включения во внешнем поле. Такими включениями могут быть благоприятно ориентированные зерна поликристалла или структурно-чувствительные неоднородности технологического происхождения. Кроме того, пространственная локализация фазовых превращений может быть вызвана неоднородностью напряжений, порождаемых различного рода концентраторами. Рассматривается модельная задача о фазовом превращении цилиндрического включения, находящегося в матрице из линейно-упругого материала. Переход включения из одного фазового состояния в другое определяется соотношениями энергетической предпочтительности и устойчивости двухфазных состояний. В зависимости от параметров материала, типа граничных условий и относительных размеров включения и тела (масштабный эффект) возможно квазистатическое превращение включения чрез последовательность равновесных двухфазных состояний или спонтанный переход из одного фазового состояния в другое. Рассмотрена задача о взаимном влиянии трещины и включения, претерпевающего фазовое превращение. Показано, что напряжения, порождаемые трещиной, могут приводить к фазовым превращениям во включении, что в свою очередь может привести к изменению характера дальнейшего распространения трещины.

## ПРОДУКТЫ ВЗРЫВА — МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ СРЕДА

*Куропатенко В.Ф.*

*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск*

*v.f.kuropatenko@vniitf.ru*

Продукты взрыва за фронтом детонационной волны являются неравновесной смесью  $N$  компонентов ( $N \approx 10-15$ ). В процессе установления равновесия компоненты взаимодействуют друг с другом и обмениваются импульсом, энергией, а при наличии химических реакций и массой. Как правило, в известных моделях многокомпонентных сред обменные процессы рассматриваются только в рамках парных взаимодействий компонентов, учитывающих их индивидуальные свойства (размер частиц, чистоту поверхности, адгезионные свойства и т.д.). Дополнительно к широко применяемым выражениям для интенсивности обмена импульсом и энергией между компонентами вводится тензор внешних для  $i$ -го компонента напряжений и потоки энергии. Для выбора конкретного выражения зависимости сил и потоков энергии от скоростей компонентов предлагается новый вид воздействия смеси на каждый компонент — кластерное взаимодействие. Исследуются условия, при которых средние величины  $P$ ,  $\rho$ ,  $E$ ,  $\bar{U}$  удовлетворяют системе законов сохранения сплошной среды и устанавливается связь этих законов сохранения с законами сохранения компонентов. Для ликвидации произвола в выборе сил и потоков энергии предполагается, что они должны быть инвариантными относительно преобразования Галилея. Показано, что система законов сохранения смеси получается путем суммирования законов сохранения компонентов. Вводится понятие неравновесной кинетической энергии компонента и предлагается дополнительное уравнение для объемной концентрации, которое замыкает систему законов сохранения и уравнения состояния  $i$ -го компонента и не накладывает дополнительного ограничения на свойства смеси.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №04-01-00050.

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНЫХ ВВ

*Сахаров М.Ю.\* , Куропатенко В.Ф.*

*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск*

*\*m.yu.sakharov@vniitf.ru*

Предлагается уравнение состояния (УРС) плотных взрывчатых веществ (ВВ), в основе которого лежит достаточно точная функциональная аппроксимация зависимости теплоемкости при постоянном объеме от температуры и плотности. В соответствии с классическим подходом, энергия и давление представляются в виде суммы потенциальных и тепловых членов. Тепловые давление и энергия ядер и электронов описываются отдельно друг от друга. Энергия и давление нулевых колебаний являются асимптотиками тепловых членов при нулевой температуре. Удельная тепловая энергия ядер получается интегрированием по температуре функции теплоемкости. Из уравнения термодинамической совместности получается функциональная зависимость теплового давления от удельного объема и температуры. Для определения произвольных функций от удельного объема используется условие, что энтропия ядер является полным дифференциалом. При построении тепловых электронных составляющих давления и энергии предполагается, что

это функции с разделяющимися переменными. Для построения потенциальной части берется потенциал типа Леннарда–Джонса, на параметры которого накладываются ограничения в точке с нулевой температурой и давлением и асимптотические ограничения при стремлении плотности к нулю и бесконечности. Сконструированное уравнение состояния имеет несколько подгоночных параметров — коэффициентов УРС. Численные значения коэффициентов УРС для каждого ВВ подбираются таким образом, чтобы расчетные значения наилучшим образом аппроксимировали известные экспериментальные значения. Основными опорными были выбраны данные по ударному сжатию ВВ. Подобранные значения коэффициентов проверяются на других процессах (изобарическое температурное расширение, теплоемкость при постоянном давлении, изобарическая температурная зависимость скорости звука и др.), для которых есть достоверные экспериментальные данные.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №04-01-00050.

## ОСОБЕННОСТИ ДЕТОНАЦИОННОГО АЛМАЗОСОДЕРЖАЩЕГО МАТЕРИАЛА И ИК И КР СПЕКТРЫ

*Корец А.Я.*

*КргТУ, Красноярск*

*prcom@kgtu.runnet.ru*

Были получены инфракрасные спектры (ИК) поглощения и спектры комбинационного рассеяния света (КРС) различных образцов ультрадисперсного алмазосодержащего материала (УДА). Анализ устойчивости ИК-спектров УДА, подвергнутых различным воздействиям (радиационному облучению, термическому воздействию и окислению), и анализ результатов, полученных ранее другими авторами (например, Губаревич Т.М.), позволил сделать вывод, что структурной единицей УДА является неоднородная компактная частица размерами 30–50 нм [1]. Очевидным фактом является связь этой структурно-неоднородной частицы с неравновесными детонационными процессами, которые проявляют себя через пульсации физико-химических параметров и, прежде всего, энергии, делают неопределенными сложившиеся представления о функциях состояния, и ограничивают, вообще говоря, рост любых кристаллов. Анализ спектров КРС (Раман-спектров) позволил связать широкую полосу  $1600\text{--}1610\text{ см}^{-1}$  с молекулярными группами  $X\text{--NO}_2$  ( $X = \text{O}, \text{N}$ );  $\text{R--X--N=O}$  ( $X = \text{O}, \text{C}, \text{N}$ ), а не с  $sp^2$ -углеродными включениями. Участие данных фрагментов в детонационных процессах потребовало уточнения роли азота в детонационных процессах [2]. На основе анализа экспериментальных ИК и КРС спектров было предложено разделить данные процессы на две составляющие: 1 — эндотермический переход от молекулярного азота (частичное разрушение данной молекулы) к азотному дефекту А типа; 2 — экзотермический процесс перехода от активированных азотсодержащих фрагментов исходных молекул взрывчатых веществ (ВВ) к молекулярному азоту.

1. Mironov E., Koretz A., Petrov E. // Proc. 12th Europ. Conf. «Diamond, Diamond-like materials», Hungary. Diamond and Related Materials. 2002. V.11. №3–6. P.872–876.

2. Mironov E., Petrov E., Koretz A. // Proc. Int. Workshop «Carbon-2004», USA, 2004. P.C074.

## ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЙ КРИТЕРИИ ПРИМЕНИМОСТИ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ НУКЛЕАЦИИ

*Черевко А.Г.*

*СибГУТИ, Новосибирск*

*cherevko@mail.ru*

Учтено влияние температурные флуктуаций на процесс нуклеации. Получены оценки размеров ( $g^*$ ) критических зародышей, выше которых эти флуктуации не будут сказываться ( $g^{**}$ ), а также оценки температурных отклонений  $\Delta T^{**}$  от температуры перехода  $T_0$  и пересыщений  $\ln s^{**}$ , ниже которых влияние температурных флуктуаций на технологический процесс можно не учитывать. Получено значение критического кластера ( $g^{**}$ ), при котором температурные флуктуации равны температурному отклонению от температур перехода. Этот размер назван суперкритическим. Учет этих параметров позволяет ввести приведенные координаты  $\Delta T/\Delta T^{**}$ ,  $\ln s/\ln s^{**}$ ,  $g^*/g^{**}$ , в которых зависимость размера критического кластера от температуры и пересыщения выглядит особенно просто:

$$g^*/g^{**} = (\Delta T/\Delta T^{**})^{-3} = (\ln s/\ln s^{**})^{-3}.$$

Получены критерии применимости классической теории нуклеации, согласно которым температурные флуктуации можно не учитывать, если:

$$g^* > g^{**} = \left(\frac{3\lambda^*}{2\alpha^*}\right)^6 \cdot \left(\frac{k}{c_v^*}\right)^3 = \left(\frac{3\lambda_0^\nabla}{2\alpha_0^\nabla}\right)^6 \cdot \left(\frac{1}{c_v^\nabla}\right)^3,$$

$$\Delta T_0^\nabla < \Delta T_0^{\nabla**} \approx (2/3)^3 \cdot \left(\alpha_0^{\nabla 3} \cdot c_v^\nabla / \lambda_0^{\nabla 3}\right),$$

$$\ln s < \ln s^{**} \approx (2/3)^3 \cdot \left(\alpha_0^{\nabla 3} \cdot c_v^\nabla / \lambda_0^{\nabla 2}\right),$$

где  $\lambda_0^\nabla = \lambda^*/(kT_0)$ ,  $\alpha_0^\nabla = \alpha^*/(kT_0)$ ,  $c_v^\nabla = c_v^*/k$  — приведенные теплота перехода, поверхностная энергия и изохорная теплоемкость, отнесенные к одной молекуле. Первый критерий имеет теоретическое значение. Второй и третий можно назвать технологическими, они дают оценку параметров технологического процесса — температурного отклонения и пересыщения, при которых температурные флуктуации не будут играть роли. Влияние температурных флуктуаций на процесс нуклеации рассматривался рядом авторов, например [1, 2].

1. Куни Ф.М., Гринин А.П. // Коллоидный журнал. 1990. Т.52. №1. С.54–61.
2. McGraw R. // J. Chem. Phys. 1995. V.102. №22. P.8983–8994.

# ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

*Стегайлов В.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*stegailov@ihed.ras.ru*

В работе представлены результаты изучения кинетики поверхностного плавления в рамках молекулярно-динамической модели кристаллической меди с открытой поверхностью. Для описания межатомного взаимодействия используется потенциал погруженного атома [1], хорошо зарекомендовавший себя при изучении кинетики гомогенной нуклеации в перегретой кристаллической меди [2, 3]. Получены зависимости скорости распространения фронта плавления от температуры для различных кристаллографических ориентаций. Результаты расчетов сопоставлены с имеющимися теоретическими подходами и экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №04-02-17065).

1. Mishin Y., et al. // Phys. Rev. B. 2001. V.63. P.224106.
2. Стегайлов В.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под. ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С.164.
3. Stegailov V.V. // Comp. Phys. Comm. 2005. V.169. P.247.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ УСТОЙЧИВОСТИ КРИСТАЛЛА МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

*Куксин А.Ю.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*kuksin@ihed.ras.ru*

Хорошо известно, что границы стабильности фаз вещества определяют их устойчивость по отношению к некоторым флуктуациям. Например, флуктуации объема связаны с термодинамической производной, фигурирующей в определении спинодали, сильно возрастают с приближением к ней:  $\langle(\Delta V)^2\rangle = -T(\partial V/\partial P)_T$ . Их проявлением является спонтанное зародышеобразование в метастабильном веществе и усиление рассеяния света в околокритической области (см. [1, 2]). Разнообразие вариантов потери механической устойчивости кристалла свидетельствует о возможном существенном изменении флуктуационной картины с приближением к пределу стабильности в кристаллической фазе. Так, в рамках молекулярно-динамической модели в [3] установлено, что граница устойчивости меди определяется резким уменьшением модуля сдвига, в выражение для которого входит флуктуационный член. Интересным для рассмотрения является вопрос, флуктуациями какой величины определяется кинетическая граница устойчивости в той или иной части фазовой диаграммы. При молекулярно-динамическом моделировании для стационарного участка траектории вычисляются флуктуации и их спектральные плотности. Рассмотрены флуктуации давления в Леннард-Джонсовских кристалле и жидкости. Показано, что величина средней квадратичной флуктуации обратна пропорциональна корню из числа частиц  $N$ , используемому в расчете, как и положено для давления — неаддитивной величины. Флуктуационный спектр не зависит от  $N$  в широком диапазоне от 500 до 500000. Таким образом, расчеты с небольшим числом

частиц правильно воспроизводят характер нуклеационных явлений, определяющий положение границы устойчивости. Временные фурье-спектры позволяют сделать вывод о временах корреляции и релаксации в системе. Обнаружено изменение спектра в области низких частот с приближением к границе стабильности кристалла.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1995.
2. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
3. Стегайлов В.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С.164.

## КАВИТАЦИЯ И ОБЛАСТЬ УСТОЙЧИВОСТИ ЖИДКОГО СВИНЦА. МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

*Бажиров Т.Т.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*bazhirov@ihed.ras.ru*

Исследование процесса кавитации имеет большой интерес как с практической так и с теоретической точки зрения поскольку данное явление довольно часто встречается на практике в процессах, сопровождающихся образованием метастабильной жидкости. Свинец 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]. На работу систем подобного типа существенное влияние могут оказывать процессы потери сплошности теплоносителя (кавитация) при релаксации напряжений, сопровождающих микровзрывы в рабочей камере. Для моделирования функционирования системы необходима информация о кинетике кавитации в жидком теплоносителе при растягивающих напряжениях. Представляет интерес исследование границ устойчивости метастабильных состояний при давлениях ниже нуля [2].

Для описания межатомного взаимодействия в работе используется многочастичный потенциал для Рв [3]. Параметры потенциала подбирались из условия соответствия свойствам кристаллической фазы (энергии связи, поверхностной энергии, упругим постоянным, частотам фононов, тепловому расширению, температуре плавления). Кавитация в рассматриваемой модели в связи с использованием периодических граничных условий имеет случайный характер гомогенного зародышеобразования.

В работе было оценено положение спинодали жидкого свинца на основе расчета  $P$ - $\rho$  зависимостей вдоль изотерм и определения точки экстремума (min) путем экстраполяции. Для различных значений температур и различных степеней метастабильности жидкой фазы (которые в нашей модели определялись степенью растяжения расчетной ячейки) были рассчитаны зависимости частоты кавитации от давления [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №05-08-65423).

1. Медин С.А. и др. Препринт №41 ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, 2004.
2. Скрипов В.П., Файзуллин М.З. Фазовые переходы кристалл-жидкость-пар и термодинамическое подобие. М: Физматлит, 2003.
3. Lim H.S., Ong C.K., Ercolessi F. // Surf. Sci. 1992. V.269/270. P.1109.
4. Бажиров Т.Т., Норман Г.Э., Стегайлов В.В. // ДАН. 2005. Т.404. №4. С.1-7.

# ГИБРИДНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

*Иванов А.В.*

*ИПМ РАН, Москва*

*aiv@sec.ru*

Кинетические модели конденсированных сред строятся на основе квазиклассического корреляционного метода несимметризованного самосогласованного поля (КНСП). Для идеальных сильно ангармонических кристаллов, КНСП позволяет находить равновесные решения и получать уравнения состояния в очень широком диапазоне параметров, рассматривая равновесные самосогласованные распределения частиц в одной кристаллической ячейке [1].

Неидеальный кристалл, содержащий дефекты, дислокации, границы раздела фаз и другие неоднородности, можно представить в виде множества идеальных областей, разделенных переходными зонами. Каждая из областей описывается своей системой самосогласованных кинетических уравнений одной кристаллической ячейки области. Область, вообще говоря, может быть многосвязной, содержать в себе точечные дефекты и другие области. Эволюция распределений частиц в областях, обмен частицами между идеальными областями и переходными зонами, а так же возможность слияния областей определяют динамику системы. Такой гибридный подход позволяет при численном решении сосредоточить основные вычислительные мощности на переходных зонах, общий объем которых много меньше объема моделируемого образца.

Для создания высокоэффективного численного кода широко используются хорошо апробированные алгоритмы вычислительной физики плазмы для кинетических уравнений Власова–Максвелла. Конечная скорость распространения возмущений допускает использование метода пространственно-временной декомпозиции LSTD [2], что дает возможность достичь 100%-й эффективности распараллеливания на многопроцессорных вычислительных системах.

Предложенный подход позволяет, исходя из первых принципов с привлечением минимума предположений, численно, на доступных вычислительных мощностях, моделировать динамику сильнонеравновесных процессов в неидеальных ангармонических кристаллах.

1. Зубов В.И. // Вестник РУДН. Физика. 2003. №11. С.119.
2. Левченко В.Д. // Информационные технологии и вычислительные системы. 2005. №1. С.68.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

*Антоненко М.Н.*

*ИАП РАН, Москва*

*mantonenko@mail.ru*

Данная работа направлена на изучение рассеивающих свойств неоднородных пространственных объектов со статистически-случайным распределением физических свойств. В таких объектах масштабы неоднородностей,

как правило, много меньше как размеров самого объекта, так и характерной длины падающей звуковой волны. Хорошим примером такого объекта является месторождение углеводородов в кристаллическом фундаменте, таких как газ, нефть, газоконденсат.

Изучение свойств вышеупомянутых объектов в данной работе проводится путем решения уравнений Ламэ [1] методами математического моделирования [2, 3] с последующим анализом отраженных и рассеянных сейсмических (звуковых) волн, пришедших к поверхности, на наличие характерных признаков («следов») объекта разведки.

Существующие в настоящее время традиционные методы компьютерной интерпретации данных сейсмической разведки, ориентированные на изучение осадочных слоистых пород, не могут быть напрямую использованы для получения информации о месторождениях в массивных породах, поскольку в таких средах отсутствуют отражающие границы, которые являются ключевым моментом для применения традиционных методов.

В предлагаемой работе проведено моделирование рассеяния сейсмических волн на геологических объектах со случайным распределением свойств в пространстве. Предложен ряд поисковых признаков месторождений в кристаллическом фундаменте, основанных на анализе результатов моделирования.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. М.: Физматлит, 2001.
2. Годунов С.К., Рябенкий, В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1973.
3. Магомедов К.М., Холодов А.С. Сеточно-характеристические численные методы. М.: Наука, 1988.

## О ВЛИЯНИИ СТЕРИЧЕСКОГО ФАКТОРА НА СКОРОСТЬ ТЕРМООКИСЛИТЕЛЬНОЙ ДЕСТРУКЦИИ ГЕТЕРОЦЕПНЫХ ПОЛИЭФИРОВ

*Долбин И.В.*

*НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик*

*i\_dolbin@mail.ru*

В процессах термоокислительной деструкции стерическому фактору  $p$ , который имеет большое значение в химических реакциях, следует придать физический смысл, аналогичный используемому в процессах газопереноса. В этом случае фактор  $p$  учитывает сопротивление, создаваемое структурой полимера, потоку газообразного или жидкого оксиданта. Чем меньше  $p$ , тем выше сопротивление структуры и тем более затруднен доступ оксиданта к реакционно-способным центрам макромолекул полимера. Это положение лежит в основе понятия «структурная стабилизация полимеров». Построение логарифмических анаморфоз кинетических кривых поглощения кислорода позволило определить константу скорости  $k_{\partial}$  термоокислительной деструкции, а построение логарифмических зависимостей  $k_{\partial}$  от обратной температуры испытаний  $T$  — энергию активации  $E_{akt}$  этого процесса. Величину  $p$  можно оценить с помощью следующего соотношения:

$$p \sim p_a e^{-E_{akt}/RT},$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная. Предэкспоненциальный множитель  $p_a$  определяется с помощью двух граничных условий. Одно из них дает

определение  $p$ :  $p \leq 1$ . Расчет  $p$  при этом условии показал, что зависимости  $N_{O_2}(p)$ , где  $N_{O_2}$  — поглощение кислорода, представляют собой семейство прямых, параллельных друг другу, и каждая описывает данные для одной температуры испытаний  $T$ . Второе условие: предполагалось, что для наименьшей  $T = 573$  К величина исходного содержания кислорода  $N_{O_2}^{ucx}$  равна  $\sim 2.5$  моль  $O_2$ /осн. моль. Построенные зависимости  $N_{O_2}(p)$  обнаружили, что увеличение  $T$  приводит к существенному росту  $N_{O_2}^{ucx}$ : от 2.5 до 13.5 моль  $O_2$ /осн. моль в интервале  $T = 573$ –723 К. Эффект увеличения  $N_{O_2}$  по мере роста  $p$  значительно слабее. Расчет величины  $p$  показал уменьшение предэкспоненциального множителя  $p_a$  от  $\sim 1 \cdot 10^6$  до  $\sim 0.25 \cdot 10^6$  по мере роста  $T$  от 573 до 723 К. Таким образом, изложенные выше результаты показали сильное влияние стерического фактора  $p$ , характеризующего сопротивление структуры полимерного расплава процессам переноса оксиданта, на скорость термоокислительной деструкции.

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИНТЕРКАЛЯЦИОННЫХ СИСТЕМ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАВНОВЕСНЫХ И ТРАНСПОРТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

*Вихренко В.С.\* , Грода Я.Г., Гапанюк Д.В.*

*БГТУ, Минск, Беларусь*

*\*vvhkhe@bstu.unibel.by*

Интеркаляционные соединения широко используются в различных устройствах, таких как источники тока (типа литиевых батарей), молекулярные конденсаторы, быстродействующие электрохромные окна. Эти соединения, представляющие собой кристаллическую или аморфную базисную систему (металлы, их оксиды, графит), в которую могут встраиваться ионы интеркалянта, имеют высокие массо- и зарядо-транспортные характеристики. Взаимодействующий решеточный газ является простой моделью, вполне адекватно представляющей свойства интеркаляционных соединений. Для исследования равновесных свойств интеркаляционных соединений предложена диаграммная аппроксимация [1], позволяющая с высокой точностью определять параметры уравнений состояния решеточных газов как для случая межчастичного притяжения [2], так и отталкивания [3]. Уравнение состояния определяет зависимость решеточной концентрации  $c$  от температуры  $T$  (или обратной температуры  $\beta = 1/k_B T$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана) и химического (или электрохимического) потенциала  $\mu$ . В системах с межчастичным притяжением наблюдаются фазовые переходы первого рода разреженная — конденсированная фаза, тогда как для систем с отталкиванием характерны переходы второго рода типа порядок–беспорядок. Производная  $(\partial(\beta\mu)/\partial(\ln c))_T$  называется термодинамическим фактором и определяет связь между химическим и кинетическим коэффициентами диффузии. Величина, обратная термодинамическому фактору, пропорциональна химической емкости системы. Разности электрохимических потенциалов, определяемые при разных температурах и одинаковых концентрациях, позволяют вычислить термоЭДС. В зависимости от изучаемой системы (одно- или двухкомпонентная, одно- или двухуровневая) эти характеристики проявляют интересные особенности.

1. Vikhrenko V.S., Groda Y.G., Bokun G.S. // Phys. Lett. A. 2001. V.286. P.127.

2. Argyrakis P., Groda Y.G., Bokun G.S., Vikhrenko V.S. // Phys. Rev. E. 2001. V.64. P.066108.
3. Groda Y.G., Argyrakis P., Bokun G.S., Vikhrenko V.S. // Eur. Phys. J. B. 2003. V.32. P.527.

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ R218 ДЛЯ ШИРОКОГО ИНТЕРВАЛА ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР, ВКЛЮЧАЯ КРИТИЧЕСКУЮ ОБЛАСТЬ

*Устюжанин Е.Е.<sup>\*1</sup>, Рыков В.А.<sup>2</sup>, Кудрявцева И.В.<sup>2</sup>,  
Реутов Б.Ф.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>МЭИ, Москва, <sup>2</sup>СПбГУНиПТ, Санкт-Петербург

\*ustmei@itf.mpei.ac.ru

Рассмотрено единое уравнение состояния (УРС), которое применяется для описания термодинамических свойств теплоносителей и опирается на граничные условия, связанные с критической точкой и отвечающие масштабной теории (МТ). В качестве исходной выбрана параметрическая модель с полярными координатами  $(r, \theta)$  в виде системы

$$\Delta\mu = ar^{\beta\delta}\theta(1-\theta^2) + cr^{\beta\delta+\Delta}\theta, \quad \Delta\rho = r^{\beta}k\theta, \quad \tau = r(1-b^2\theta^2). \quad (1)$$

Избыточный химический потенциал  $\Delta\mu$  содержит асимптотический и неасимптотические члены, которые соответствуют МТ. Выявлена рабочая зона параметров  $(0 \dots \Delta\rho_\omega, 0 \dots \tau_\omega)$ , в которой нерегулярное УРС (1) удовлетворительно согласуется с экспериментом и описывает сингулярность свойств в критической точке. За пределами этой зоны УРС (1) систематически отклоняется от эксперимента. Найдены численные коэффициенты УРС (1) для нескольких технически важных веществ.

Нами сделаны преобразования системы (1), которые позволили получить УРС в форме свободной энергии  $F_{nr}$  с физическими аргументами  $(\Delta\rho, \tau)$ .  $F_{nr}$  отражает термодинамическую поверхность в критической зоне  $(0 \dots \Delta\rho_\omega, 0 \dots \tau_\omega)$  и соответствует условиям МТ. Для широкой области параметров состояния нами предложено УРС в виде свободной энергии

$$F(\rho, T) = F(\rho, T)_r + F(\rho, T)_{nr} = F(\rho, T)_r + RT_c f(\omega) \times \sum \sum u_{ij} f_{ij}(t) |\Delta\rho|^{(2-\alpha+\Delta_i)/\beta} a_i(x). \quad (2)$$

Был сформирован массив исходных данных, который включал известные опытные результаты:  $p$ - $v$ - $T$ -данные в однофазной области, данные о давлении насыщения, значения теплоемкости  $C_v$  и теплоемкости насыщенной жидкости  $C'_x$  для теплоносителя R218. Предложена методика поиска коэффициентов  $(c_{ij})$  и  $(u_{ij})$ , которая использует условие минимума функционала, включающего невязки указанных опытных данных, а также невязки химических потенциалов жидкости и газа на линии насыщения. Оценки показали, что среднеквадратические отклонения свойств, рассчитанных с помощью УРС (2), удовлетворительно согласуются с допуском исходных экспериментальных данных. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

**ИНТЕГРИРОВАННАЯ  
ИНФОРМАЦИОННО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ СРЕДА  
РАЗРАБОТКИ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЙ НА ПРИМЕРЕ  
ОБОЛОЧКИ КОМПЛЕКСА ТУР**

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

*РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск*

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

Для решения на ЭВМ практических задач механики и физики при высокой концентрации энергии требуются уравнения состояния (УРС), разнообразные по диапазону применимости, точности, математической форме и экономичности расчетов. Во ВНИИТФ длительное время ведутся работы по созданию различных информационно-технологических средств, обеспечивающих полный цикл работ при разработке уравнений состояния, начиная от этапа исследования и до реализации УРС в виде высокоэффективных программных модулей, которые могут использоваться при проведении массовых расчетов на ЭВМ. Эти средства разнородны и ориентированы как на разработчиков УРС, так и специалистов в области математического моделирования физических процессов.

Создание уравнений состояния невозможно без использования специализированных средств исследования и построения уравнений состояния. Во ВНИИТФ таким средством является Комплекс ТУР, представляющий полный и достаточно представительный набор программ для подбора оптимальных значений параметров аналитических уравнений состояния и составления таблиц термодинамических функций на оптимальных сетках. В комплекс входят программы, обеспечивающие построение широкодиапазонных уравнений состояния на основе локальных.

Работа с комплексом предполагает определенный порядок проведения работ. Для облегчения выполнения этих работ была разработана интерактивная интерфейсная оболочка комплекса программ ТУР, представляющая собой интегрированную информационно-технологическую среду при разработке уравнений состояний. Среда включает развитый графический интерфейс для работы с программами комплекса, базы экспериментальных данных, библиотеки программных модулей УРС и наборов параметров к ним. Она снабжена средствами создания и ведения информационно-справочной базы, архива расчетов и визуализации результатов расчетов и экспериментальных данных. Все компоненты интегрированы между собой. Наличие такой среды позволяет существенно ускорить процесс разработки УРС, повысить их надежность и достоверность.

**РАСЧЕТЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
ПО МНОГОФАЗНЫМ УРАВНЕНИЯМ СОСТОЯНИЯ  
МЕТАЛЛОВ ЧЕРЕЗ ИНТЕРНЕТ**

*Левашов П.Р., Михисор М.А.\* , Хищенко К.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*max@corpnet.ru*

В работе представлено развитие экспертной системы по теплофизическим свойствам веществ при высоких давлениях и температурах [1]. Си-

стема позволяет через Интернет просматривать различные типы экспериментальных данных в разных форматах и проводить расчеты некоторых кривых по нескольким моделям калорических уравнений состояния. В настоящее время в систему включены также разработанные ранее табличные многофазные уравнения состояния металлов [2]. Эти уравнения состояния используются для расчетов ударных адиабат, изотерм, изохор, изобар, а также фазовых границ через Интернет. Решение этой задачи потребовало значительно модифицировать интерфейс экспертной системы на случай произвольного термодинамически полного уравнения состояния. Кроме того, значительный объем табличных данных, используемых при расчетах, потребовал разработки модуля балансировки нагрузки на сервер с целью поддержания приемлемой производительности. 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. В дальнейшем планируется включить табличные многофазные уравнения состояния в программные модули для моделирования типичных постановок ударно-волновых экспериментов. Система функционирует в режиме свободного доступа по адресам <http://teos.fcsr.ac.ru/rusbank/> и <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №04-07-90310).

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.

## **К ВОПРОСУ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ НЕРЕГУЛЯРНЫХ СЕТОК ДЛЯ АППРОКСИМАЦИИ МНОГОФАЗНЫХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ**

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

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*kkitan\_ks@mail.ru*

Для использования многофазных уравнений состояния в численном моделировании необходимо обеспечить быстрый расчет термодинамических функций в каждой точке процесса. Такие величины, как скорость звука или теплоемкость, претерпевают разрывы на фазовых границах, поэтому интерполяция этих величин традиционными методами сопряжена со значительными трудностями. В данной работе предлагается общее решение этой проблемы с помощью интерполяции на нерегулярных сетках.

Пусть задана разрывная функция двух переменных в ограниченной области на плоскости этих переменных. Область разбита на подобласти непрерывными кривыми, которые являются линиями разрыва функции. Каждая подобласть аппроксимируется многоугольником, каждый многоугольник разбивается каким-либо образом на треугольники. Далее в вершинах треугольников вычисляются значения заданной функции. Таким образом для

нахождения значения функции в произвольной точке области необходимо найти треугольник, в который попала эта точка, а затем применить какой-либо из методов интерполяции на нерегулярной сетке. При этом линии разрыва функции будут кусочно-линейными кривыми, проходящими по сторонам треугольников. Предлагаемый метод не зависит от числа и конфигурации подобластей и не приводит к неоднозначностям в определении значений функции вблизи линий разрыва.

Для реализации описанного подхода применялась библиотека CGAL. Каждая подобласть представляет собой однородную фазу вещества. Значения термодинамических функций в вершинах треугольников, полученных при триангуляции, вычисляются с помощью аналитических зависимостей многофазного уравнения состояния металлов. Для определения треугольника, в который попала заданная точка, используется специальный алгоритм с числом операций порядка  $\ln N$ , где  $N$  — число треугольников. Планируется использование специальных методов интерполяции порядка выше первого на нерегулярных сетках для нахождения значений термодинамических функций в произвольных точках фазовой диаграммы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №04-07-90310).

**ПРИБЛИЖЕНИЕ К ИДЕАЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ:  
ЗАДАЧИ, РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ**

*Канель Г.И.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*kanel@icp.ac.ru*

Прочность материалов в нормальных условиях контролируется процессами зарождения и движения дислокаций и микротрещин. Если тело не содержит дефектов (как это имеет место в наноразмерных пленках и нитевидных кристаллах — «усах») или скорость приложения нагрузки превышает характерные скорости их зарождения и смещения (например, при субнаносекундных лазерных воздействиях), разрушение происходит по достижению напряжений, сравнимых с так называемой идеальной или теоретической предельной прочностью вещества. Механические, теплофизические и кинетические свойства твердых тел и жидкостей при напряжениях, сопоставимых со значениями идеальной прочности, становятся в настоящее время предметом активных экспериментальных и теоретических исследований, результаты которых обсуждаются в докладе. Измерения разрушающих напряжений при малых длительностях нагрузки проводятся путем исследования откольных явлений. В докладе обсуждаются возможности и ограничения метода, а также типичные ошибки измерений. В настоящее время достаточно надежные данные получены при длительностях ударно-волнового воздействия порядка 10 нс и более. При этом в экспериментах с монокристаллами, аморфными полимерами и жидкостями реализованы отрицательные давления на уровне по крайней мере 30% идеальной прочности. Продвижение в область меньших длительностей нагрузки и, соответственно, больших значений растягивающих напряжений сопряжено с ограничениями методического характера, а также с недостатком сведений об уравнениях состояния веществ в области больших растяжений. Теоретические исследования ведутся в настоящее в основном путем первопринципных расчетов электронной структуры и сжимаемости твердых тел при нулевой температуре и атомистического моделирования (методами Монте-Карло и молекулярной динамики) высокоскоростных деформации и разрушения. В докладе представлен краткий обзор результатов расчетов идеальной прочности металлов и их сопоставление с оценками, основанными на экстраполяции уравнения состояния в область отрицательных давлений. Как правило, первопринципные расчеты дают меньшие значения идеальной прочности, чем простые оценки. При этом данные разных авторов обычно несколько расходятся. Атомистическое моделирование разрушений обеспечивает возможность получения информации об элементарных актах и кинетических закономерностях явления. В докладе обсуждаются современное состояние и задачи исследований.

## УДАРНОЕ СЖАТИЕ СПЛАВОВ ЖЕЛЕЗА С КРЕМНИЕМ. ВОЗМОЖНОЕ СОДЕРЖАНИЕ КРЕМНИЯ В ЯДРЕ ЗЕМЛИ

*Фунтиков А.И.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*funtikov@ihed.ras.ru*

На первом этапе развития модельных представлений о составе внешнего ядра Земли полагалось, что основной добавкой к железу является кремний. Проверка этого предположения проводилась по сравнению распределения плотности внутри Земли с данными по сжимаемости сплава железа с кремнием. Первые измерения ударного сжатия сплава с 18% кремния в области давлений до 330 ГПа были получены в работе [1]. В настоящее время эти данные были проанализированы с учетом появившихся результатов динамических и статических исследований сплавов железа с разным содержанием кремния [2–5].

Кремний при нормальных условиях образует с железом твердые растворы внедрения, которые при небольшом содержании кремния отвечают структуре оцк, с увеличением содержания — типа гпу. С увеличением давления происходит переход от исходной фазы оцк в более плотную фазу типа гпу, который в отличие от перехода в Fe размазывается и соответствует смешанным состояниям фаз. Соединения с повышенным содержанием кремния относительно стабильны и их исходная структура сохраняется на всем интервале давлений.

Изменение параметров сжимаемости для сплавов Fe–Si при статическом и ударно-волновом сжатии рассмотрено в зависимости от атомной доли кремния. Полученные в основном линейные зависимости использованы для установления параметров уравнения состояния сплавов также с учетом содержания кремния. Проведены расчеты ударных адиабат и изотерм для сплавов с разным содержанием кремния. Сравнение с имеющимися модельными представлениями по распределению плотности в ядре Земли показало, что вероятное содержание кремния составляет ~ 20%.

1. Кормер С.Б., Фунтиков А.И. // Изв. АН СССР. Физ. Земли. 1965. №5. С.1.
2. Balchan A.S., Cowan G.R. // J. Geophys. Res. 1966. V.71. P.3577.
3. Williams Q., Knittle E. // Phys. Earth Planet. Inter. 1997. V.100. P.49.
4. Lin J.F., et al. // Science. 2002. V.295. P.313.
5. Lin J.F., et al. // J. Geophys. Res. 2003. V.108. № B1. ECV 11.

## АКУСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ УДАРНЫХ ВОЛН В МАГНИИ: ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ

*Конюхов А.В.*<sup>\*1</sup>, *Лихачев А.П.*<sup>1</sup>, *Фортвов В.Е.*<sup>1</sup>, *Опарин А.М.*<sup>2</sup>,  
*Анисимов С.И.*<sup>3</sup>, *Хищенко К.В.*<sup>1</sup>, *Ломоносов И.В.*<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup> ИАП РАН, Москва, <sup>3</sup> ИТФ РАН, Москва,

<sup>4</sup> ИПХФ РАН, Черноголовка

\*pqr1014@odintsovo.comcor.ru

В настоящей работе рассматриваются особенности поведения ударных волн в диапазоне акустической неустойчивости. Разработаны критерии, позволяющие установить выполнение условия акустической неустойчивости  $L > L_0$ , по фактически наблюдаемой структуре вторичных волн. Анализируется положение области акустической неустойчивости ударных волн в Mg на  $p$ - $V$  диаграмме. Положения теории подкрепляются расчетом акустически неустойчивых ударных волн в Mg, выполненных с использованием широкодиапазонного уравнения состояния [1]. Рассматривается задача о прохождении вихря через фронт акустически неустойчивой ударной волны.

1. Lomonosov I.V., Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Shock Compression of Condensed Matter — 2001 / Eds. Furnish M.D., Thadhani N.N., Horie Y. New York: AIP, 2002. P.111–114.

## УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ СМЕСИ Zn + S ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ДИСПЕРСНОСТИ ЦИНКА

*Уткин А.В.*<sup>\*1</sup>, *Торунов С.И.*<sup>1</sup>, *Ефремов В.П.*<sup>2</sup>, *Фортвов В.Е.*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИПХФ РАН, Черноголовка, <sup>2</sup> ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*utkin@icp.ac.ru

Проведено исследование ударно-волновых свойств реакционно-способной смеси Zn + S в интервале давлений от 8 до 22 ГПа. Исходные образцы прессовались из смеси цинка и серы в молярном отношении 1:1 до плотности  $3.7 \text{ г/см}^3$ , что составляет примерно 95% от максимальной. Изучены три состава, которые различались размером частиц Zn: грубодисперсный — 23.8 мкм, мелкодисперсный — 8 мкм и нанопорошок — 36 нм. Частицы порошка серы имели характерный размер 1–2 мкм. Для исследования ударной сжимаемости смеси Zn + S использовались взрывные метательные устройства, обеспечивающие плоское метание алюминиевых ударников в интервале скоростей 1–2.5 км/с. Скорость движения границы образец-водяное окно измерялась лазерным интерферометром VISAR. Для отражения лазерного луча на поверхность образца наклеивалась алюминиевая фольга толщиной 200 мкм. Одновременно с массовой скоростью измерялась скорость ударной волны  $D$ , что позволило получить ударную адиабату смеси. Показано, что, начиная с давления 13 ГПа, значение массовой скорости для нанообразца оказывается примерно на 100–150 м/с ниже, чем для грубодисперсного и мелкодисперсного. Причем, наблюдается хорошая воспроизводимость этого результата. Вероятно, снижение скорости связано с реакцией цинка с серой в ударных волнах. В результате обработки экспериментальных данных получена ударная адиабата смеси, в виде зависимости  $D$  от массовой скорости  $u$ , которая учитывает значение скорости звука при атмосферном давлении:

$D = 2.26 + 0.75u + 0.45u^2$ , км/с. Скорость ударной волны при фиксированном давлении для образцов различной дисперсности была в пределах точности измерения одинаковой. Массовая скорость для грубодисперсного и мелкодисперсного образцов также совпадает при всех давлениях, тогда как для нанообразца, начиная примерно с  $u = 1$  км/с, она оказывается заметно меньше, и это расхождение превышает погрешность измерений. Т.е. ударная адиабата нанообразца лежит выше найденной зависимости  $D(u)$ . Полученные результаты могут быть объяснены, если предположить, что наночастицы цинка за время, не превышающее 100 нс, вступают в реакцию с серой. Оценить долю прореагировавшего вещества непосредственно из экспериментов не представляется возможным.

## ПЛАВЛЕНИЕ ЦИНКА В РАЗГРУЗКЕ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*Савиных А.С.\* , Матвеев А.В.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*savas@icp.ac.ru*

Известно, что ударно-волновое сжатие вещества сопряжено с ростом его температуры, причем нагрев частично необратим. При высоких давлениях ударного сжатия возрастание температуры может быть достаточно большим, чтобы вызывать плавление при разгрузке из ударно-сжатого состояния, либо (при большей интенсивности ударной волны) непосредственно за фронтом ударной волны. Проведено несколько серий экспериментов с цинком в различной постановке с измерением профилей массовой скорости на границе между испытуемым образцом и окном из монокристаллического фтористого лития. Измерения проводились с использованием лазерного Доплеровского интерферометрического измерителя скорости VISAR, обладающим высоким пространственным и субнаносекундным временным разрешением. Импульсы ударного сжатия создавались ударом алюминиевой пластины со скоростью до 5.5 км/с. Метание пластин-ударников осуществлялось с помощью взрывных устройств. Полученные волновые профили для цинка содержат небольшие аномалии в области давлений, где ожидался скачек скорости звука при плавлении. Однако эти аномалии недостаточно четко выражены, недостаточно убедительны и не позволяют однозначно идентифицировать плавление. Регистрация плавления и интерпретация результатов измерений осложняются наличием волновых отражений на границе между образцом и «окном», материалы которых имеют различные динамические импедансы. Это приводит к потере автономности течения. В результате формируется новое расщепление волны разрежения и вместо одной «ступеньки» в профиле волны разгрузки формируется две более слабые и, соответственно, менее надежно интерпретируемые. В связи с этим было принято численное моделирование проведенных экспериментов с использованием полуэмпирического широкодиапазонного многофазного уравнения состояния цинка. Сопоставление результатов измерений и численного моделирования позволило идентифицировать признаки плавления на волновых профилях и уточнить положение кривой плавления на фазовой диаграмме цинка.

Работа выполнена при поддержке программ «Математическое моделирование» и «Теплофизика и механика высокоэнергетических воздействий»

Президиума РАН, гранта Президента №1938.2003.2 поддержки ведущих научных школ и гранта РФФИ №03-02-16379а.

## УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУЛЛЕРЕНА $C_{70}$ С ГПУ-СТРУКТУРОЙ В АМПУЛАХ СОХРАНЕНИЯ ПЛОСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

*Соколов С.Н.\* , Милляевский В.В., Бородина Т.И., Жук А.З.,  
Жерноклетов Д.М.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*real\_serg@mail.ru*

Выполнено ударно-волновое нагружение поликристаллического фуллера  $C_{70}$  ( $> 99.5\%$ ) с исходной плотностью  $1.64 \text{ г/см}^3$  в стальных сборках сохранения плоской геометрии. Максимальные ударные давления достигались в течение нескольких циркуляций ударных волн в образце (ступенчатое ударно-волновое сжатие) и составляли 9, 14 и 19 ГПа.

Исходный материал (изготовлен в Институте металлоорганической химии РАН, г. Нижний Новгород) представлял собой фуллерен  $C_{70}$  с гексагональной плотно упакованной (ГПУ) структурой, имеющей параметры кристаллической решетки  $a = 1.062 \text{ нм}$ ,  $c = 1.738 \text{ нм}$ .

Структура сохраненных образцов исследовалась методами рентгенофазового анализа на установке ДРОН-3М (Cu  $K_{\alpha}$ -излучение). Установлено, что фуллерен  $C_{70}$  при ударно-волновом нагружении испытывает серию фазовых превращений: в материале, сохранённом после нагружения фуллера  $C_{70}$  до давлений 14 и 19 ГПа, основной фазой являлся фуллерен  $C_{70}$  с кубической структурой ( $a = 1.501 \text{ нм}$ ) и размером кристаллитов 8–11 нм. Так же в материале присутствовали: фуллерен  $C_{70}$  с ГПУ-структурой, количество которого убывало по мере увеличения интенсивности нагружения, и рентгеноаморфное вещество, дающее в спектре гало, расположенное в диапазоне углов  $2\Theta = 35\text{--}60^\circ$  (вероятно, мономолекулярный фуллерен  $C_{70}$ ).

Материал, сохраненный после нагружения до давления 9 ГПа, содержал кристаллические модификации фуллера  $C_{70}$  с кубической, гексагональной и ромбоэдрической структурой. С целью исследования влияния температуры на глубину фазового превращения ГПУ  $\rightarrow$  ГЦК были проведены эксперименты с тонкими (0.03 мм) образцами. В материале, сохраненном после нагружения до 14 ГПа, основной фазой являлся фуллерен  $C_{70}$  с кубической структурой. Так же было зафиксировано наличие фуллера  $C_{70}$  с ромбоэдрической структурой и ГПУ-структурой. Эти данные указывают на значительное влияние температуры на результаты ударно-волновых экспериментов, механизм которого подлежит дальнейшему исследованию.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №05-02-17707).

## ОСОБЕННОСТИ УДАРНОГО МЕТАМОРФИЗМА ПЛАГИОКЛАЗА И АМФИБОЛА В УСЛОВИЯХ СТУПЕНЧАТОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО СЖАТИЯ ПОЛИМИНЕРАЛЬНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД

*Сазонова Л.В.<sup>\*1</sup>, Милявский В.В.<sup>2</sup>, Бородина Т.И.<sup>2</sup>,  
Соколов С.Н.<sup>2</sup>, Белятинская И.В.<sup>1</sup>, Жерноклотов Д.М.<sup>2</sup>,  
Моздыков В.А.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>МГУ, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*saz@geol.msu.ru

Проведено сравнительное исследование характера ударного метаморфизма плагиоклазов разного химического состава в области давлений 26–52 ГПа. Установлено, что изотропизация плагиоклаза происходит по двум различным механизмам. При относительно низких давлениях изотропизация обусловлена дроблением вещества на микроуровне, сопровождающемся образованием маскелинита — типичного минерала метеоритов и пород астероидов. При более высоких давлениях изотропизация связана с аморфизацией вещества в результате плавления.

Установлено, что при повышении содержания кальция в плагиоклазе его изотропизация происходит при более низких ударных давлениях. Аналогичная тенденция ранее была зафиксирована в ударно-волновых экспериментах с мономинеральными образцами. В то же время, изотропизация плагиоклаза в экспериментах с полиминеральными образцами наблюдается при более низких давлениях, чем в экспериментах с мономинеральными образцами.

Впервые проведено сравнительное исследование характера ударного метаморфизма амфиболов разного химического состава в области давлений 26–52 ГПа. Установлено, что при повышении в составе амфибола содержания фтора, титана и калия, аморфизация амфибола происходит при более высоких давлениях. Аналогичная тенденция ранее была обнаружена при исследовании амфибола в условиях статического нагружения.

Работа выполнена в рамках программы «Физика и механика сильносжатого вещества и проблемы внутреннего строения Земли и планет» Президиума РАН и проекта РФФИ №05-05-64778.

## СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В АЛЮМИНИДАХ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*Бродова И.Г.<sup>\*1</sup>, Козлов Е.А.<sup>2</sup>, Ленникова И.П.<sup>1</sup>, Антонова О.В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, <sup>2</sup>РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

\*brodova@imp.uran.ru

Проведено экспериментальное исследование структурных и фазовых превращений в алюминидах циркония, титана и гафния, входящих в состав двухфазных алюминиевых сплавов с переходными металлами, в условиях их нагружения сферическими ударными волнами различной интенсивности. С целью изучения поведения данных материалов при волновом нагружении, была проведена серия экспериментов по сферическому взрывному нагружению шаровых образцов из сплавов: Al–Ti, Al–Zr, Al–Hf. Эксперимент проводился на шаровых образцах диаметром 64 и 40 мм. Взрывное нагружение

осуществлялось путем подрыва сферических слоев ВВ на поверхности шаров. Изменение режима взрывного нагружения шаров позволяло реализовать сопоставимый уровень энерговодата при различном времени удержания расплава с целью изменения параметров его кристаллизации. Были реализованы два режима нагружения: первый — обеспечивал плавление Al матрицы в сплавах Al–Ti, Al–Zr, Al–Hf, а второй — более интенсивный, обеспечивал протекание превращений в тугоплавких алюминидов в сплаве Al–Zr. С использованием широкого спектра методик (световой и электронной микроскопии, рентгеноструктурного и рентгеноспектрального анализов, измерения твердости) были получены данные об образовании метастабильных фаз в процессе кристаллизации расплава, образованного при плавлении на ударной адиабате и изоэнтропе, а также установлены закономерности высокоскоростной пластической деформации кристаллов по радиусу шаровых образцов. Полученные результаты были сопоставлены с деформационным поведением таких же сплавов в условиях статической интенсивной пластической деформации методом кручения под высоким квазигидростатическим давлением 5 ГПа. На основании изучения макро и микроструктуры, фазового состава и твердости материалов были получены новые данные о природе фазовых превращений в алюминиевых сплавах с переходными металлами, в частности, о характере деформационного растворения алюминидов и о механизме образования пересыщенных переходными металлами твердых растворов на основе алюминия. Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы Президиума РАН «Теплофизика и механика интенсивных и энергетических воздействий».

## **ИМПУЛЬСНОЕ РАСТЯЖЕНИЕ ПЕНТАДЕКАНА И ГЕКСАДЕКАНА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ**

*Сосиков В.А.\* , Уткин А.В.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*vaso@icp.ac.ru*

Согласно теоретическим представлениям, жидкости могут выдерживать большие растягивающие напряжения, достигающие 0.1–1 ГПа. При этом предполагается, что нарушение сплошности вещества происходит в результате возникновения пор по механизму гомогенного зародышеобразования. В тоже время на практике в условиях статических испытаний наблюдаются значительно меньшие величины [1], что объясняется наличием в реальных жидкостях гетерогенных очагов, на которых инициируется рост пор. Приблизиться к условиям разрыва жидкостей при гомогенном зародышеобразовании можно, используя динамическое растяжение. В данной работе для этой цели применяется метод анализа откольных явлений при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности исследуемого вещества. Эксперименты, проведенные ранее с водой и глицерином при температуре близкой к точке замерзания, говорят 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 эксперименты с гексадеканом и пентадеканом имеющими температуру плавления 10 и 180°C соответственно. Данные эксперименты показали, что для пентадекана при увеличении

амплитуды падающего импульса в 2 раза (с 193 до 416 МПа) величина откольной прочности также увеличивается примерно в 2 раза (с 26 до 41 МПа). Для гексадекана данная зависимость обратна и при увеличении амплитуды падающего импульса (с 175 до 510 МПа) величина откольной прочности уменьшается (с 18 до 11 МПа). Кроме того, в гексадекане разрушение происходит двухстадийно, аналогично тому, как ранее было обнаружено в этиловом спирте [2].

Таким образом, результаты экспериментов с гексадеканом и пентадеканом показали, большую чувствительность жидкостей, находящихся вблизи точки замерзания к условиям нагружения. Кроме того, обнаружено, что в гексадекане разрушение является двухстадийным, аналогично найденному ранее в этиловом спирте.

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
2. Уткин А.В., Сосиков В.А. // ПМТФ. 2005. Т.46. №4. С.29–38.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ СПЛАВОВ ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ РАСТЯЖЕНИИ МЕТОДОМ КВАЗИОДНОМЕРНОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ

*Хейфец А.Э.\* , Хомская И.В., Зельдович В.И.*

*ИФМ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*kheifetz@imp.uran.ru*

Ударно-волновое нагружение металлических образцов сходящимися квазисферическими ударными волнами приводит к эффекту кумуляции энергии. Вследствие того, что основная часть энергии ударной волны оказывается сосредоточенной в центре образца, разгрузка сопровождается всесторонним растяжением материала. При больших плотностях вводимой энергии для сохранения образца разгрузку искусственно замедляют. В результате образец испытывает значительную деформацию всестороннего растяжения, которую практически невозможно экспериментально получить другим способом. В данной работе определялась прочность латуни Cu-37 вес. % Zn с исходной двухфазной структурой в условиях всестороннего растяжения. Для исследования были использованы нагруженные образцы, в которых фиксировались начальные стадии разрушения, то есть, имело место образование центральной полости и радиальных трещин. Величина деформации в произвольной точке образца рассчитывалась по величине центральной полости с учетом сохранения объёма вещества. На характерном радиусе возникновения радиальных трещин деформация была такова, что растягивающие напряжения привели к нарушению сплошности материала, то есть, превысили предел прочности. Величина напряжений, оцененная по экстраполяции кривой холодного сжатия меди в область отрицательных давлений, составляет для латуни 1500–2000 МПа, то есть, близка к максимальной измеренной прочности меди и на порядок превосходит статический предел прочности латуни (~ 250 МПа). Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Прочность латуни при деформации всестороннего растяжения существенно выше, чем при других видах деформации.
2. Предложенный нами метод определения прочности при всестороннем

растяжении очевидным образом обобщается на широкий класс конструкционных материалов.

3. Несмотря на то, что метод является динамическим, получаемые результаты не должны отличаться от результатов, полученных в статических условиях, так как при всестороннем растяжении нет процессов, требующих длительной релаксации — атомы смещаются на расстояния порядка межатомных.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА TiNi ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*Гаркушин Г.В.\* , Разоренов С.В.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*garkushin@frcp.ac.ru*

Сплавы на основе никелида титана обладают высокими физико-механическими, технологическими свойствами и хорошо выраженным эффектом памяти формы с составом близком к эквиаtomному [1], за счет термоупругого мартенситного перехода. Подобные превращения реализуются при изменении температуры, либо при приложенном внешнем напряжении. Кроме того, известно, что сильное влияние на фазовые переходы оказывает исходная внутренняя структура материала [2]. Имеющиеся в литературе данные о механическом поведении в аустенитном и мартенситном состоянии не дают полного представления о влиянии начальной фазы на прочностные характеристики сплавов TiNi. В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования влияния начальной температуры образцов Ti<sub>51.1</sub>Ni<sub>48.9</sub> в интервале от 233 до 433 К на механические свойства материала при ударном сжатии до 5 ГПа. Изменение температуры позволяет варьировать начальное фазовое состояние материала от низкотемпературной мартенситной фазы до высокотемпературной аустенитной фазы [3]. Известно, что при переходе материала в мартенситное состояние происходит «размягчение» упругих модулей [3]. В работе представлены результаты влияния начальной фазы на прочностные и упруго-пластические характеристики материала. Проведенные измерения показали, что с уменьшением температуры откольная прочность и динамический предел упругости уменьшаются, что связано с изменением внутренней структуры образцов в следствии перехода из аустенитной в мартенситную фазу.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №06-02-17057-а и гранта Президента России №НШ-02.445.11.7168.

1. Корнилов И.И., Белоусов О.К., Качур Е.В. Никелид титана и другие сплавы с эффектом «памяти». 1977. 180 с.
2. Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Попов Н.Н., Гаркушин Г.В., Дорофеев А.О. // Экстремальное состояние вещества. Детонация. Ударные волны. Саров, 2005. С.385–390.
3. Пушин В.Г., Кондратьев В.В., Хачин В.Н. Предмартенситные явления и мартенситные превращения. 1998. С.368.

# РАЗРУШЕНИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЖЕЛЕЗА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

*Янилкин А.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*yanilkin@ihed.ras.ru*

В условиях, когда время разрушения сравнимо с длительностью нагрузки высокоскоростное разрушение имеет релаксационный характер [1]. В этой в связи интерес представляют вопросы, связанные с начальным этапом зарождения повреждений. В предыдущей работе [2] была построена модель одноосного растяжения о.ц.к. железа с постоянной скоростью растяжения. В расчетах применялись реалистические многочастичные потенциалы межатомного взаимодействия в рамках модели погруженного атома (т.н. embedded atom method potentials) [3]. Были получены следующие основные результаты: 1 — весь процесс растяжения можно разбить на шесть этапов, одним из которых является равновесный послойный переход о.ц.к. решетки в г.ц.к.; 2 — механизмом образования зародыша полости является гетерогенная нуклеация на плоскостях сдвига, что сильно уменьшает предел прочности. Для проверки этого механизма разрушения были построены две молекулярно-динамические модели, описывающие ударно-волновое нагружение: модель с поперечными граничными условиями, описывающая бесконечную тонкую пластину, и модель со одной свободной границей, в которой возможно возникновение поперечных волн, влияющих на механизм разрушения. С помощью первой модели было получено расщепление волны сжатия на упругую и неупругую при давлении 18 ГПа, что соответствует фазовому превращению о.ц.к. в г.п.у. Появление г.п.у. фазы было подтверждено с помощью расчета радиальной функции распределения. В обеих моделях наблюдался переход о.ц.к. в г.ц.к., при этом в модели со свободной поверхностью также наблюдалось образование плоскостей сдвига.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №05-08-65423).

1. Разоренов С.В., Канель Г.И., Фортов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т.80. №5. С.395.
2. Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Янилкин А.В. // ДАН. 2005. Т.404. №6. С.757.
3. Mendeleev M.I., et al. // Phil. Mag. 2003. V.83. №35. P.3977.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ХРУПКИХ ТЕЛ

*Извеков О.Я.\*<sup>1</sup>, Кондауров В.И.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*izvekov\_o@inbox.ru*

На основе теории континуального разрушения [1, 2] рассмотрены вопросы фрагментации (дробления) хрупких материалов [3, 4]. Вопрос о дисперсности продуктов дробления исследовался с помощью гипотезы о взаимосвязи расстояния между дефектами и приращением поврежденности, альтернативной подходу, изложенному в работе [5] и связывающему длину микро-

трещины с приращением времени. Это позволяет получить после замены времени пространственной переменной функцию распределения продуктов дробления по размерам. Разработанная модель приводит к существенной зависимости размера фрагмента от свойств материала и истории деформации (в частности, от скорости деформирования и пространственного распределения нагрузки).

Модель реализована в одномерном вычислительном коде для расчета динамического воздействия на хрупкую среду. Проведена серия экспериментов, в которых динамическое воздействие осуществлялось посредством взрыва тонкого проводника. Продукты дробления оседали на стеклянной пластинке, фотографировались, а затем проводилась компьютерная обработка изображения. После определения неизвестных параметров модели на основе базовых испытаний проведено сравнение результатов эксперимента и результатов численного расчета для произвольной толщины слоя хрупкого материала во всем диапазоне энергии взрыва, допускаемой созданной установкой.

1. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого тела. М.: Наука, 1979.
2. Кондауров В.И., Фортгов В.Е. Основы термомеханики конденсированной среды. М.: МФТИ, 2002.
3. Grady D.E., Kipp M.E. Dynamic Rock Fragmentation // *Frac. Mech. of Rock*. 1987. P.429.
4. Espinosa H.D., Zavatteri P.D., Dwivedi S.K. // *J. Mech. Phys. Solids*. 1998. V.35. №10. P.1909.
5. Zhang Y.Q., Hao H. // *J. Appl. Mech.* 2003. V.70. P.456.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРОЧНЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ**

*Козлова М.А.*

*ИФПМ СО РАН, Томск*

*kozlova\_ma@mail.ru*

Для численного моделирования определения напряженно-деформированного состояния конструкций, выполненных из анизотропных материалов, представлена математическая модель упругопластического деформирования таких материалов в условиях динамического нагружения. Пластическое деформирование материала описывается в рамках теории течения. Для описания эволюции поверхности пластичности в процессе пластической деформации используется модель изотропного упрочнения, согласно которой уравнения последующих поверхностей пластичности изменяются пропорционально параметру упрочнения. Модель применима при решении краевых задач механики в рамках процессов малой кривизны (по классификации Ильюшина А.А. теории упругопластических процессов), например, таких как: исследование процессов обработки металлов давлением и других течений (при пробивании, взрывах и т.д.). Критерий пластичности ортотропных материалов используется в форме Лебедева, Ковальчука. Критерий разрушения материала подбирается в зависимости от вида анизотропии материала при разрушении (для ортотропной, транстропной или изотропной симметрии свойств). После выполнения критерия разрушения поведение материала моделируется следующим образом: либо гидродинамической моде-

лю, если разрушение происходит в условиях сжатия, либо материал считается полностью разрушенным, если критерий разрушения выполняется в условиях растяжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект №03-01-00006 и программы Президиума РАН, проект №18.9.

## ДИНАМИЧЕСКАЯ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ В УДАРНО-НАГРУЖЕННОЙ МЕДИ

*Атрошенко С.А.<sup>\*1</sup>, Ермолаев В.А.<sup>2</sup>, Наумова Н.С.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИПМАШ РАН, <sup>2</sup>НПО «Спецматериалы», Санкт-Петербург

*\*satroshe@impact.ipme.ru*

В условиях деформации многих металлов и сплавов формирование их структуры контролируется процессом динамической рекристаллизации. Ее необходимыми условиями являются помимо высокой скорости деформации ( $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ ) большая абсолютная величина деформации ( $\sim 3$ ) и температура не ниже  $0.4T_{melt}$ . Материалом для исследования служила высокочистая, близкая к монокристаллической, медь с крупным зерном.

В экспериментах по одноосному ударному нагружению использовали пневматические пушки калибра 37 мм. Образцы — мишени представляли собой плоские шайбы диаметром 52 и толщиной 5 мм. Ударники имели форму стаканчика, который изготавливали из стали. Для контроля скорости использовали пленочный датчик давления и двухканальный лазерный интерферометр. С помощью лазерного интерферометра определялось распределение частиц по скоростям. При нагружении в интервале скоростей 60–210 м/с ударником толщиной 2 мм в мишенях осуществлялся тыльный откол.

Микроструктурные исследования материалов осуществлялись с помощью оптического микроскопа Neophot-32 как без травления, так и после него. Микротвердость измерялась на приборе ПМТ-3 на нетравленных шлифах в поперечном направлении. Для одноосного ударного нагружения измерения проводились от нагружаемой к свободной поверхности. Нагрузка на индентор составляла для меди 100 г. В образцах меди после нагружения были обнаружены области динамической рекристаллизации аналогичные выявленным в работе [1]. Проведено исследование поведения материалов в интервале скоростей нагружения 60–210 м/с. Проведена оценка критерия Зинера–Холомона и степени развития динамической рекристаллизации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-ГФЕН 05-01-39006.

1. Atroshenko S.A. // Recrystallization and Grain Growth / Eds. Gottstein G., Molodov D.A. Springer-Verlag, 2001.

## ОБ ЭВОЛЮЦИОННОМ И КАТАСТРОФИЧЕСКОМ РЕЖИМАХ ЭНЕРГООБМЕНА В ДИНАМИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМЫХ СРЕДАХ

*Мещеряков Ю.И.*

*ИПМАШ РАН, Санкт-Петербург*

*yimesch@impact.ipme.ru*

Анализ экспериментальных данных по ударному нагружению материалов показывает, что существует два режима энергообмена между макро- и мезоуровнями динамического деформирования — плавный, эволюционный, и катастрофический, при котором существенно увеличивается дисперсия скорости среды на мезоуровне, в то время как средняя скорость резко падает. Проверка данного утверждения проведена в процессе ударных испытаний двух партий стали 30ХН4М, прошедших разную термообработку. Для нестационарных ударных волн получен критерий перехода от эволюционного режима мезо–макро энергообмена к катастрофическому режиму  $([D/u] \times [\dot{D}/\dot{u}]) > 1$ , где  $u$  — средняя скорость,  $D$  — вариация скорости (корень квадратный из дисперсии скорости). Согласно этому критерию, переход к катастрофическому режиму мезо–макро энергообмена происходит в том случае, если на фронте волны скорость изменения дисперсии оказывается выше скорости изменения средней скорости (среднего ускорения). Справедливость критерия проверена на ряде материалов, включая различные стали, алюминий его сплавы, медь.

## АВТОМОДЕЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ И ФОРМИРОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ В УДАРНО-НАГРУЖЕННОМ Аl

*Наймарк О.Б.<sup>\*1</sup>, Asay J.R.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*ИМСС УрО РАН, Пермь, Россия,* <sup>2</sup>*ISP, Pullman, USA*

*\*naimark@icmm.ru*

Экспериментальные исследования установили автомодельность волновых фронтов в алюминии при инициировании плоских ударных волн, включая догрузку и разгрузку: в безразмерных координатах  $V_p/V_{sc} \sim t/t_{sc}$  ( $V_p$  — скорость свободной поверхности мишени,  $V_{sc} = V_I$  — скорость ударника,  $t_{sc} = h/C_L$  — характерное время,  $C_L$  — продольная скорость звука,  $h$  — толщина мишени) результаты измерений при различных амплитудах нагрузки ложатся на единую кривую. Обнаружено появление квази-упругого догрузочного фронта, возникающего на фоне развитой пластической волны, формирование вторичного пластического фронта. Предложенная статистическая модель позволила развить феноменологическое описание термодинамики и релаксационных свойств среды на основе описания кинетики двух параметров порядка: тензора плотности дефектов и параметра структурного скейлинга, характеризующего текущий уровень структурной релаксации. Особенности кинетики указанных параметров порядка являются следствием установленного вида неравновесной свободной энергии, в которой параметр структурного скейлинга играет роль эффективных температур. Установленная связь механизмов релаксации с кинетикой указанных параметров позволила объяснить природу автомодельности фронтов и механизмы

релаксации при догрузке и разгрузке, эффект резкого уменьшения напряжений течения в алюминии при давлениях  $\sim 70$  ГПа. Появление признаков эффективной упругости в догрузочных и разгрузочных фронтах является следствием «замедленной» релаксационной кинетики параметра структурного скейлинга по сравнению с тензором плотности дефектов, что приводит к начальной кинетике последнего в соответствие с «термодинамической ветвью» неравновесного потенциала, с последующей реализацией скейлинговых переходов. Резкое падение напряжений пластического течения при амплитудах давлений  $\sim 70$  ГПа связано с «адиабатическим вырождением» коллективной ориентационной моды дефектов. Как следствие, релаксационная динамика при этих нагрузках реализуется за счет субмикроскопических уровней, на которых вырождается «пороговость» пластичности по аналогии с нарушением закона Холла–Петча.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №04-01-96009-р2004урал\_a и 05-01-00863-а).

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ АВТОМОДЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ УДАРНЫХ ВОЛН В Al

*Баяндин Ю.В.<sup>\*1</sup>, Наймарж О.Б.<sup>1</sup>, Asay J.R.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИМСС УрО РАН, Пермь, Россия, <sup>2</sup>ISP, Pullman, USA

*\*buv@icmm.ru*

Изучение структуры ударных волны в конденсированных средах вызывает большой интерес, так как до настоящего времени являются открытыми проблемы, связанные с объяснением природы релаксационных процессов на фронте ударной волны, термодинамикой ударно-волновых явлений. Исследование поведения материалов при высоких скоростях нагружения является актуальной задачей, и предполагает изучение физических процессов, протекающих в материале, и связанных с эффектами структурной релаксации. Прямые измерения высокого разрешения волнового профиля, проведенные для алюминия с применением лазерной доплеровской интерферометрии, показали резкое увеличение скорости деформации с увеличением амплитуды напряжений. Экспериментальные данные при исследовании волн догрузки (разгрузки) в алюминии установили также повторное появление упругой реакции — квази-упругий предвестник на фронте догрузки или разгрузки. Одним из возможных объяснений данного эффекта может служить предположение о том, что после прохождения первой волны сжатия происходит релаксация сдвиговой части напряжений за счет эволюции дефектной подсистемы металла, что приводит к эффективной упругой деформации среды при последующей волновой догрузке.

Предложена математическая модель формирования плоской ударной волны в металле, основанная на статистической теории и феноменологии сред с мезоскопическими дефектами, в которой введено два параметра порядка: тензор плотности микросдвигов и параметр структурного скейлинга, определяющий структурную восприимчивость среды к зарождению и росту дефектов в зависимости от масштабных уровней релаксации. Особенности кинетики указанных структурных переменных являются следствием установленной формы неравновесной свободной энергии. Предложенная математическая модель позволила описать и объяснить ряд эффектов: выделение упругого предвестника; повторное расщепление фронта ударной волны на

упругий и пластический при догрузке; релаксацию упругого предвестника в процессе его распространения; универсальную зависимость скорости деформации от амплитуды напряжений ударной волны в виде степенного закона четвертого порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №04-01-96009-р2004урал\_а и 05-01-00863-а).

## **О ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ**

*Леонтьев В.А., Соковиков М.А., Наймарк Д.О., Пермьяков С.Л.\**

*ИМСС УрО РАН, Пермь*

*\*psl@icmm.ru*

На основе экспериментального баллистического комплекса, включающего в себя газовую пушку, стержень Гопкинсона и измерительную систему были реализованы режимы динамического нагружения партии цилиндрических образцов (длина 70 мм, диаметр 10 мм) из Армко-железа по схеме модифицированного метода Тейлора. Регистрировались кинематические (скорость образца варьировалась от 70 до 115 м/с) и деформационные реакции Армко-железа.

Изучение структурных изменений в ансамблях дислокационных субструктур при прохождении волны пластичности проводилось в продольном сечении шлифов образцов с использованием интерференционного профилометра высокой точности New View 5000 (горизонтальное разрешение от 0.5 мкм, вертикальное — от 0.1 нм). Перед этим поверхность шлифа была отполирована и протравлена для выявления микроструктуры. Особенности структурного рельефа, сформированного в объеме образца деформационными дефектами, отражающие закономерности формирования волновых пластических фронтов, представлены в виде зависимости показателя Херста (показателя структурного скейлинга) по длине образца.

Структурные исследования сопоставлены с результатами численного моделирования теста Тейлора с использованием результатов статистического описания коллективного поведения ансамблей микросдвигов, отраженных в формулировке нелинейной нелокальной модели среды с дефектами данного типа. Показано, что структурно-кинетический переход по параметру плотности микросдвигов распространяется в материале с некоторой скоростью пластического фронта. При этом распространение пластической деформации вдоль по длине образца можно рассматривать как своеобразную пластическую волну.

Установлен пороговый характер возбуждения волн пластичности, увеличение скорости пластической волны с ростом величины импульса напряжений.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №04-01-96009-р2004 урал\_а, 05-01-00863а, 04-01-96042-р2004 урал\_а, 04-01-97514 р\_офи, 05-08-33652а.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ АРМКО-ЖЕЛЕЗА

*Уваров С.В.\**, *Плехов О.А.*, *Николаева Е.А.*

*ИМСС УрО РАН, Пермь*

*\*usv@icmm.ru*

На созданной в ИМСС УрО РАН газовой пушке калибром 125 мм проведена серия экспериментов по ударно-волновому нагружению образцов из армко-железа с целью исследования перехода от дисперсного (нагрузки ниже откольной прочности) к локализованному разрушению (откол).

В экспериментах измерялась скорость ударника и скорость тыльной поверхности мишени емкостным датчиком. Для сохранения образцов с целью последующего анализа структуры была создана соответствующая система. После соударения снаряд тормозился, а ударник и мишень попадали в ловушку, наполненную специальным наполнителем. По результатам предварительных экспериментов в качестве энергопоглощающего наполнителя были выбраны полиэтиленовые гранулы, покрытые вакуумной смазкой. Часто применяемый для этих целей снег невозможно использовать в вакуумированной камере. Сохранённые образцы разрезались и затем исследовалось их интегральное разуплотнение и распределение несплошностей по толщине. Интегральное разуплотнение определялось методом гидростатического взвешивания. Распределение вдоль направления распространения волны напряжений определялось при помощи трёхмерного оптического профилометра NewView 5010. Измерялось соотношение площади несплошностей к сканированной площади. Для выявления несплошностей был использован метод электрохимического полирования. Этот метод позволяет проявить несплошности, скрываемые при механическом полировании.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №04-01-96009 и 05-08-33652) и Президента РФ (грант МК4045.2004.1)

## ОТКОЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ ОБРАЗЦОВ ИЗ НИТРИДА БОРА

*Якушев В.В.<sup>1</sup>*, *Уткин А.В.\*<sup>1</sup>*, *Ананьин А.В.<sup>1</sup>*, *Тацкий В.Ф.<sup>1</sup>*,  
*Жуков А.Н.<sup>1</sup>*, *Дрёмин А.Н.<sup>1</sup>*, *Бочко А.В.<sup>2</sup>*, *Кузин Н.Н.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*ИПХФ РАН, Черноголовка*, <sup>2</sup>*ИМЕТ РАН, Москва*, <sup>3</sup>*ИФВД РАН, Троицк*

*\*utkin@icp.ac.ru*

В данной работе представлены результаты экспериментов по исследованию откольной прочности образцов из нитрида бора. Образцы были изготовлены путем прессования мелкодисперсного порошка BN в аппарате «двойной тороид-35» при давлении 7–8 ГПа, температуре 1700–1800°С и времени выдержки 2 мин. Данная технология позволяет получать высокопрочный материал на основе BN, который может быть использован в промышленности для создания сверхтвёрдого скоростного режущего инструмента, а также в качестве прочных оптических окон, утойчивых к воздействию ударных волн и высокой температуры при исследованиях позитронных пучков. В связи с этим необходимо иметь представление как о пределе текучести этого материала, величина которого была измерена ранее и составляет 35 ГПа, так и о его сопротивлении внутреннему разрыву т.е. величине откольной прочности.

С этой целью были проведены эксперименты по отколу в области давлений как ниже так и выше предела текучести. Нагружение образцов осуществлялось Al ударниками, разогнанными с помощью взрывных металлических устройств через Al экраны. Регистрация скорости поверхности образца осуществлялась с помощью лазерного измерителя скорости VISAR.

Согласно проведенным экспериментам, откольная прочность в упругой области с характерной скоростью деформирования порядка  $10^4 \text{ с}^{-1}$  изменяется от опыта к опыту в широком диапазоне от 0.7 до 1.6 ГПа. В упруго-пластической области откольная прочность составляет 2.4–3.2 ГПа. Низкие значения откольной прочности и большой их разброс от образца к образцу в области упругости, вероятно, связаны с хрупким характером разрушения гетерогенных образцов из нитрида бора. В такой ситуации инициирование процесса разрушения носит случайный характер и сильно зависит от конкретной структуры образца. Подобный результат является типичным для керамик, испытывающих хрупкое разрушение. Увеличение откольной прочности образцов в области упруго-пластичности, вероятно, связано с деформационным упрочнением материала.

Таким образом, несмотря на высокое значение динамического предела текучести образцов, они обладают незначительным по сравнению с величиной предела текучести сопротивлением на разрыв.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Скрипняк Е.Г.\* , Скрипняк В.А.*

*ТГУ, Москва*

*\*skrp@ftf.tsu.ru*

Для описания механического поведения металлов и сплавов с размерами зерна от 100 мкм до 20 нм при высокоскоростной деформации предложена модель, учитывающая основные физические механизмы пластической деформации. Приращение макроскопической пластической деформации в модели определяется суммой составляющих, связанных с дислокационным скольжением, двойникованием и зернограничным проскальзыванием. Модель учитывает ряд структурных факторов, влияющих на механические свойства материалов (тип кристаллической решетки, плотность дислокаций, концентрацию и толщину двойников, распределение зерен по размерам). Модель позволяет получить варианты определяющих уравнений, которые могут быть использованы для описания поведения материалов в динамических задачах механики деформируемого твердого тела.

Представлены результаты моделирования высокоскоростной деформации наноструктурных титановых сплавов, магния, молибдена, никеля и меди, полученные с использованием модели.

Показано, что в диапазоне скоростей деформации от  $10^{-3}$  до  $10^6 \text{ с}^{-1}$  различия механического поведения наноструктурных металлов и сплавов с ОЦК, ГЦК и ГПУ кристаллическими решетками обусловлены не только дислокационными механизмами, но и различной интенсивностью зернограничного проскальзывания.

Показано, что аномальные изменения пределов текучести, модулей упругости, скоростей звука при уменьшении размеров зерна от 40 до 5 нм могут быть связаны с ростом относительного объема материала в области границ

зерен и их тройных стыков. Результаты моделирования показывают, что в наноструктурных металлах и сплавах с ОЦК и ГПУ решетками, чувствительность напряжения течения к скорости деформации в диапазоне от 1 до  $10^6 \text{ с}^{-1}$  ниже, чем у тех же материалов с размерами зерна выше 10 мкм. Существенное увеличение сдвиговых напряжений и высокая чувствительность напряжения течения наноструктурных металлов с ГЦК решеткой к скорости деформации в диапазоне от 10 до  $10^6 \text{ с}^{-1}$  получена для меди и никеля. Модель предсказывает аномальный рост предельных степеней пластической деформации наноструктурных металлов и сплавов, предшествующих началу локализации макропластического течения.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ  
ДЕФОРМАЦИИ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ  
ПРИ НОРМАЛЬНОЙ И ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ**  
*Скрипняк В.А.<sup>\*1</sup>, Скрипняк Е.Г.<sup>1</sup>, Разоренов С.В.<sup>2</sup>, Майер Л.В.<sup>3</sup>,  
Крюгер Л.Л.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ТГУ, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия,  
<sup>3</sup>ТУК, Кемnitz, Германия

\*skrp@mail.tomsknet.ru

Проблема адекватного описания механического поведения титановых сплавов в широком диапазоне температур и интенсивностей ударных нагрузок связана со структурными и фазовыми превращениями сплавов при деформации. В данной работе предложено нелинейное определяющее уравнение, разработанное с учетом экспериментальных данных об эволюции дислокационной структуры, роста концентрации двойников в деформированных титановых сплавах. Определяющее уравнение позволяет описать деформационное упрочнение, чувствительность напряжения течения к скорости деформации в диапазоне температур существования  $\alpha$  и  $\alpha + \beta$  сплавов.

Результаты моделирования деформации сплавов ВТ1-0, ВТ6, Ti-6-4, Ti-6-22-22S под действием ударных импульсов показывают, что чувствительность напряжения течения к скорости деформации у  $\alpha$  и  $\alpha + \beta$  титановых сплавов различна. Модель позволяет описать специфику механического поведения  $\alpha$  и  $\alpha + \beta$  титановых сплавов за счет использования разных соотношений дислокационной кинетики пластического деформирования для  $\alpha$  и  $\beta$  фаз.

Модель учитывает изменение упругих модулей, кинетики пластического течения в широком температурном диапазоне, включая область полиморфного фазового превращения ( $\alpha \rightarrow \beta$ ). Результаты моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными о напряжении пластического течения титановых сплавов, реализующихся при скоростях деформации от  $10^{-3}$  до  $10^6 \text{ с}^{-1}$  в диапазоне температур от  $0.2T_{\beta}$  до  $0.95T_m$ .

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МАССОВОЙ СКОРОСТИ В ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ

*Скрипняк В.А., Каракулов В.В.\**

*ТГУ, Москва*

*\*valery@ftf.tsu.ru*

В работе представлены результаты численного моделирования интенсивных импульсных воздействий на композиционные материалы с металлической матрицей. Предметом изучения являлось распределение массовой скорости, деформаций и напряжений на мезоскопическом уровне при распространении волн напряжений по модельным образцам стохастических композитов SiC–Al, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Al, B<sub>4</sub>C–Al с наполнением керамическими включениями от 25 до 65%. Рассмотрены условия нагружения, при которых амплитуда напряжений не превышала 15 ГПа и керамические включения деформировались упруго. В двумерной постановке моделировалась деформация модельного элемента структурированной среды в виде алюминиевой матрицы и хаотически распределённых в ней керамических включений. Рассматривались включения различной формы, их средний размер варьировался от 3 до 10 мкм. Для решения задачи использовалась вычислительная методика, описанная в [1].

Результаты моделирования показали, что в материалах с низким содержанием керамических включений формируется распределение компоненты массовой скорости в направлении распространения ударной волны. Распределение расчетных значений массовой скорости в плоских сечениях, перпендикулярных этому направлению, описывается законом нормального распределения Гаусса. В материалах с высоким содержанием включений форма распределения сохраняется только в начальные моменты времени, когда фронт находится близко к поверхности нагружения. По мере распространения ударной волны по модельному элементу, распределение массовой скорости изменяется и приобретает форму бимодального распределения. За фронтом ударной волны форма нормального закона распределения массовой скорости восстанавливается. Результаты моделирования показывают, что появление бимодального распределения массовой скорости не связано с различием механических свойств матрицы и включений композита, а является следствием формирования ротационных ячеек, состоящих из нескольких включений и прослоек матрицы.

1. Скрипняк В.А., Платова Т.М., Каракулов В.В. // Вычислительные технологии. 1995. Т.4. №11. С.200.

## ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ И РАЗРУШЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛАХ

*Радченко А.В.*

*ИФПМ СО РАН, Томск*

*andrew@academ.tsc.ru*

В работе в рамках феноменологического подхода исследуется влияние анизотропии физико-механических свойств на динамику деформирования и

разрушения материалов. Применение такого подхода к прочности материала позволяет использовать общее условие прочности для различных материалов, но одинаковых по симметрии свойств, для которых одно и то же напряженное состояние может привести к разным по физической природе предельным состояниям. Наиболее сильно анизотропия проявляется при пластической деформации и при разрушении путем отрыва, поэтому если заранее известно направление действия нагрузки, то для повышения прочности материала его либо армируют упрочняющими элементами, либо упорядочивают структуру материала. Поведение анизотропных материалов при деформировании существенно отличается от изотропных: сферическое тело, подвергнутое всестороннему сжатию превращается в эллипсоид, а стержень при чистом растяжении не только удлиняется, но еще испытывает сдвиги во всех плоскостях, параллельных координатным, а в общем случае анизотропии коэффициент Пуассона может быть и меньшим нуля, поэтому возможно увеличение поперечных размеров при растяжении. В анизотропных материалах скорости распространения волн напряжений зависят от направления распространения волны, и в ортотропных материалах нередко более быстрой оказывается поперечная волна, а медленной — продольная. Поэтому при ударе существенно меняется картина взаимодействия отраженных и преломленных волн в анизотропных материалах, так как область, в которой сосредоточена энергия, ограничивается скоростью распространения волн напряжений. Исследованы особенности поведения изотропных, трансотропных и ортотропных материалов при ударных и импульсных нагрузках.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект №03-01-00006, и Президиума РАН, проект №18.9.

## **ШИРОКОДИАПАЗОННАЯ МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИКИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ**

*Зелепугин С.А.<sup>\*1</sup>, Толкачев В.Ф.<sup>2</sup>, Зелепугин А.С.<sup>1</sup>,  
Шпаков С.С.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *ОСМ ТНЦ СО РАН, Томск,* <sup>2</sup> *ТГУ, Москва*

*\*szel@tbism.tomsk.ru*

В данной работе исследованы процессы высокоскоростного взаимодействия ударника со стеклокерамическим и керамическим (оксид алюминия) образцами и металлокерамической преградой, состоящей из слоя карбида бора и титанового сплава ВТ4. С целью оценки прочностных характеристик керамик на баллистическом стенде НИИ ПММ при ТГУ были проведены тестовые испытания [1]. Образец наклеивался на массивную алюминиевую плиту. В качестве оружия использовался карабин СКС, штатная пуля 7.62 мм, скорость пули 760 м/с, расстояние 0.5 м. В результате испытаний стеклокерамические, керамические и металлокерамические образцы разрушались полностью, а в алюминиевой плите образовались в первом случае кратер глубиной 6–8.5 мм, в двух других — вмятина диаметром 20 мм с максимальной глубиной 1 мм. При отсутствии образца пуля внедрялась в алюминиевую плиту на глубину 36 мм. Были проведены аналогичные тестовые расчеты. При расчете внедрения стального ударника, моделирующего сердечник пули, в алюминиевую преграду расхождение численного и экспериментального результатов по глубине внедрения составило 5%. На этапе

тестирования широкодиапазонной модели разрушения высокопрочных керамик проводились сравнения с экспериментальными данными, полученными в Sandia National Laboratories. Было получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных по скорости тыльной поверхности керамик  $V_4C$  и  $Al_2O_3$ . Константы модели для сподуменовой стеклокерамики подбирались с целью описать экспериментальные данные, полученные в НИИ ПММ. Полученные результаты показывают, что данная численная методика применима для описания разрушения как высокопрочных керамик, так и стеклокерамики, обладающей низкими прочностными характеристиками. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 05-03-98001) и Президиума РАН в рамках Программы «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий» (проект 18.7).

1. Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Семенцова М.А., Панькова Т.А. // IV Всерос. научная конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». Томск: ТГУ, 2004. С.196–197.

## **ДИВЕРГЕНТНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ СКВОЗНОГО ПРОБИВАНИЯ ПРЕГРАД В ПРОБЛЕМЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

*Хорев И.Е.\* , Горельский В.А., Ерохин Г.А., Рогова А.А.*

*ТУСУР, Томск*

*\*khorev@main.tusur.ru*

В докладе обсуждаются вопросы физико-математического изучения сквозного пробивания высокоскоростными техногенными осколками различных мишеней, представляющих монолитные, слоистые, экранированные и разнесенные преграды. В качестве модели материалов и сплавов используется модель прочной сжимаемой среды, поведение которой при интенсивных ударных нагрузках характеризуется широкодиапазонным уравнением состояния, модулем сдвига, динамическим пределом текучести и константами кинетической модели динамического разрушения непрерывного типа [1]. Используемая модель разрушения описывает накопление, развитие и эволюцию микроповреждений, которые непрерывно изменяют локальные свойства материала соударяющихся тел и вызывают релаксацию напряжений [2].

Установлено, что в случае пробития преград конечной толщины время развития откольного разрушения (с учетом отрыва откола по его окружности) может стать сравнимым с временем проникания ударника через мишень, в результате чего происходит контактное взаимодействие формирующейся откольной тарелочки с бойком. Этот эффект является принципиальным при рассмотрении механизмов сквозного пробивания разнесенных конструкций. Показано существенное влияние на процесс пробития преград конечной толщины особенностей развития динамики лицевого разрушения и формирования завершеного лицевого откольного кольца. Изучены принципиальные особенности разрушения материалов в процессе пробития различных мишеней компактными и стержневыми ударниками при нормальном и косом соударении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 03-01-00386).

1. Хорев И.Е. // Хим. физика. 2002. Т.21. №9. С.17–21.

2. Радченко А.В., Фортов В.Е., Хорев И.Е. // Доклады РАН. 2003. Т.389. №1. С.49–54.

## **ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ПРЕДЕЛЕ ПРОБИТИЯ**

*Радченко П.А.*

*ИФПМ СО РАН, Томск*

*pavel@academ.tsc.ru*

В работе исследуется поведение анизотропных материалов при малых скоростях взаимодействия. Рассматривается трехмерная задача высокоскоростного проникания компактного стального ударника в ортотропную преграду из органопластика. Диапазон скоростей взаимодействия составляет 50–400 м/с. Поведение материала ударника описывается в рамках упруго-пластической среды, а поведение материала преграды описывается моделью хрупкоразрушающегося анизотропного материала. Поведение органопластика описывается в рамках феноменологического подхода упруго-хрупкой моделью с использованием критерия прочности второго порядка, предложенного Ву, позволяющим учитывать различные прочностные характеристики органопластика на растяжение и сжатие. Численное моделирование проводится методом конечных элементов. Благодаря реализованному в численном алгоритме пересчету тензоров упругих постоянных и тензоров прочности моделируется поведение конструкций, выполненных из анизотропных материалов с различной ориентацией упругих и прочностных свойств относительно расчетной системы координат. Исследованы различные ориентации прочностных свойств в материале преграды. Показано, что данный аспект оказывает существенное влияние на поведение анизотропных материалов на пределе пробития.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект №03-01-00006, и Президиума РАН, проект №18.9.

## **ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ УУМ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ**

*Апакидзе Ю.В.<sup>1</sup>, Тихонов А.А.<sup>1</sup>, Уткин А.В.<sup>2</sup>, Гафаров Б.Р.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup> ФГУП «МИТ», Москва, <sup>2</sup> ИПХФ РАН, Черноголовка,

<sup>3</sup> ФЦДТ «Союз», Дзержинский

*\*gabardin@mail.ru*

Углерод-углеродные материалы (УУМ) – это объемно-армированные композиты из углеродных волокон в пирографитовой матрице; три исследованных УУМ различались между собой способом плетения и структурой. Крупноструктурный УУМ имел плотность 1.16 г/см<sup>3</sup>, средне- и мелкоструктурный имели близкие плотности (1.42 г/см<sup>3</sup>) и скорости звука (3.18 км/с). В крупноструктурном УУМ получена очень высокая скорость распространения малых (~ 1 бар) возмущений – 6.8 км/с. Ударная волна (УВ) с амплитудой ~ 2 ГПа от конического плосковолнового генератора вводилась в образцы УУМ толщиной 10 мм через стальной экран (Ст.3, 20 мм); регистрировалась скорость свободной поверхности методом VISAR. Отмече-

но наличие предвестника УВ, амплитуда которого монотонно возрастает до максимального значения  $\sim 0.2$  ГПа для мелко- и среднеструктурного, и 0.5 ГПа для крупнеструктурного УУМ. За предвестником регистрируется резкое нарастание скорости до максимального значения УВ в мелко- и среднеструктурном УУМ. В УУМ с крупной структурой полностью записать фронт УВ не удалось, поскольку возмущения за счет структуры материала или его разрушения оказались слишком высоки. Ширина фронта УВ в мелкоструктурном УУМ составила 0.5 мкс; для средней структуры  $\sim 1$  мкс, откольная прочность, оцененная по скачку скорости за фронтом УВ, составила 54 и 114 МПа соответственно.

Диаграммы статического сжатия показали, что все три УУМ являются «мягкими» — оценка скорости звука по модулю поперечного сжатия составляет всего 0.7 км/с, что типично для пористых материалов; поведение практически линейно вплоть до 150–180 МПа и деформации 20–25%; кривые разгрузки показали, что крупнеструктурный УУМ полностью потерял прочность, среднеструктурный частично, а мелкоструктурный — полностью сохранили упругие свойства.

Наблюдаемые различия УУМ, как при ударно-волновом, так и при статическом нагружении, обусловлены тем, что мелкоструктурный материал имеет наиболее выраженную продольно-ориентированную структуру, тогда как среднеструктурный — более поперечно-ориентирован, а в крупнеструктурном доля поперечного армирования и пористости пирографитовой матрицы максимальны.

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ КОМПОЗИТНЫХ ОБОЛОЧЕК**

*Чернунов А.А.<sup>\*1</sup>, Острик А.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад, <sup>2</sup>ИПХФ РАН, Черногловка

*\*cheprunov@zmail.ru*

Широкое применение композитных материалов в несущих тонкостенных конструкциях летательных аппаратов обуславливает значительный интерес к исследованию особенностей их деформирования и разрушения. Осознание необходимости сохранения работоспособности этих конструкций в условиях воздействия интенсивных импульсных и динамических нагрузок различной физической природы потребовало разработки специальных экспериментальных установок, позволяющих проводить испытания натуральных несущих элементов при совместном действии квазистационарных эксплуатационных нагрузок и внешнего нестационарного давления.

Целью настоящей работы является представление некоторых экспериментальных результатов исследований действия боковой нестационарной нагрузки на композитные оболочки нитяной намотки. Эти результаты являются частью данных полученных в рамках общей методологии [1] проведения испытаний на прочность композитных оболочек и могут служить иллюстрацией многообразия и сложности задач, которые возникают при отработке прочности конструкций к нетрадиционным видам воздействий с высокой плотностью энергии.

Рассматриваются взрывные устройства генерации импульсов давлений со сложными пространственно-временными профилями, а также средства

измерения параметров реакции исследуемых объектов на динамические и импульсные нагрузки. Описываются установки для моделирования эксплуатационных теплосиловых нагрузок.

Изучается влияние длительности воздействия и размеров области приложения давления на характер разрушения пустых и заполненных оболочек. Показывается, что на оболочечной стадии деформирования за критерий разрушения можно принять достижение максимальными окружными деформациями некоторого предельного уровня ( $\sim 2\%$ ). Предлагаются расчетные соотношения для оценки величины максимальной окружной деформации по характеристикам оболочки и параметрам нестационарной нагрузки.

1. Бакулин В.Н., Острик А.В. // Механика композиционных материалов и конструкций. 1999. Т.5. №4. С.151–166.

## МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ

*Сергеичев И.В.\* , Брагов А.М., Ломунов А.К.*

*НИИМ ННГУ, Нижний Новгород*

*\*sergeich@mech.unn.ru*

Представлены результаты экспериментального исследования механических свойств гранита габбро-диабаз, базальта и мрамора при скоростях деформации  $\sim 1000 \text{ с}^{-1}$ . Динамические испытания проведены с использованием метода разрезного стержня Гопкинсона и его модификаций. Приведены полученные динамические диаграммы деформирования и определенные по ним некоторые характерные параметры: прочность при сжатии, время до разрушения, энергоёмкость. Методом раскалывания при сжатии определены разрушающие напряжения при растяжении. Изучено влияние масштабного фактора на поведение материала при высокоскоростном деформировании. Отмечена зависимость разрушающих напряжений от условий нагружения: с увеличением скорости деформации прочность всех испытанных горных пород увеличилась.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ СЖИМАЕМОСТИ МЯГКИХ ГРУНТОВ

*Брагов А.М.\*<sup>1</sup>, Ломунов А.К.<sup>1</sup>, Сергеичев И.В.<sup>1</sup>, Proud W.G.<sup>2</sup>, Tsembeles K.<sup>2</sup>, Church P.D.<sup>3</sup>*

*<sup>1</sup>НИИМ ННГУ, Нижний Новгород, Россия, <sup>2</sup>CL, Cambridge, UK,*

*<sup>3</sup>DERA, Fort Halstead, Sevenoaks, Kent, UK*

*\*bragov@mech.unn.ru*

Представлен ряд методических аспектов определения основных механических характеристик мягких грунтов в диапазоне изменения скоростей деформаций  $100\text{--}10000 \text{ с}^{-1}$  и амплитуд нагрузок до 5 ГПа, а также результаты динамических испытаний песка, глины и суглинка. Приводится описание методики построения единых кривых динамической сжимаемости мягких грунтов с использованием модифицированного метода разрезного стержня Гопкинсона и метода плосковолнового ударного эксперимента. Приводятся единые диаграммы одноосного и гидростатического сжатия, зависимости

сопротивления сдвигу от давления, коэффициент бокового распора испытанных грунтов в изученном диапазоне скоростей деформации и амплитуд нагрузок.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ ОБРАЗЦА**

*Бельжева Р.К.*

*ИГиЛ СО РАН, Новосибирск*

*rumia@hydro.nsc.ru*

При ударно-волновом синтезе алмаза, метастабильного при нормальных условиях, следует учитывать противоречивые факторы: необходимость высоких давлений и температур для попадания в область стабильности алмаза и требование низких температур при разгрузке для уменьшения интенсивности обратного перехода. Отсюда требование к процессу нагружения: создать длительный импульс, амплитуда давления которого превосходит некоторое пороговое значение, при котором начинается превращение, на определенную величину. Длительность импульса должна быть сравнима со временем, необходимым для полного превращения исходной фазы, температура нагружения должна быть как можно ниже. Этого можно достичь используя схему двукратного сжатия углеродосодержащего с наполнителем.

В работе приводится схема плоского нагружения со столкновением противоположно направленных ударных волн, вызванных встречными детонационными волнами от зарядов взрывчатого вещества, контактирующего с металлическими пластинами, между которыми заключен графитосодержащий образец.

Для описания смеси используется уравнение состояния в форме Мигрюнайзена, параметры которого определяются через соответствующие параметры и массовые концентрации составляющих. Это позволяет описывать смесь в виде единого континуума, что существенно упрощает задачу.

Для описания прямого и обратного фазовых переходов предложены уравнения кинетики, параметры которых можно проверить и уточнить сравнением расчетных данных по выходу алмаза с экспериментальными данными.

С помощью численных расчетов проведено количественное исследование характерных параметров фазовых переходов и параметров нагружения на результирующий выход алмаза, динамику процессов прямого и обратного фазовых переходов.

## **ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ ПОРИСТЫХ СРЕД В КОНИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ С ВЫХОДНЫМ ОТВЕРСТИЕМ**

*Хищенко К.В.<sup>1</sup>, Чарахчян А.А.\*<sup>2</sup>, Миляевский В.В.<sup>1</sup>,  
Фортвов В.Е.<sup>1</sup>, Фролова А.А.<sup>2</sup>, Шуриалов Л.В.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup> ИТЭС ОИВТ РАН, <sup>2</sup> ВЦ РАН, Москва*

*\*chara@ccas.ru*

Приводятся результаты моделирования возможной постановки эксперимента по проверке обнаруженного ранее в расчетах эффекта увеличения интенсивности сходящейся в пористой среде ударной волны при уменьшении

начальной плотности [1, 2]. В качестве нагружаемой мишени предлагается стальной цилиндр с полостью в виде усеченного конуса, заполненного пористым веществом. Меньшее основание конуса закрыто диском, а со стороны большего основания на мишень налетает ударник. Возникающая в конусе сходящаяся ударная волна выталкивает диск из мишени. Целью эксперимента является измерение зависимости скорости вылета диска от начальной плотности вещества в конусе и сравнение с теоретической зависимостью. В качестве сжимаемого вещества рассматривались алюминий и тефлон. Исследовалась зависимость скорости вылета алюминиевого диска и его фазового состава от степени пористости вещества и геометрических характеристик ударника, мишени и диска.

Рассматривалась также задача о сжатии пористого графита с плотностью  $1.9 \text{ г/см}^3$  в мишени с открытым отверстием. Учитывалась кинетика прямого перехода графита в алмаз. Показано, что при сравнительно низкой скорости алюминиевого ударника  $2.5 \text{ км/с}$ , типичных значениях параметров кинетики перехода и размерах конуса  $\sim 1 \text{ см}$  в вылетающей струе возникает компактная область, занятая алмазом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №04-01-00051 и 04-02-16471).

1. Чарахчян А.А., Ломоносов И.В., Милявский В.В., Фортов В.Е., Фролова А.А., Хищенко К.В., Шуршалов Л.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т.30. №1. С.72.
2. Чарахчян А.А., Хищенко К.В., Милявский В.В., Фортов В.Е., Фролова А.А., Ломоносов И.В., Шуршалов Л.В. // ЖТФ. 2005. Т.75. №8. С.15.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ ГОДУНОВА НА АДАПТИВНЫХ СЕТКАХ

*Захаренков А.С.\* , Поварницын М.Е.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*strider@land.ru*

Решение задач газовой динамики с высокой точностью предъявляет жесткие требования, как к численному алгоритму, так и используемым вычислительным ресурсам. При этом, несмотря на достоинства эйлеровых подходов, существует проблема адаптации сетки к изменению параметров течения.

В настоящее время эта проблема может быть решена с помощью процедуры построения иерархии адаптивных сеток, позволяющей сосредоточить вычислительные ресурсы на тех областях, в которых течение обладает сложной конфигурацией, а зоны с гладким распределением параметров рассчитывать с относительно грубым шагом.

В работе проведено исследование эффективности использования адаптивных сеток на двумерных нестационарных задачах газовой динамики и изучено ускорение времени расчета по сравнению с аналогичными решениями на подробных равномерных сетках.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СТОЛКНОВЕНИЯ УДАРНИКА С ЯДРОМ КОМЕТЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «DEEP IMPACT»

*Султанов В.Г.\* , Ким В.В., Ломоносов И.В., Шуттов А.В.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*sultan@ficp.ac.ru*

4 июля 2005 была проведена финальная стадии эксперимента «Deep Impact» [1], в ходе которого впервые наблюдался процесс высокоскоростного столкновения металлического ударника с ядром кометы.

Для решения данной задачи проведено численное моделирование процесса соударения ударника и кометы. Оценка адекватности и качества получаемых результатов расчеты проводилась двумя различными методами: трехмерным методом индивидуальных частиц (ИНЧ) [2], являющимся модификацией широко известного метода Харлоу, и двумерным методом Годунова на подвижных сетках. Расчеты проводились в двумерной осесимметричной постановке для случая перпендикулярного столкновения (часть расчетов была проведена в трехмерной постановке методом ИНЧ), и трехмерным методом ИНЧ для косоугольного удара.

Для описания материала кометы использовались многофазное широкодиапазонное уравнение [3] состояние фазы высокого давления льда-VI. Модель учитывает эффекты плавления и испарения. При построении уравнения состояния в качестве реперной информации использованы экспериментальные термодинамические данные, а так же результаты измерений изотермической сжимаемости в алмазных наковальнях и ударной сжимаемости в динамических экспериментах. Проведенное сопоставление расчетных результатов показало хорошую точность описания экспериментальных данных при высоких давлениях.

В докладе обсуждаются результаты столкновения по результатам численного моделирования, связанные с образованием и эволюцией испаренного при ударе вещества, кратерообразованием и т.д.

1. <http://deepimpact.jpl.nasa.gov/>
2. Ким В.В., Ломоносов И.В., Острик А.В., Султанов В.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2003. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2003. С.80–82.
3. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортвов В.Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖАТИЯ ПРОВОДЯЩЕГО ЛАЙНЕРА С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ВНУТРИ

*Мочалов И.А.\* , Султанов В.Г.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*ivan-mochalov@yandex.ru*

В работе предлагается метод численного моделирования сжатия цилиндрического проводящего лайнера с предварительно наведенным в нем продольным магнитным полем. Для ускорения лайнера используется химическое конденсированное ВВ, а для создания магнитного поля — тонкий соле-

ноид. Также проводится сравнительный анализ с известными численными расчетами, где не учитываются магнитно-гидродинамические эффекты, и дается оценка оптимальных условий для получения максимальной плотности магнитного потока.

В конструкции *без магнитного поля* полый цилиндр с тонкими стенками из тяжелого металла плотно обжат слоем ВВ, который разгоняет его после подрыва по всей внешней поверхности. В конструкции *с магнитным полем* в цилиндр плотно вставлен соленоид с небольшим числом витков. Этот импульсный соленоид создает начальный магнитный поток. После наводки магнитного поля подрывается ВВ. Магнитное поле сжимается и создает динамическое давление на оболочку изнутри, разогревая ее до сверхвысоких температур. При этом увеличивается плотность магнитного потока, создавая сверхсильное магнитное поле.

Движение сжимаемой среды в магнитном поле описывается системой уравнений в форме Лагранжа [1]. Для описания упругопластических течений используется модель Уилкинса [2]. Система уравнений магнитной гидродинамики аппроксимируется системой специальных разностных уравнений на регулярной счетной сетке (неравномерной). Контактные границы физических областей совпадают с границами счетных ячеек. Скорости, координаты, напряженность электрического поля, плотность тока и электромагнитной силы рассчитываются в узлах счетной сетки (на границах ячеек), остальные величины относятся к центрам ячеек. Уравнения гидродинамики и упругопластики аппроксимируются явной конечно-разностной схемой «крест», уравнения поля — полностью консервативной разностной схемой [2] и решаются методом потоковой прогонки.

1. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.
2. Уилкинс М. // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С.212–263.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДУХО-, ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПОМЕЩЕНИЯХ

*Павлюкова Е.Р.\* , Гуцин В.А.*

*ИАП РАН, Москва*

*\*pavlyukova@icad.org.ru*

Для прямого численного моделирования воздушных и тепловых потоков в технологических помещениях используется модель несжимаемой вязкой жидкости, описываемая уравнениями Навье–Стокса в приближении Буссинеска с учетом теплопроводности и диффузии взвешенных в воздухе частиц пыли [1, 2]. Для решения системы уравнений используется метод расщепления по физическим факторам SMIF-МЕРАНЖ. Гибридная конечно-разностная схема метода основана на комбинации модифицированных схем с центральными и ориентированными разностями [3] и обладает следующими свойствами: второй порядок аппроксимации по пространственным переменным, минимальная схемная диссипация и дисперсия, работоспособность в широком диапазоне чисел Рейнольдса, монотонность. Эта схема применяется для аппроксимации конвективных членов уравнений. Уравнение Пуассона

на для давления решается методом сопряженных градиентов с диагональным переобуславливанием.

Разработанный программный комплекс позволяет задавать исходные данные о технологическом помещении (геометрия помещения, размеры и расположение оборудования, положение и проницаемость фальшпола, положение вентиляционных отверстий и скорость воздуха в них, расположение и мощность источников загрязнений и тепла), проводить математическое моделирование процессов воздухо-, тепло- и массопереноса в помещении и визуализировать происходящие процессы. Возможности, предоставляемые проектировщику данным программным комплексом, позволяют ускорить процесс проектирования, выбрать оптимальное решение, повысить качество и уменьшить стоимость работ по проектированию. Данный программный комплекс может с успехом использоваться при оценке (экспертизе) проектов, при сертификации и аттестации технологических помещений, для обучения и тренировки персонала.

1. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. М.: Мир, 1990.
2. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Наука, 1977.
3. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ДАВЛЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗРЫВОМ ФОЛЬГИ**

*Потапенко А.И.\*, Коваленко С.А., Осоловский В.С.,  
Саветгалиев Р.Р., Ульяненок Р.В., Чепрунов А.А.*

*12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад*

*\*a.potapenko@mail.ru*

Демпфирование импульсных механических нагрузок является актуальной научно-практической задачей. Для ее решения в технике продолжается совершенствование однородных и композиционных материалов на основе полимеров. В работе проводилось исследование параметров механического импульса давления с использованием электровзрыва фольги на базе электроразрядной установки «Зенит-К» по трем основным направлениям. По первому направлению усовершенствована методика расчета параметров механического действия электровзрыва фольги для определения требований к электрофизическим параметрам электроразрядной установки. Для описания термодинамических свойств материала фольги используются широкодиапазонные уравнения состояния. Зависимость электропроводности металла фольги от плотности и температуры учитывает особенности его состояния в различных областях фазовой диаграммы. По второму направлению модернизирован узел нагрузки электроразрядной установки. В ходе экспериментов было установлено, что в данной постановке эксперимента наблюдается разноинтенсивное механическое воздействие в центральной и периферийной областях поверхности нагружаемого образца, обусловленное эффектом пинчевания тока при высоковольтном электровзрыве материала фольги. В связи с этим разработана специальная конструкция узла нагрузки, где в качестве прямого токопровода использовалась взрывающаяся

фольга, а в качестве обратного — медная шина толщиной 3 мм. Внедренная конструкция узла позволила сформировать равномерное нагружение всей поверхности исследуемого образца, которое контролировалось по отпечатку на пластилиновых крешерах. По третьему направлению разработана система измерений параметров нагружения и реакции исследуемых образцов конструкционных материалов при электрическом взрыве фольги, находящейся в непосредственном контакте с материалом. Было изготовлено оригинальное устройство на основе баллистического маятника, вошедшего в состав узла нагрузки комплекса «Зенит-К». Определение воздействующего на преграду удельного импульса давления проводилось по показаниям измерителя угла отклонения баллистического маятника.

## **ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ УНИЧТОЖЕНИЯ ХИМИЧЕСКИХ БОЕПРИПАСОВ ДЕТОНАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ**

*Ярыгина В.Н.\* , Малютин О.П., Кореньков В.В., Токмаков А.В.,  
Панов В.П., Федоров А.Н.*

*ФГУП ГНПП «Базальт», Москва*

*\*vika-yarygina@yandex.ru*

Проведен детальный анализ особенностей базовой и альтернативных технологий уничтожения химических боеприпасов. Представлены результаты разработок новой одностадийной технологии уничтожения субэлементов химических боеприпасов сложной конструкции посредством их подрыва в расплаве алюминия внутри герметичной печи-бронеканеры, дано описание установки. При помощи программы моделирования химических и фазовых равновесий рассчитан выход вторичных вредных веществ, образующихся в процессе термического разложения компонентов субэлементов химических боеприпасов. Представлены результаты экспериментальных исследований процессов взаимодействия макетов субэлементов с расплавленным алюминием.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭНЕРГОЕМКИХ СОЕДИНЕНИЙ НА ПРИМЕРЕ РЯДА АЛКОКСИДИАЗЕНОКСИДОВ**

*Гаркушина М.П.\* , Зюзин И.Н., Прокудин В.Г.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*lasmarpal@mail.ru*

Методом ДСК исследована термическая стабильность некоторых энергоемких соединений, таких как алкоксидиазеноксиды, которые являются структурными изомерами нитраминов. Последние являются источниками многих взрывчатых веществ, в том числе таких как тетрил, гексоген, октоген. Исследованные соединения имели более высокие энтальпии образования по сравнению с нитраминами, и, тем не менее, они весьма термостабильны и химически довольно инертны [1]. Были измерены термохимические свойства и температурные интервалы для измерений скоростей реакции термического разложения в режиме прогрева с постоянной скоростью подъема

температуры (0.8–1.2 °С). Для получения кинетических данных использован ступенчатый режим работы ДСК. Представлены ДСК кривые для изученных соединений, по полученным данным рассчитывались температуры и энтальпии плавления и распада. Такие данные позволили сгруппировать соединения по их стабильности. Приведены результаты вычислений констант скорости реакций и активационные параметры [2]. Проведен ряд экспериментов по влиянию растворителей на скорость распада данных веществ. Результаты калориметрического эксперимента показали эффективность исследования распада в растворе [3]. Эффективной схемой исследования сложных превращений данных соединений оказалось параллельное использование калориметрического и манометрического методов. Соответствие между данными манометрического и калориметрического эксперимента находятся в пределах точности измерения активационных параметров. Для данных соединений проведен анализ конечных продуктов распада [3], и предложен механизм распада.

1. Юаньцзе Шу, Корсунский Б.Л., Назин Г.М. // Успехи химии. 2004. С.320–333.
2. Зюзин И.Н., Лемперт Д.Б., Нечипоренко Г.Н. // Изв. АН. СССР. Сер. хим. 1988. С.1506–1509.
3. Зюзин И.Н., Лемперт Д.Б., Нечипоренко Г.Н. // XVI Всерос. симпозиум «Современная химическая физика». Туапсе, 2004. С.173–174.

## ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ ИСХОДНОГО ПОРОШКА НА СТРУКТУРУ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ПРЕССОВАННОМ ТНЕТВ

*Мочалова В.М., Уткин А.В.\**

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*utkin@icp.ac.ru*

Экспериментальные исследования показывают, что характер изменения параметров в зоне реакции стационарной детонационной волны зависит от структуры заряда. С целью изучения этого явления были проведены эксперименты по регистрации стационарных детонационных волн в прессованном ТНЕТВ при различной начальной плотности зарядов и двух различных дисперсностях исходного порошка: грубодисперсного (размер частиц 80 мкм) и мелкодисперсного (5 мкм). Регистрация скорости движения фольги на границе с LiF и водяными окнами осуществлялась лазерным интерферометром. Одновременно с массовой скоростью измерялась скорость детонации  $D$ . Показано, что существует интервал начальных плотностей, внутри которого химпик отсутствует, а вне его регистрируется классическая структура детонационной волны с химпиком. Этот диапазон определяется кинетикой реакции ВВ и зависит от дисперсности исходного порошка, поскольку разложение прессованных ВВ носит очаговый характер и зависит от размера частиц. Если в грубодисперсном порошке химпик исчезает при начальной плотности, выше  $1.56 \text{ г/см}^3$ , то в мелкодисперсном — при  $1.3 \text{ г/см}^3$ . При отсутствии химпика стационарный детонационный режим может быть недосжатым. При переходе от нормального детонационного режима с химпиком к недосжатым на зависимости детонационных параметров от начальной плотности может наблюдаться скачок. Чтобы проверить гипотезу о реали-

зации при исчезновении химпика недосжатой детонации, было проведено измерение зависимости скорости детонации от начальной плотности. Показано, что  $D$  в интервале плотностей 1.60–1.77 г/см<sup>3</sup>, где отсутствует химпик, оказывается выше той зависимости, на которой лежат данные, полученные в опытах с химпиком, причем скачок при переходе с одной зависимости на другую составляет около 100 м/с, что превосходит погрешность измерения скорости детонации (20 м/с). Наличие скачков скорости при переходе с одной ветви зависимости на другую по мере увеличения начальной плотности может свидетельствовать о том, что зафиксированный в TNETВ стационарный детонационный режим в интервале начальных плотностей 1.60–1.77 г/см<sup>3</sup> является недосжатым, т.е. в TNETВ наблюдается явление, принципиально необъяснимое с точки зрения классической модели детонации ЗНД.

## **ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ**

*Зубков П.И.\* , Карташов А.М., Свих В.Г.*

*ИГиЛ СО РАН, Новосибирск*

*\*zubk@hydro.nsc.ru*

В работе [1] были исследованы электрические поля в детонационных волнах конденсированных взрывчатых веществ. Как было выяснено, источником электрических полей являются электрические заряды, возникающие в области за детонационным фронтом.

Методика исследования распределения электрического потенциала позволяет регистрировать появление электрических перед детонационным фронтом, т.е. в невозмущённом веществе, непосредственно на детонационном фронте и за ним, в зоне химической реакции и немного захватывает зону разлёта продуктов детонации. Электрические потенциалы регистрируются электродами, помещёнными внутрь заряда взрывчатого вещества.

Флуктуации электрического потенциала, возникающие за инициирующей ударной волной, были обнаружены во всех исследуемых взрывчатых веществах: в тэне, гексогене, октогене и тротиле. Продолжительность флуктуаций около 100–150 нс, характерное время — 10–15 нс.

Также флуктуации были замечены в экспериментах [2] по исследованию пространственной взаимосвязи волн проводимости и поляризации в детонационной волне. Замечено, что флуктуации начинаются до зоны проводимости и продолжают существовать внутри неё.

Флуктуации электрического потенциала в детонационной волне определены неизвестным на данный момент механизмом. Их появление свидетельствует о сложной внутренней структуре детонационного фронта. В следствии этого изучение обнаруженных авторами флуктуаций носит фундаментальный для физики детонации характер.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №04-02-17548).

1. Zubkov P.I., Karatshov A.M., Svikh V.G., et al. // Proceedings of Ninth International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topic. Sarov: VNIIEF, 2004. P.639–645.

2. Зубков П.И., Карташов А.М., Свих В.Г., Тен К.А. // Труды международной конференции «VII Харитоновские тематические научные чтения», Саров, 14–18 марта 2005 г. / Под ред. Михайлова А.Л. Саров: ВНИИЭФ, 2005. С.126–128.

## **ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДИНАМИКИ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Тен К.А.\*<sup>1</sup>, Титов В.М.<sup>1</sup>, Толочко Б.П.<sup>2</sup>, Лукьянчиков Л.А.<sup>1</sup>,  
Кулипанов Г.Н.<sup>3</sup>, Рыков А.А.<sup>2</sup>, Жогин И.Л.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИГиЛ СО РАН, <sup>2</sup>ИХТТМ СО РАН, <sup>3</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск

*\*ten@hydro.nsc.ru*

Эксперименты по малоугловой дифракции синхротронного излучения являются наиболее информативными экспериментами применительно к исследованию процесса конденсации углерода (в том числе и ультра дисперсных алмазов) при детонации ВВ. Ключевым моментом анализа данных малоугловой дифракции является предположение об изотропной форме наночастиц, необходимое для определения параметров распределения частиц по размеру.

Кроме этого, при вычислении теоретического МУРР необходимо учесть реальные условия проведения экспериментов: конечное значение ширины и высоты щели, освещающей в образце «толстую», неоднородную по толщине область, «белый» спектр синхротронного источника, конкретную, определенную в независимых экспериментах, эффективность и пространственное разрешение газового детектора, и с учётом поглощения в образце, имеющем состав ТГ50/50.

В качестве стандартных статистических распределений в данной работе были выбраны одно и двух параметрические распределения.

В качестве двухпараметрических распределений были выбраны распределения Вейбула–Гнеденко и логарифмически нормальное. Среди однопараметрических тестировались показательное распределение, распределение Рэлея и распределение Лифшица–Слёзова–Вагнера.

Проведенные расчеты теоретического МУРР и нахождение функций распределений частиц по размерам позволяет полагать, что, в рамках перечисленных выше предположений, размер углеродных наночастиц растёт за фронтом детонации заряда ТГ50/50 в течении нескольких микросекунд. В разных рассмотренных распределениях радиус наночастиц может отличаться в два раза.

## **БАЛАНС ЭНЕРГИИ ПРИ ЭЛЕКТРОННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ**

*Барахвостов С.В.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*lfd@iep.uran.ru*

При электронной детонации вещество в зоне энерговыделения за ударной волной представлено плотной многозарядной неидеальной плазмой. Запасенная в плазме энергия в итоге определяет все процессы, из которых

складывается наносекундной пробой твердых диэлектриков. К ним относятся: формирование ударных волн и волн разрушения в твердом диэлектрике, а также процессы при выходе ЭД — волны на границу сред. При этом суммарные энергозатраты ограничены энергией, запасенной в источнике наносекундных импульсов напряжения.

Расчет баланса энергии основывался на экспериментальных данных и выполнялся с использованием методов теории точечного взрыва, взрыва удлиненных зарядов и физики плотной плазмы с развитой ионизацией.

Было установлено, что полученные независимыми методами количественные значения отдельных параметров процесса соответствуют аналогичным параметрам процесса детонации. Последнее подтверждает возможность определить механизм пробоя как одну из разновидностей явления детонации.

## ДЕТОНАЦИОННО-ПОДОБНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СМЕСЯХ ОКИСЛИТЕЛЬ–ГОРЮЧЕЕ

*Долгобородов А.Ю.<sup>\*1</sup>, Колбанев И.В.<sup>1</sup>, Махов М.Н.<sup>1</sup>,  
Стрелецкий А.Н.<sup>1</sup>, Фортвов В.Е.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИХФ РАН, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*\*aldol@chph.ras.ru*

Ранее нами были получены первые результаты по распространению детонации в механоактивированных композитах (МАЭК) алюминий–тефлон (Al/Tf) с твердыми продуктами реакции. В настоящей работе были продолжены исследования устойчивости этого режима в зависимости от концентрации компонентов, диаметра зарядов и мощности инициатора. Также были проведены поисковые исследования самоподдерживающихся режимов распространения химических реакций в других энергоемких смесях на основе смесей металлов (Mg, Ti и Zr) и окислителей (тефлон, MoO<sub>3</sub>). При этом инициирование реакций проводилось как при ударно-волновом, так и при тепловом воздействии. Среди наиболее интересных результатов для МАЭК Al/Tf следует отметить зависимость скорости детонации от концентрации компонентов. Максимальный тепловой эффект достигается при весовом соотношении Al/Tf 26.5/73.5. С приближением к этому соотношению скорость детонации увеличивается (с 800 до 1300 м/с), а длина участка выхода на стационар уменьшается. Эксперименты с различными диаметрами и материалами оболочек доказали устойчивость детонации в Al/Tf. Из других смесей устойчивый детонационный процесс со скоростью на уровне 800–900 м/с удалось получить в МАЭК Mg/Tf 35/65. Несмотря на близкие энергетические эффекты скорость детонации для Mg/Tf ниже, чем для Al/Tf, приготовленного в тех же условиях, что может быть связано с большим размером исходных частиц Mg, и, вследствие этого, меньшей скоростью реакции за счет уменьшенной поверхности контакта между реагентами. Механизм распространения детонации в безгазовых смесях имеет ярко выраженный гетерогенный характер, когда продукты в виде потока частиц и из одного очага инициируют реакцию в последующих очагах эстафетным способом. В области стационарности скорость процесса зависит в основном от эффективной поверхности контакта реагентов. Полученные результаты имеют фундаментальное значение, поскольку подобный режим должен проявляться и в обычных взрывчатых смесях окислитель–горючее, но менее выражен из-за

образования газообразных продуктов. Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы РАН «Теплофизика и механика мощных энергетических воздействий».

## **РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПО ТЕРМИЧЕСКИ-НЕРАВНОВЕСНОЙ СРЕДЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН**

*Стариковский А.Ю.*

*МФТИ, Долгопрудный*

*astar@neq.mipt.ru*

В данной работе исследован процесс установления равновесия по колебательным степеням свободы газа во фронте сильной ударной волны и влияния релаксации энергии внутренних степеней свободы на динамику энергообменов и химических превращений в системе. Использование импульсных способов возбуждения молекулярных систем позволяет проследить динамику внутри- и межмолекулярных энергообменов по всей шкале энергий при высокой плотности энергии возбуждения. Это даст возможность построить модели описания систем, находящихся в сильнонеравновесных состояниях, при значительном нарушении максвелл-болцмановского распределения энергии по подсистемам.

Проведены измерения энерговклада в «горячей» (поступательная температура находится в диапазоне 900–1800 К) и «холодной» (поступательная температура соответствует температуре окружающей среды, рассматривается только воздействие разряда, без предварительного нагрева смеси в ударной волне) смеси.

Была реализована схема синхронизации ICCD камеры с помощью которой происходили съемки наносекундного разряда с временным разрешением 1 нс. Были проведены измерения излучения разряда в воздухе при комнатной температуре при воздействии импульсом напряжения отрицательной полярности амплитудой 160 кВ.

Исследована динамика инициирования детонационной волны в предварительно возбужденной колебательно-неравновесной системе. Получены данные о критических параметрах неравновесного возбуждения, достаточного для инициирования детонационной волны. Исследовано развитие детонации в химически-активных системах с сильным неравновесным возбуждением колебательных степеней свободы перед и за фронтом волны.

## **ИНИЦИИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПОМОЩИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА**

*Ракитин А.Е.\* , Жуков В.П., Стариковский А.Ю.*

*МФТИ, Долгопрудный*

*\*rakitin@neq.mipt.ru*

В работе проведено экспериментальное исследование процессов инициирования горения и детонации неравновесным высоковольтным наносекундным разрядом. Эксперименты проводились при начальных давлениях от 0.15 до 1 атм в различных стехиометрических смесях:  $C_3H_8 + 5O_2$ ,

$C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$  ( $0 \leq x \leq 10$ ),  $0.5C_6H_{14} + 5O_2 + xN_2$  ( $0 \leq x \leq 3$ ) и  $C_3H_8 + \text{воздух}$ . Разряд инициировался электрическим импульсом с амплитудой до 70 кВ и длительностью 60 нс. Энерговклад составлял от 70 мДж до 14 Дж. В эксперименте измерялись электрические параметры разряда, время задержки воспламенения, а также скорости фронта пламени и ударной волны. Минимальная энергия воспламенения для стехиометрической смеси пропана с воздухом при 1 атм составила 14 Дж. Наблюдались 3 режима распространения фронта пламени: дефлаграция, переходная детонация и детонация Чепмена–Жуге. Скорость фронта пламени регистрировалась с помощью системы детекторов инфракрасного излучения и шпирен-датчиков. Длина перехода горения в детонацию составила 130 мм в смеси  $C_3H_8 + 5O_2$  при начальном давлении 0.3 атм и энергии инициирования 70 мДж и 300 мм в смеси  $0.5C_6H_{14} + 5O_2 + 3N_2$  при начальном давлении 1 атм и энергии инициирования 3 Дж. Время перехода в обоих случаях составило около 0.6 мс.

## КИНЕТИКА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В $N_2O/H_2/O_2$ -СИСТЕМЕ С УЧЕТОМ НАЛИЧИЯ ЭЛЕКТРОННО ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ $O(^1D)$

*Косарев И.Н.\*<sup>1</sup>, Попов Н.А.<sup>2</sup>, Стариковская С.М.<sup>1</sup>,  
Стариковский А.Ю.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, <sup>2</sup>НИИЯФ МГУ, Москва*

*\*ilya@neq.mipt.ru*

В работе представлены результаты экспериментов и численного моделирования влияния малой добавки атомов  $O(^1D)$  на задержки воспламенения в смеси  $O_2:N_2O:H_2:Ar = 3:10:30:50$ . Экспериментально сравнивается эффективность ускорения поджига горючей смеси с помощью лазерного флэш-фотолиза, при селективном неравновесном вложении энергии в диссоциацию молекул  $N_2O$  и эффективность ускорения поджига с помощью высоковольтного наносекундного разряда [1] в котором неравновесно вложенная энергия распределяется по нескольким элементарным процессам. Производились три типа экспериментов: автовоспламенение, воспламенение под воздействием лазерного излучения и воспламенение с помощью высоковольтного наносекундного разряда. Эксперименты на ударной трубе за отраженной ударной волной производились в диапазоне температур 850–1400 К и давлений 0.2–0.8 атм. Показано, что фотолиз и наносекундный разряд имеют сравнимый эффект ускорения воспламенения при одинаковых по порядку величинах концентраций вложенной энергии. Так как условия за отраженной ударной волной близки к однородным и оба сравниваемых метода [2] ускорения воспламенения однородно воздействуют на исследуемую область в газе, то кинетика воспламенения смеси могла быть промоделирована в рамках 0-мерной задачи. На основе нескольких работ [3, 4] был создан кинетический механизм, учитывающий реакции с электронно-возбужденными атомами  $O(^1D)$ . Моделирование экспериментов по автовоспламенению и по воспламенению с помощью флэш-фотолиза дало результаты, находящиеся в соответствии с экспериментальными.

1. Bozhenkov S.A., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu. // Combust. Flame. 2003. V.133. P.133.

2. Starikovskaia S.M., Kukaev E.N., Kuksin A.Yu., Nudnova M.M., Starikovskii A.Yu. // Combust. Flame. 2004. V.139. P.177.
3. Zuev A.P., Starikovskii A.Yu. // Khimicheskaya Fizika. 1991. V.10. №3. P.347.
4. <http://homepages.vub.ac.be/~akonnov/science/mechanism/main.html>

## **ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В СМЕСИ CO:N<sub>2</sub>**

*Анохин Е.М., Иванова Т.Ю.\* , Кудрявцев Н.Н., Стариковский А.Ю.*

*МФТИ, Долгопрудный*

*\*espada@neq.mipt.ru*

В настоящее время в рамках программ Mars Exploration Program (NASA) и Argo Program (ESA) ведется разработка возвращаемого космического модуля. Использование аэродинамического торможения позволяет значительно улучшить соотношение полезный груз/топливо. При вхождении космического аппарата в верхние слои атмосферы при скоростях 7–9 км/с и давлении несколько торр физико-химические процессы за фронтом ударной волны носят существенно неравновесный характер. Марсианская атмосфера содержит, в основном, углекислый газ и малые добавки, такие как азот, аргон, водород. Кинетическая схема, построенная для подобной смеси, может быть верифицирована путем сравнения экспериментально полученных данных по излучению основных компонент с расчетными.

Эксперименты по исследованию спектрального состава излучения проводились на однодиафрагменной ударной трубе круглого сечения с внутренним диаметром 75 мм. В серии экспериментов использовалась стрик-камера C5680 фирмы Hamamatsu, которая устанавливалась в плоскость выходной щели вакуумного спектрометра. Для получения временного разрешения порядка 0.3 мкс использовалась зеркальная система, фокусирующая излучение из центра трубы на входную щель монохроматора. Описанная система позволяла проводить одновременные измерения в спектральном диапазоне шириной около 600 нм. Благодаря этому стало возможным выделение основных областей радиационного энерговыделения в исследуемых смесях и сравнение их относительной интенсивности. Проведение абсолютной калибровки диагностической системы позволило получить абсолютные значения интенсивностей различных молекулярных полос излучения и суммарный радиационный поток. Были проведены серии время- и спектрально-разрешенных экспериментов в смеси CO-N<sub>2</sub> (70–30), в диапазоне скоростей от 4.7 до 7 км/с и диапазоне давлений от 0.5 до 8 торр. Показано, что излучение четвертой положительной системы CO в неразбавленных аргоном смесях при исследованных параметрах пренебрежимо мало по сравнению с излучением фиолетовой системы CN, которая является основным излучателем в перечисленных смесях.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОТЫ ОБРАЗОВАНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Вагнер Х.Г.<sup>1</sup>, Емельянов А.В.<sup>2</sup>, Ерёмин А.В.\*<sup>2</sup>, Макеич А.А.<sup>2</sup>,  
Шульц К.В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ГУ, Геттинген, Германия, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,  
<sup>3</sup>ДУ, Дуйсбург, Германия

\*eremin@ihed.ras.ru

Исследованы процессы тепловыделения при формировании и росте углеродных частиц, образующихся в результате пиролиза недоокиси углерода  $C_3O_2$  за ударными волнами. В экспериментах измерялись временные профили температуры и оптической плотности газо-кластерных смесей, первоначально состоящих из  $3\%C_3O_2+5\%CO_2$  в Ar. Измерения температуры проводились с использованием время-разрешенной двухканальной ИК эмиссионно-абсорбционной спектроскопии на длине волны  $\lambda = 2.7 \pm 0.4$  мкм, соответствующей колебательной полосе  $CO_2(1, 0, 1)$ . В диапазоне начальных температур за ударными волнами от 1600 до 2200 К был обнаружен существенный разогрев смеси в процессе формирования и роста частиц, увеличивающийся с ростом начальных температур смеси. Анализ полученных данных в сочетании с предыдущими результатами о температурной зависимости размера частиц [1] указал на снижение тепловыделения при конденсации одного атома на частице от  $\sim 200$  кДж/моль для частиц, содержащих  $\sim 1000$  атомов до  $\sim 50$  кДж/моль для частиц, содержащих  $\sim 10^6$  атомов. Полученные значения примерно вдвое выше оценок теплоты образования сажевых частиц ( $\sim 26$  кДж/моль), приведенных в [2]. Экстраполяция полученной зависимости теплоты конденсации от размера частиц к малым кластерам углерода указывает на разумное согласие с энергиями атомизации углеродных кластеров, содержащих 2–10 атомов [3].

Работа поддержана грантами РФФИ и INTAS.

1. Emelianov A., Eremin A., Jander H., Makeich A., Roth P., Starke R., Wagner H.G. // Proc. Combust. Inst. 2004. V.30. P.1433–1440.
2. Жильцова И., Заслонко И., Карасевич Ю., Вагнер Х. // Кинетика и катализ. 2000. Т.41. С.87–101.
3. Martin J., Taylor P. // J. Chem. Phys. 1995. V.102. P.8270–8273.

## АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРОВ НЕРАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ИНЕРТНОМ ГАЗЕ С МАЛОЙ ПРИМЕСЬЮ $Mo(CO)_6$

Диваков О.Г., Ерёмин А.В., Ефремов В.П., Зиборов В.С.\*,  
Фортвов В.Е.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*vziborov@rambler.ru

В рамках изучения процессов энергообмена во фронте ударной волны УВ, в которых возможна передача больших порций кинетической энергии во внутренние степени свободы в одном или нескольких соударениях (энергия порядка нескольких эВ, в то время как  $kT \approx 0.1$  эВ), были продолжены исследования спектров неравновесного излучения, наблюдаемых, при

распространении УВ ( $M \approx 1.99-3.4$ ) в инертном газе, содержащем малую примесь тяжелых молекул  $\text{Mo}(\text{CO})_6$ . Концентрация гексакарбонила Мо составила (40–80 ppm), концентрация паразитных примесей была на два-три порядка ниже. Исследования проведены на высоковакуумной ударной трубе, оснащённой многоканальной эмиссионной диагностикой для наблюдений поперёк потока и спектрографом с ССD-камерой в торце. В результате определены с точностью до 0.5 нм спектральные формы трёх полос неравновесного излучения с центрами на 297, 391 и 520 нм. Обнаружено, что с увеличением числа Маха ударной волны на крыльях полос появляется более тонкая структура, относящаяся, по-видимому, к электронно-колебательным переходам двухатомной молекулы. Установлено, что центры двух по полос крайней мере близки к полосам димера молибдена [1, 2]. Измерения временных развёрток интенсивности в центре полосы 520 нм в Ar, Ne и He при  $M \leq 2.5$  показали, что время нарастания излучения  $\leq 300$  нс, что совпадает с временем прохождения фронта УВ мимо щелей монохроматора. Определено, что длительность пика излучения не зависит от газа-разбавителя, при  $T_2 = 800$  К и  $P_2 = 0.6$  атм. Рассмотрен  $\text{Mo}_2$  как возможный источник излучения во фронте УВ. Проанализированы возможные механизмы образования оптически активного димера молибдена. Установлено, что  $\text{Mo}_2$  не может образоваться в результате термического распада гексакарбонила молибдена (при  $T_2$  и  $P_2$ ) и рекомбинации за наблюдаемые времена. Показано, что следующий шаг в определении механизмов энергообмена во фронте УВ требует измерения абсолютных потоков лучистой энергии. Работа выполнена при поддержке РАН и РФФИ.

1. Efremov Y., *et al.* // J. Mol. Spectrosc. 1978. V.73. P.430.
2. Hopkins J., *et al.* // J. Chem. Phys. 1983. V.78. P.1627.

## **МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА КОЛЕБАТЕЛЬНО-ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ЖИДКОСТИ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ**

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

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*asm2@mail.ru*

Большинство жидких и твердых взрывчатых веществ состоит из многоатомных молекул достаточно сложной структуры. Они обладают высокой колебательной теплоемкостью, так что процесс колебательной релаксации должен существенным образом влиять на структуру ударных и детонационных волн в таких веществах.

Ударная волна в жидкости моделируется методом неравновесной молекулярной динамики, основанным на численном решении уравнений движения большого числа простых частиц. Прямой учет внутренних степеней свободы молекул подразумевает рассмотрение движения отдельных атомов по общей поверхности потенциальной энергии (ППЭ), отвечающей за внутри- и межмолекулярные взаимодействия. В случае сложных многоатомных молекул такой путь затруднен и даже невозможен ввиду отсутствия информации об этих поверхностях. В данной работе используются простейшие модельные представления о ППЭ, лежащие в основе теории колебательной релаксации

в газах. Молекулы моделируются многомодовыми осцилляторами и взаимодействуют друг с другом через изотропный межмолекулярный потенциал, линейно зависящий от колебательных координат. Достоинства выбранного подхода: существенное сокращение времени счета, простой способ исключения высокочастотных колебаний, небольшое число физически значимых параметров, которые можно варьировать независимым образом.

Результаты расчетов показывают, что структура ударной волны в жидкости многоатомных молекул существенным образом зависит от особенностей колебательных спектров и времен релаксации. В начале зоны релаксации полная энергия сосредоточена на поступательных, вращательных и низкочастотных колебательных степенях свободы и их средние энергии превышают свои равновесные значения. При большой колебательной теплоемкости вещества этот перегрев может быть достаточно значительным, чтобы оказать влияние на протекание химических реакций.

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

## **РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ТРУБАХ С U-ОБРАЗНЫМИ ПОВОРОТАМИ**

*Шамшин И.О.\*, Фролов С.М., Басевич В.Я.*

*ИХФ РАН, Москва*

*\*igor\_shamshin@mail.ru*

Одна из проблем на пути создания импульсных детонационных двигателей (ИДД) заключается, с одной стороны, в необходимости использования длинных труб для обеспечения перехода горения в детонацию в топливно-воздушных смесях (ТВС), а с другой стороны, — в необходимости обеспечения приемлемых габаритов двигателя. Для решения этой проблемы рассматривают возможность использования труб с U-образными поворотами [1]. Известно, что в таких поворотах возникают сложные течения с вторичными ударными волнами и волнами разрежения, которые могут способствовать инициированию детонации в ТВС или приводить к распаду детонационной волны вследствие локального расширения газа. Цель работы — численное исследование закономерностей распространения ударных и детонационных волн в стехиометрической пропано-воздушной смеси в плоском канале с U-образным поворотом.

В основу математической модели положены двумерные уравнения Эйлера с многостадийным кинетическим механизмом окисления пропана, содержащим 5 реакций и 6 компонентов. Расчеты показали, что существуют минимальные значения интенсивности и длительности фазы сжатия ударной волны, при которых на выходе из поворота канала образуется детонационная волна, и U-образный поворот канала действительно облегчает инициирование детонации. При входе сформированной детонационной волны с ячеистой структурой в U-образный поворот канала наблюдается уменьшение скорости ее распространения (вдоль оси трубы) на 10–15%, а после выхода из поворота — восстановление детонации на расстоянии около 8–10 калибров трубы. При этом структура восстановленной детонационной волны может отличаться от структуры падающей волны, особенно на пределе распространения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке МНТЦ (проект 2740), Министерства образования и науки РФ и Американского фонда гражданских исследований и развития (программа BRNE).

1. Frolov S.M., Aksenov V.S., Shamshin I.O. // Nonequilibrium Processes. V.1. Combustion and Detonation / Eds. Roy G., Frolov S., Starik A. Moscow: Torus Press, 2005. P.348–364.

## **ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСНОГО И ВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ФИЛЬТРАЦИЮ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЕЙ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ**

*Торчинский В.М.\*<sup>1</sup>, Головастов С.В.<sup>2</sup>, Голуб В.В.<sup>2</sup>,  
Зайченко В.М.<sup>1</sup>, Куликов С.А.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>ИВТ РАН, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*torch@ihed.ras.ru*

В процессе эксплуатации газоконденсатных месторождений в связи с особенностями фазовой диаграммы углеводородных смесей происходит накопление ретроградной жидкости в пласте, приводящее к ухудшению фильтрационных процессов и снижению продуктивности скважины.

Для исследования методов физического воздействия на конденсатную пробку создан комплексный стенд на базе фильтрационной установки ИВТ РАН и генератора детонационных волн ИТЭС.

Стенд позволяет исследовать процессы фильтрации газоконденсатной смеси через одномерную модель пористого коллектора при реальных термобарических пластовых условиях (давлении до 40 МПа, температуры до 350° С и моделировать импульсные и волновые воздействия на углеводородную внутрипластовую систему. Система газодинамического воздействия представляет собой ударную трубу, работающую на кислородно-водородной смеси и соединенную с выходом модели коллектора через диафрагму. Давление сжатого газа составляет 20 МПа, скорость распространения волны 3200 м/с.

Проведены эксперименты с целью отладки и проверки систем создания рабочего давления и средств измерения, а также совместной работы с системой газодинамического воздействия.

Выполнены предварительные оценки параметров детонационного и акустического воздействия. Для расчетов использована одномерная нестационарная модель фильтрации бинарных углеводородных смесей в приближении четырехкоэффициентного уравнения состояния Ван-дер-Ваальсового типа и линейного закона фильтрации Дарси [1].

1. Директор Л.Б., Качалов В.В., Майков И.Л., Сквородько С.Н. Одномерная нестационарная модель двухфазной фильтрации газоконденсатной смеси. Препринт ОИВТ РАН №2–441. М., 2000. 46 с.

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПРЕГРАДУ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ИСХОДЯЩЕЙ ИЗ КАНАЛА**

*Голуб В.В.\* , Чижииков А.С.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*golub@ihed.ras.ru*

Воздействие ударной волны на преграду определяется ролью двух процессов: действия ударной волны и действия струйного течения потока за ней. Путём воздействия на структуру потока можно управлять силой действия ударной волны на преграду [1]. В настоящей работе исследовано влияние степени перекрытия выхода из канала и геометрии поперечного сечения на увеличение/уменьшение импульса давления на преграде, а также на распределение давления по поверхности. Для этого было выполнено регистрирование изменения давления на преграде в функции радиуса, визуализация поля потока и численное моделирование. Численный метод — решение уравнений Эйлера для двусвязной области, используются схемы второго порядка точности по пространственным переменным Годунова и Стегера–Уорминга.

На основании осциллограмм, полученных в различных точках преграды, вычислена величина силы воздействия на преграду при различных степенях перекрытия и при изменении формы поперечного сечения канала. На основании численного моделирования показана роль взаимодействия нестационарных волн разрежения и сжатия на результирующее воздействие импульсного потока на поверхность плоской преграды. Дан анализ причин изменения давления и определены условия для увеличения или уменьшения силы воздействия ударной волны на преграду.

1. Чижииков А.С. // Научные труды ИТЭС ОИВТ РАН / Под ред. Фортова В.Е., Лихачева А.П. Вып.6-2003. М.: ОИВТ РАН, 2004.

## **ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ДЕТОНАЦИОННОСПОСОБНОЙ СМЕСИ**

*Головастов С.В.\* , Бакланов Д.И., Гилязова А.А., Голуб В.В.,  
Володин В.В., Лисин Д.Г., Решетняк Р.Б.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*golovastov@yandex.ru*

Процесс перехода горения в детонацию в газах характеризуется преддетонационным расстоянием. Преддетонационное расстояние определяется составом горючей смеси, ее давлением и температурой, а также геометрией детонационной камеры сгорания (ДКС): положением закрытого конца относительно системы инициирования, расположением и формой преград и форкамер в канале ДКС.

В работе исследовалось влияние ударных волн, возникающих вследствие ускоренного движения фронта пламени, на процесс перехода горения в детонацию в движущейся детонационноспособной смеси.

Осуществлялась сверхзвуковая раздельная подача в ДКС горючего и окислителя: водорода и кислорода или воздуха. Исследовалось влияние положения закрытого конца ДКС с смонтированным инжекторным блоком относительно системы инициирования на преддетонационное расстояние. На-

чальное давление смеси задавалось от 1 до 3 атм. Обнаружено, что расстояние 0.3 калибра от инжекторного блока вдоль оси ДКС является достаточным для смешения компонентов детонационноспособной смеси. При средней скорости движения смеси вдоль оси ДКС 50 м/с и при энергии поджига менее 20% от энергии прямого инициирования детонации переход горения в детонацию в водородо-кислородной смеси осуществлялся на расстоянии одного калибра ДКС, а в водородо-воздушной — на расстоянии 8–12 калибров от места поджига.

При энергиях инициирования детонации, близких к критической, уменьшение расстояния между закрытым концом ДКС и системой инициирования приводит к сокращению преддетонационного расстояния и не зависит от турбулизации смеси. При энергиях инициирования, меньших критического значения, формирование детонации определяется как местоположением источника инициирования относительно стенок ДКС, так и предварительной турбулизацией детонационноспособной смеси. Предложен критерий существования определяющего фактора формирования детонации.

Проведено сравнение полученных результатов с исследованием формирования детонации при дозвуковой инжекции компонентов топлива и малой скорости детонационноспособной смеси.

## **ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕХУДАРНОЙ КОНФИГУРАЦИИ В ОБЛАСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПРИ ПАДЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА КОНУС**

*Фокеев В.П.*

*НИИМ МГУ, Москва*

*vfokeev@imec.msu.ru*

Использование энерговыклада от источников различного типа для управления газовым потоком, в том числе и явления взаимодействия ударных волн, привлекает внимание исследователей [1, 2].

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования в ударной трубе отражения ударных волн ( $M = 2-2.5$ , начальное давление воздуха 20 торр) от конуса (полуугол при вершине 24 градуса). в присутствии импульсного газового разряда вблизи отражающей поверхности. В режиме импульсного дугового разряда с широким интервалом значений длительности разряда (0.1–2.6 мс), и, соответственно, величин вкладываемой энергии, зарегистрирована на выходе из области разряда не наблюдавшаяся ранее трехударная маховская конфигурация по масштабам существенно превышающая размеры обычной (в отсутствии разряда) маховской конфигурации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №03-01-00730) и программы Президиума РАН №20. Автор благодарит Гриня Ю.И. и Шарова Ю.Л. за подготовку эксперимента и Левина В.А. за плодотворные обсуждения.

1. Yan H., Knight D., Elliott G., et al. // The Fifth International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications, Moscow, IVTAN, 7–10 April 2003 / Ed. Bityurin V.A., Moscow, IVTAN, 2004. P.217.
2. Zheltovodov A. Development of the studies on energy deposition for application to the problems of supersonic aerodynamics. Preprint №10–2002. Novosi-

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ИНГИБИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ПРОПИЛЕНОМ В УСЛОВИЯХ КУМУЛЯЦИИ**

*Петухов В.А.<sup>\*1</sup>, Гусев П.А.<sup>2</sup>, Набоко И.М.<sup>1</sup>, Азатьян В.В.<sup>3</sup>,  
Солнцев О.И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ИХФ РАН, Москва, <sup>3</sup>ИСМАН, Черноголовка

*\*petukhov@ihed.ras.ru*

Проведено экспериментальное исследование ингибирующего действия пропилена на процесс нестационарного горения водородно-воздушной смеси при иницировании навеской тена 0.4 г (2.2 кДж) в условиях кумуляции. Экспериментальный участок представлял замкнутый объем (около 150 л) из 2-х частей. Верхняя часть — металлический конус с углом при вершине 60°. Нижняя часть — тонкостенная резиновая оболочка. Объем заполнялся водородно-воздушной смесью исследуемого состава. Иницирование осуществлялось в нижней части резиновой оболочки. Вдоль образующей и в вершине конуса находились датчики давления. Вдоль другой образующей имелось смотровое окно, через которое осуществлялась фоторегистрация процесса горения. Ранее на этой установке был исследован процесс ингибирования смесью горючих газов (пропана, бутана и пропилена) при нестационарном горении стехиометрической водородно-воздушной смеси. Иницирование осуществлялось навеской гексогена 3.5 г (18.3 кДж). В этих экспериментах без ингибирующего газа в вершине конуса происходил взрыв и фиксировались давления, достигающее 1000 атм. При ингибировании указанной ранее смесью газов в количестве ~ 1.7 (об.%) давление в вершине конуса снижалось в 15–20 раз. При более слабом иницировании такие большие давления не развиваются, но эти процессы имеют большое значение для проблем безопасности. При этом взрыва в вершине конуса не возникало и давление достигало 40–50 атм, что также является серьезной нагрузкой. В водородно-воздушную смесь добавлялся пропилен в количестве от 0.4 до 3.5 (об.%). При добавлении в смесь ~ 2 (об.%) пропилен давление в вершине конуса снижалось в 4–5 раз.

## **ДИФфуЗИОННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ СТРУИ ВОДОРОДА**

*Брагин М.В.\* , Голуб В.В., Баженова Т.В., Иванов М.Ф.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*bragin@ihed.ras.ru*

Одной из возможных причин воспламенения водорода в результате случайной разгерметизации емкости под высоким давлением или срабатывания предохранительного клапана является диффузионное воспламенение. Диффузионное воспламенение исследовалось в работе [1], однако рассматривалось самовоспламенение водорода внутри ударной трубы.

Воспламенение при истечении в открытое пространство исследовалось численно в работе [2], где сделан вывод, что самовоспламенение водородной

струи невозможно. Этот вывод является ошибочным, т.к. расчет проведен для одного диаметра отверстия (1 мм) и не может быть распространен на другие размеры, при которых время пребывания газа при высокой температуре соизмеримо со временем индукции.

В настоящей работе проводилось численное моделирование смешения и возгорания смеси струи водорода с горячим воздухом за первичной ударной волной при температуре  $T = 300$  К, давлений  $P = 300\text{--}600$  атм и диаметрах отверстия, через которое выходила струя водорода  $d = 1\text{--}4$  мм. Численное решение, основывавшееся на физико-математической модели, включающей газодинамический перенос вязкого газа, кинетику окисления водорода, многокомпонентную диффузию и теплопроводность показало, что причиной воспламенения горючей смеси истекающей в среду с окислителем может быть самовоспламенение на контактной поверхности между холодной струей и горячим воздухом за стартовой ударной волной. Анализируются влияние давления и диаметра отверстия на возможность воспламенения струи водорода. Эта информация может быть использована, чтобы избежать самовоспламенения водорода и последующего взрыва.

1. Wolanski P., Wojcicki S. // Proc. of the 14th Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, Pennsylvania, August 20–25, 1973, P.1217–1223.
2. Liu Y.-F., Tsuboi N., Sato H., Higashino F., Hayashi A.K., Gakuin A. // CD Proc. of The 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reacting Systems, Montreal, Canada, July 31–August 5, 2005.

## ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАТАЛИЗАТОРОВ НА РОСТ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ПЛАМЕНАХ

*Емельянов А.В.\*<sup>1</sup>, Ерёмин А.В.<sup>1</sup>, Вагнер Х.Г.<sup>2</sup>, Яндер Х.К.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup> ГУ, Геттинген, Германия

\**aemelia@ihed.ras.ru*

Интерес к использованию пламен для синтеза различных углеродных структур непрерывно повышается. Показано, что используя различные металлические катализаторы, можно синтезировать в пламени различные фуллерены и углеродные нанотрубки [1–3]. Однако детальный механизм образования различных углеродных структур и действия катализаторов до сих пор изучены не достаточно. Целью работы является изучение *in situ* тенденции изменения свойств частиц, формирующихся в пламени при воздействии различных карбониллов металлов и сравнение этих изменений с морфологией полученных частиц.

В работе проведены количественные измерения рассеяния и экстинкции лазерного излучения в пламенах с различными добавками металлических катализаторов. Процесс образования наночастиц исследовался в пламенах  $C_2H_2/Air$  и  $C_2H_4/O_2$  при широком диапазоне отношений C/O. В качестве катализирующих добавок использованы пары карбониллов металлов —  $Fe(CO)_5$  и  $Mo(CO)_6$  в различном процентном соотношении к окислителю и горючему. С помощью электронного микроскопа проанализированы структура и размеры сформированных частиц. Обнаружено существенное увеличение сигналов рассеяния и экстинкции в пламенах катализированных металлами. В результате совокупного анализа данных рассеяния и экстинкции, извлечены средний размер частицы и их численная плотность для широкого диапазона параметров пламени. В пламени  $C_2H_4/O_2$  с добавкой Mo

наблюдалось существенное уменьшение порогового отношения C/O определяющего «предел сажеобразования», в то время как в C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>/Air пламени такого изменения, по сравнению с обычной величиной C/O > 0.6, замечено не было. В пламени C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>/Air с добавкой Fe(CO)<sub>5</sub> частицы были обнаружены в еще более бедных режимах (C/O < 0.3), однако наличие углерода в этих частицах было зарегистрировано только для C/O, начиная с 0.6. Уменьшение скорости несожженной газовой смеси в пламенах с добавками Fe(CO)<sub>5</sub> и Mo(CO)<sub>6</sub> приводит к существенному увеличению размера частиц. Работа поддержана грантами РФФИ и ИНТАС.

1. Saveliev A., *et al.* // Comb. & Flame. 2003. №135. P.27.
2. Height M., Howard J., Tester J. // Proc. Comb. Inst. 2004. №30. P.2537.
3. Vander Wal R.L. // Comb. & Flame. 2002. №130. P.37.

## ПРИВЛЕЧЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ АБЛЯЦИИ К ИЗУЧЕНИЮ МЕХАНИЗМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОМЕТ С ГАЗОВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

*Баренбаум А.А.*

*ИПНГ РАН, Москва*

*azary@mail.ru*

Явление абляции состоит в образовании, испарении и сдувании жидкой пленки с поверхности метеорных тел при их взаимодействии с газовыми оболочками планет. В настоящее время создана простая физическая теория данного явления, которая хорошо апробирована применительно к атмосфере Земли для метеорных тел массой от 10<sup>-4</sup> до 10<sup>8</sup> г, выпадающих на нашу планету.

Показано, что теория абляции вполне применима и при анализе процессов разрушения галактических комет массой 10<sup>12</sup>–10<sup>17</sup> г с образованием гиперзвуковых ударных волн в атмосферах планет земной группы. Данная теория объясняет отсутствие кометных кратеров диаметром от 10 до 200 км на Венере и Земле, наблюдаемые отличия в распределениях этих кратеров по размерам на обладающем очень разреженной атмосферой Марсе и безатмосферных Меркурии и Луне, а также приводит к разумным значениям плотности вещества и размеров ядер галактических комет.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ИЗЛУЧЕНИЯ  
С ВЕЩЕСТВОМ

TWO-DIMENSIONAL SIMULATION OF INTERACTION  
OF POWERFUL LASER PULSES WITH SOLID MATTER

*Veysman M.E.\*<sup>1</sup>, Andreev N.E.<sup>1</sup>, Blazevic A.<sup>2</sup>, Cros B.<sup>3</sup>,  
Faenov A.Ya.<sup>4</sup>, Fortov V.E.<sup>1</sup>, Hoffmann D.H.H.<sup>2</sup>,  
Khishchenko K.V.<sup>1</sup>, Korostiy S.<sup>2</sup>, Levashov P.R.<sup>1</sup>, Magunov A.I.<sup>4</sup>,  
Maynard G.<sup>3</sup>, Pelka A.<sup>2</sup>, Pikuz T.A.<sup>4</sup>, Povarnitsyn M.E.<sup>1</sup>, Rodriguez  
Prieto G.<sup>2</sup>, Rosmej O.<sup>2</sup>, Roth M.<sup>2</sup>, Schaumann G.<sup>2</sup>,  
Schollmeier M.<sup>2</sup>, Wamers F.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>IHED RAS, Moscow, Russia, <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany,  
<sup>3</sup>LPGP, Orsay, France, <sup>4</sup>VNIIFTRI, Mendeleevo, Russia

\*bme@ihed.ras.ru

The two-dimensional simulations of action of powerful ionizing laser pulses on solid targets and propagation of such pulses in metallic capillary waveguides are presented for parameters, which correspond to experimental conditions.

The new two-temperature semi-empirical equation of state is elaborated and implemented for description of intense laser pulses interaction with matter.

The properties of plasma, created during the interaction of laser field with the matter of plain targets [1, 2] or hollow cylindrical capillaries [3] are obtained and discussed in view of recent experimental results.

1. Andreev N.E., Veisman M.E., Efremov V.P., Fortov V.E. // High Temp. 2003. V.41. №5. P.594. [TVT. 2003. V.41. №5. P.679.]
2. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Veysman M.E. // Physics of Extreme Conditions of Matter — 2005. Chernogolovka: IPCP RAS, 2005. P.25.
3. Veysman M., Andreev N.E., Cros B., Maynard G. // Physics of Extreme Conditions of Matter — 2005. Chernogolovka: IPCP RAS, 2005. P.9.

ДИНАМИКА РАСШИРЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ  
МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Ашитков С.И.\*, Овчинников А.В., Ситников Д.С.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*asi@iht.mpei.ac.ru

В работе приведены результаты исследования динамики разлета поверхностного слоя GaAs при абляции под действием фемтосекундных лазерных импульсов с плотностью потока излучения  $10^{12}$ – $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Источником излучения являлась тераваттная фемтосекундная лазерная система с активной средой хром-форстерит. Применяемая интерферометрическая методика позволяла регистрировать динамику деформации поверхностного слоя в диапазоне от 5 нм до нескольких микрометров с временным разрешением 150 фс и пространственным разрешением 3 мкм. Регистрация интерферограмм осуществлялась с помощью ПЗС камеры и микроинтерферометра

Линника, подсвечиваемого зондирующими фемтосекундными импульсами с изменяемой временной задержкой.

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С НАНОЧАСТИЦАМИ ЖЕЛЕЗА**

*Ситников Д.С.\* , Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Гуренцов Е.В., Емельянов А.В., Ерёмин А.В., Овчинников А.В., Шевелько А.П., Фортвов В.Е.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

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

В работе представлены результаты исследования взаимодействия лазерных импульсов длительностью 100 фс с интенсивностью  $10^{16}$ – $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> с пучком наночастиц железа диаметром 40–60 нм, образующихся при фотолизе пентакарбонила железа под действием импульсов ультрафиолетового излучения. Приведены результаты спектральных измерений в рентгеновском диапазоне 1–10 кэВ и оценка коэффициента конверсии лазерного излучения в тормозное рентгеновское излучение.

## **ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТОНКИМИ ФОЛЬГАМИ**

*Растушков В.С., Крайнов В.П.\**

*МФТИ, Долгопрудный*

*\*krainov@online.ru*

Когда интенсивность лазерного импульса превышает  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, движение электрона в лазерном поле становится релятивистским. В этом режиме нелинейное взаимодействие лазера с тонкими фольгами приводит к сильному нагреву электронной компоненты мишени до температур порядка МэВ. Часть электронов вылетает с задней стороны фольги и создает сверхатомное квазистатическое электрическое поле на масштабе порядка электронного дебаевского радиуса. Это поле производит интенсивную многократную надбарьерную ионизацию атомов фольги с задней стороны по отношению к лазерному пучку, причем ионы остаются холодными в фемтосекундном масштабе времени. Мы рассмотрели типичный пример интенсивного р-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса, падающего наклонно на поверхность тонкой фольги. Наша цель — рассмотреть нагрев электронов, пролетающих сквозь фольгу. Часть электронов вылетает в подкритическую область плазмы на передней стороне фольги, приобретает там релятивистскую кинетическую энергию от лазерного поля и возвращается в мишень. При этом могут иметь место несколько случаев: 1 — электроны образуются при ионизации на передней поверхности фольги (на критической поверхности образованной плазмы), покидают закритическую область плазмы и не возвращаются назад; 2 — то же, но электроны возвращаются в закритическую область плазмы в течение лазерного импульса; 3 — рожденные электроны не покидают закритическую область; 4 — электроны образуются в надкритической области и движутся далее либо вдаль от фольги,

либо внутрь ее. Движение электронов в вакууме описывается релятивистским уравнением Ньютона,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{e}{\sqrt{m^2 c^2 + p_x^2 + p_y^2}} [\mathbf{p}, \nabla \times \mathbf{A}].$$

Мы рассчитали энергетические и угловые распределения электронов, вылетевших с задней стороны фольги. Главным механизмом нагрева электронов оказался вакуумный нагрев электронов до релятивистской пондеромоторной энергии на докритической области в суммарном поле падающей и отраженной лазерной волны.

## ОТКОЛЬНЫЙ РАЗРЫВ ФОЛЬГИ ПОСЛЕ НЕСКОЛЬКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ИЗ-ЗА РАЗОГРЕВА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ РАСТЯНУТОГО ВЕЩЕСТВА В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ ФОЛЬГИ

*Хохлов В.А.<sup>\*1</sup>, Анисимов С.И.<sup>1</sup>, Иногамов Н.А.<sup>1</sup>, Нишишара К.<sup>2</sup>,  
Жаховский В.В.<sup>3</sup>, Петров Ю.В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> ИТФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup> ИЛТ, Осака, Япония,

<sup>3</sup> ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия

\*nail-inogamov@yandex.ru

Выполнены гидродинамические и молекулярно-динамические расчеты движения фольги после ее однородного мгновенного разогрева до начальной температуры  $T_0$ . В гидродинамических расчетах одномерного движения фольги применяется уравнение состояния (УРС) Леннарда–Джонса (ЛД). УРС имеет область растянутых состояний твердой и жидкой фаз, в которых давление конденсированной фазы является отрицательным (атомарная прочность).

Существует пороговое значение начальной температуры  $T_0|_{abl}$ , выше которой фольга разрывается под действием растягивающих напряжений (откол). В лазерной литературе оно называется порогом абляции. В работе изучаются явления, происходящие в малой окрестности порога  $T_0|_{abl}$  (отклонения от порога порядка процента). Высоко над порогом (отклонение  $> 10\%$ ) фольга разрывается «с первой попытки». При этом импульс фольги  $I(t) = \int_0^{\Sigma/2} u(\sigma, t) d\sigma = \int_0^t p(\sigma = 0, \tau) d\tau$  при всех  $t > 0$  остается положительным, здесь  $\sigma$  [г/см<sup>2</sup>] — одномерная лагранжева переменная  $-\Sigma/2 < \sigma < \Sigma/2$ , пробегающая слой (фольгу) с полной массовой толщиной  $\Sigma$ ,  $\sigma = 0$  — центр фольги, движение фольги симметрично относительно этого центра,  $u$  — скорость вещества.

Интересное наблюдение состоит в том, что в малой окрестности порога имеются режимы, при которых разрыв фольги происходит после нескольких перемен знака импульса  $I$ . Они названы в работе осцилляторными режимами разрыва. В этих режимах сжатие растянутого вещества вблизи центра фольги в фазе сжатия происходит в ударных волнах, образующихся из-за малости скорости звука в сильно растянутом (возле порога) веществе и опрокидывания нелинейных волн Римана (соответственно адиабатичность движения нарушается). Вследствие такого механизма нагрева прочность вещества в центральной зоне уменьшается и оно разрывается на одной из последующих растягивающих осцилляций.

Работа поддержана грантом РФФИ №04-02-16972.

## О ПРЕДЕЛАХ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОТКОЛЬНО-КАВИТАЦИОННОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ МИШЕНИ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

*Хохлов В.А.\*<sup>1</sup>, Анисимов С.И.<sup>1</sup>, Иногамов Н.А.<sup>1</sup>, Петров Ю.В.<sup>1</sup>,  
Жаховский В.В.<sup>2</sup>, Нишихара К.<sup>3</sup>, Агранат М.Б.<sup>2</sup>,  
Ашитков С.И.<sup>2</sup>, Овчинников А.В.<sup>2</sup>, Ситников Д.С.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,

<sup>3</sup>ИЛТ, Осака, Япония

\*nail-inogamov@yandex.ru

Сообщается о теоретическом и экспериментальном исследовании абляции конденсированного вещества под действием импульсов длительностью 100 фс с интенсивностью  $10^{11}$ – $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. В теоретической части описаны результаты гидродинамического и молекулярно-динамического моделирования процесса воздействия указанных импульсов на мишени. В экспериментальной части работы приведены результаты измерения порогов плавления  $F_{melt}$  и абляции  $F_{abl}$  для алюминия, золота и кремния с использованием методики фемтосекундной микроскопии, здесь  $F$  — флуенс (Дж/см<sup>2</sup>) падающего лазерного импульса. Также с помощью интерферометрической методики с пространственным и временным разрешением для данных образцов проведено исследование динамики расширения нагреваемого поверхностного слоя и измерена величина порога «испарения» откольно-кавитационной пластины (ОКП)  $F_{ev}$ , выше которого в лазерном факеле ОКП отсутствует. Работа поддержана грантом РФФИ №04-02-16972.

## ОБ ОТРЫВЕ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА ОТ МИШЕНИ

*Петров Ю.В.\*<sup>1</sup>, Анисимов С.И.<sup>1</sup>, Иногамов Н.А.<sup>1</sup>,  
Жаховский В.В.<sup>2</sup>, Хохлов В.А.<sup>1</sup>, Нишихара К.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ИТФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,

<sup>3</sup>ИЛТ, Осака, Япония

\*petrov@itp.ac.ru

Выполнено чрезвычайно подробное (до  $10^8$  частиц) молекулярно-динамическое моделирование поздних (до  $t \sim 10^4$  единиц времени) стадий разрушения толстой мишени под действием ультракороткого лазерного импульса, «мгновенно» формирующего в мишени «начальный» (для последующего гидродинамического движения) профиль температуры  $T(x, t = +0) = T_0 \exp(-x^2/d_T^2)$ , где  $T_0$  — начальная температура границы мишени с вакуумом, при  $t = 0$  эта граница находится в точке  $x = 0$ ,  $x$  — направление одномерного среднего (гидродинамического) движения,  $d_T$  — глубина лазерного прогрева. Существует порог абляции  $T_0|_{abl}$ , ниже которого абляционный унос вещества с поверхности мишени мал (поскольку обусловлен только испарением). Выше абляционного порога к испарению добавляется фототермомеханическое разрушение мишени, и масса  $m_{eje}$  унесенного абляцией вещества «скачком» возрастает. Отношение  $m_{eje}/(\rho_0 d_T)$  увеличивается

с ростом величины  $T_0/T_0|_{abl}$  (надпороговость), здесь  $\rho_0$  — начальная плотность однородной мишени. Облако выброса (лазерный факел) формируется постепенно в гидродинамическом процессе, продолжительность которого при не слишком больших превышениях над порогом абляции составляет некоторое количество звуковых времен  $d_T/c_s$ , где  $c_s$  — характерная скорость звука (обычно скорость звука в конденсированной мишени до облучения). В диапазоне температур  $T_0|_{abl} < T_0 < T_0|_{ev}$  на переднем фронте выброса летит конденсированное образование в виде откольно-кавитационной пластины (ОКП). ОКП рассмотрено в другом сообщении. В настоящей работе проведено детальное исследование того, как происходит прекращение пополнения факела выброшенным веществом мишени — явления в низкоскоростной части факела и формирование границы остатка мишени (эта граница называется дном кратера). Вещество факела между дном кратера и ОКП находится в двухфазном состоянии (смесь конденсированных фрагментов с паром). Обнаружено, что скорость разлета факела не понижается монотонно до нуля у дна кратера, как казалось бы должно быть на первый взгляд. Существует малая по сравнению со скоростью звука, но конечная скорость  $v_{end}$ , с которой движется задний край факела. Это означает, что между задней границей факела и дном кратера образуется медленно расширяющийся пустой зазор. В этом заключается явление отрыва факела.

Работа поддержана грантом РФФИ №04-02-16972.

## СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ НАГРЕВ И ИОНИЗАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА ПОЛЕМ ИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*Костенко О.Ф.\* , Андреев Н.Е.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*olegkost@ihed.ras.ru*

Рассмотрена модель столкновительного нагрева, ударной ионизации и полевой внешней ионизации большого металлического кластера твердотельной плотности при его изохорическом нагреве интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом. Сечения поглощения и рассеяния лазерного излучения и заряд кластера определяются с учетом структуры поля внутри и вне него. Рассчитана динамика температуры электронов и степени ионизации большого кластера железа при воздействии лазерного импульса интенсивностью порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Показано, что температура электронов существенно зависит от интенсивности излучения. Определен оптимальный для нагрева радиус кластера. Показано, что в кластерной плазме присутствуют Ве-подобные ионы железа при температуре электронов 1.5–3 кэВ. Определен выход тормозного рентгеновского излучения. Обсуждаются критерии применимости модели.

Работа частично поддержана грантом РФФИ №04-02-17055.

# ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ПЛАЗМОЙ

*Костюков И.Ю.*

*ИПФ РАН, Нижний Новгород*

*kost@appl.sci-nnov.ru*

Значительные успехи в компрессии электромагнитных импульсов делают возможным генерацию мощных ультракоротких лазерных импульсов. Одним из важных приложений таких импульсов является ускорение электронов в плазме. Таким образом, представляется важным исследовать влияние длительности импульса на ускорение электронов. Построена модель взаимодействия релятивистски сильного лазерного импульса с плазмой в пределе малой длительности импульса. Обоснованность данной модели проанализирована с помощью разработанного квазистатического кода, использующего метод частиц в ячейках.

Данная работа поддержана грантом РФФИ №04-02-16684.

## НИЗКОЧАСТОТНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ

*Горбунов Л.М.<sup>\*1</sup>, Фролов А.А.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*\*frolov@ihed.ras.ru*

В настоящей работе рассмотрена генерация низкочастотного переходного излучения при взаимодействии короткого лазерного импульса с полуграниченной плазмой. Возбуждение волновых электромагнитных полей обусловлено вихревым электрическим током, который возникает на границе плазмы и определяется пондеромоторным воздействием лазерного импульса. Исследованы спектральные, угловые и пространственно-временные характеристики переходного излучения в вакууме и в плазме. Показано, что частота переходного излучения в вакууме существенно зависит от длительности лазерного импульса. Для лазерного импульса с длительностью меньше периода плазменных колебаний переходное излучение в вакууме имеет частоту близкую к плазменной частоте, а само излучение существует в течение промежутка времени, значительно превосходящего время взаимодействия импульса с границей плазмы. Если длительность лазерного импульса больше периода плазменных колебаний, то переходное излучение в вакууме возникает только в течение времени пересечения импульсом границы плазмы. В этом случае импульс переходного излучения в вакууме имеет временную продолжительность сравнимую с длительностью лазерного импульса, а в его спектре имеется максимум на частоте равной обратной длительности лазерного импульса. Спектр переходного излучения в плазме содержит только частоты превышающие плазменную частоту, причем вблизи плазменной частоты имеется резкий максимум. При этом увеличение длительности лазерного импульса приводит только к уменьшению величины максимума, но практически не влияет на его положение в спектре. Длительность импульса переходного излучения в плазме существенно превосходит длительность лазерного импульса. Вычислена полная энергия переходного излучения как

в вакууме, так и в плазме. Показано, что энергия, излучаемая в вакуум, заметно превосходит энергию переходного излучения в плазме. Показано, что для характерных параметров лазерно-плазменных экспериментов частота переходного излучения лежит в терагерцовом диапазоне а мощность излучения может достигать нескольких мегаватт.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №04-02-17055) и программ Президиума РАН №2, 16 и 18.

## **ТЕРМОЯДЕРНАЯ МИШЕНЬ «ЛАЗЕРНЫЙ ПАРНИК»: УСТОЙЧИВОСТЬ СЖАТИЯ И КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ**

*Змитренко Н.В.<sup>\*1</sup>, Гуськов С.Ю.<sup>2</sup>, Доскоц И.Я.<sup>2</sup>, Розанов В.Б.<sup>2</sup>,  
Степанов Р.В.<sup>2</sup>, Тишкин В.Ф.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИММ РАН, <sup>2</sup>ФИАН, Москва

*\*zmitrenko@imamod.ru*

В ранее предложенных т.н. «консервативных» конструкциях термоядерных мишеней типа «Лазерный парник» в 1D расчетах были достигнуты значения коэффициента усиления  $G = 6-8$ . При этом предполагалось, что мишень облучается небольшим (2–8) количеством лазерных пучков или кластеров пучков. Неизбежные при этом неоднородности освещенности и поглощения лазерного излучения не представлялись катастрофическими благодаря «разравнивающим» свойствам пенного абсорбера. Устойчивость сжатия таких мишеней обеспечивалась сравнительно высоким уровнем энтропии оболочек, создаваемом при ускорении и торможении слоя топлива ( $\alpha = p/p_F = 20-100$ ) и невысоким значением аспектного отношения (10–20).

Оптимизация в 1D геометрии термоядерных мишеней типа «Лазерный парник» для аспектных отношений инертной оболочки в диапазоне 30–100 показывает возможность достижения коэффициента усиления  $G = 30$  в более «напряженных» мишенях при  $\alpha = 8-10$ . Был проведен анализ устойчивости сжатия таких мишеней, в том числе и путем прямого численного моделирования. Показано, что выбранные мишени обладают достаточным запасом устойчивости, чтобы привести к необходимому сжатию.

## **РЕЖИМЫ ИСПАРЕНИЯ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Осипов В.В.<sup>\*</sup>, Шитов В.А., Лисенков В.В., Мальшикин А.А.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*vlad@iep.uran.ru*

В настоящее время известны три режима испарения материалов мишени под действием лазерного излучения: эрозивное испарение, режим развитого испарения (лазерный плазмотрон), режим оптического разряда с участием молекул буферного газа (пульсирующий плазмотрон).

В данной работе исследовались возможные режимы взаимодействия лазерного излучения с мишенью, используя импульсы излучения с длительным фронтом нарастания мощности и мишень с высокой скоростью перемещения. Уникальная особенность лазера позволила достичь моноимпульсно-го режима излучения с пиковой мощностью до 200 кВт и регулированием

длительности в диапазоне от 300 до 1200 мкс. В качестве мишеней были использованы диски из нержавеющей стали, закрепленные на оси двигателя. В результате увеличения скорости вращения (вплоть до максимальной — 22000 об/мин) наблюдались развернутые картины процесса испарения материала мишени. Сопоставление осциллограмм импульсов излучения и снимков поверхности позволило выявить характер взаимодействия лазерного излучения с материалом мишени в зависимости от плотности мощности и формы импульса излучения.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что с увеличением мощности излучения после достижения порога воздействия наблюдается сплошной след испарения, соответствующий плотности мощности  $I = 2-6$  МВт/см<sup>2</sup>. В этом случае наблюдается режим эрозивного испарения, который переходит в режим лазерного плазмотрона. При этом в области фокального пятна возбуждается оптический разряд, который поглощает значительную часть энергии, однако характер взаимодействия остается непрерывным. Далее была найдена граница перехода ( $I > 6$  МВт/см<sup>2</sup>) от непрерывного испарения к пульсирующему. Кроме того, нами впервые показан процесс перехода пульсирующего испарения обратно к непрерывному, что является принципиально новым явлением. Исходя из анализа развернутой картины перехода можно судить об образовании экранирующего плазменного ступака и изменении его коэффициента прозрачности в зависимости от нарастающей мощности излучения. Полученные сведения позволяют судить об однородности силового воздействия излучения с  $I > 10$  МВт/см<sup>2</sup> на движущуюся с высокой скоростью мишень.

## ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ОБЛУЧАЕМЫХ МОЩНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ С РАЗЛИЧНОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

*Янковский Г.М.<sup>\*1</sup>, Борисенко Н.Г.<sup>2</sup>, Гаврилов В.В.<sup>1</sup>,  
Гольцов А.Ю.<sup>1</sup>, Димитренко В.В.<sup>1</sup>, Ковальский Н.Г.<sup>1</sup>,  
Кондрашов В.Н.<sup>1</sup>, Меркульев Ю.А.<sup>2</sup>, Медовщиков С.Ф.<sup>1</sup>,  
Халенков А.М.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup> ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, <sup>2</sup> ФИАН, Москва,

<sup>3</sup> ЦНИИ МО РФ, Юбилейный

\*gyankovskii@mail.ru

На установке «Мишень» проводятся исследования взаимодействия мощных лазерных импульсов с объемно-структурированными средами низкой плотности (1–30 мг/см<sup>3</sup>), перспективными 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 с различной микроструктурой. Исследования проводились при следующих условиях облучения мишеней: длина волны излучения 1.053 мкм; энергия лазерного импульса до 100 Дж в импульсе длительностью  $\sim 3$  нс с фронтом нарастания 0.3 нс; средняя плотность светового потока на поверхности облучаемой мишени варьировалась в диапазоне  $10^{13}-10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Облучению подвергались плоские мишени толщиной 100–400 мкм с плотностью 1–30 мг/см<sup>3</sup>, изготовленные из агара и вспененного полистирола. Обнаружено влияние средней плотности и микроструктуры материала мишени на процессы, от-

ветственные за поглощение и рассеяние лазерного излучения. В экспериментах с мишенями из агара средней плотности от 10 до 30 мг/см<sup>3</sup> обнаружено подавление процессов рассеяния в субкритической области плазмы. В экспериментах по облучению мишеней из пенополистирола средней плотности от 1 до 30 мг/см<sup>3</sup> и агара средней плотности от 1 до 5 мг/см<sup>3</sup> рассеяние происходит в области плазмы с плотностью от приблизительно четверть критической до критической.

Исследованы возможности диагностики параметров плазмы в области с критической плотностью, а также диагностики гомогенизации плазмы пористых мишеней.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №04-02-17335, 04-02-17336 и 05-02-16856) и фонда «Научный потенциал».

## ДЕЙСТВИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ХЛОРИД НАТРИЯ

*Савинцев А.П.*

*КБГУ, Нальчик*

*pnr@kbsu.ru*

Создание тераваттных лазеров привело к активному развитию физики сильных и сверхсильных световых полей, тесно связанной с физикой экстремальных состояний вещества.

В работе [1] были изучены критические напряженности электрического поля и плотности мощности порога лучевой деструкции поверхности стекла, сапфира и ряда других оптических материалов, облучаемых лазерными импульсами длительностью порядка 200 фс. Было получено, что для таких лазерных импульсов и материалов критические напряженности электрического поля составляют 60–100 ГВ/см, а плотности мощности — 10–28 ТВт/см<sup>2</sup>.

В нашей работе исследовалась деструкция фемтосекундными лазерными импульсами поверхности различных граней хлорида натрия [2]. Эксперименты проводились в Центре коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» ИТЭС ОИВТ РАН на тераваттной фемтосекундной лазерной системе на хром-форстерите [3]. Лазерные импульсы на длине волны 1240 нм, длительность 80 фс падали на поверхность диэлектрика под углом 35 градусов. Было найдено, что лазерная деструкция поверхности хлорида натрия импульсами длительностью 80 фс происходит при критической плотности мощности, сравнимой с [1]. Наши данные являются дополнительной информацией к приведенной для NaCl в [4] зависимости критической напряженности электрического поля от длительности лазерного импульса в интервале 10 нс–15 пс.

Автор выражает благодарность Ашиткову С.И. за помощь в проведении экспериментов и Агранату М.Б. за плодотворное обсуждение результатов эксперимента.

1. von der Linde D., Schuler H. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V.13. №1. P.216.
2. Савинцев А.П. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С.32.
3. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Комященко А.В., Овчинников А.В., Фортов В.Е. // Квантовая электроника. 2004. Т.34. №6. С.506.

**ПРОЦЕССЫ ФОТО- И ТЕРМОВОЗБУЖДЕНИЯ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ  
ОБРАБОТКАХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ**

*Баязитов Р.М.*

*КФТИ КазНЦ РАН, Казань*

*bayaz@kfti.knc.ru*

На примере имплантированного кремния проведено компьютерное моделирование процессов фото- и термовозбуждения при импульсной лазерной обработке тонкопленочных покрытий на полупроводниках и сопоставление результатов с экспериментальными данными. Расчеты проводились для излучения широко применяемых импульсных лазеров на длине волны 1.06 мкм, лежащей вблизи края собственного поглощения монокристаллического кремния, а для управления его прозрачностью проводилось охлаждение облучаемых структур вплоть до 77 К. При этом использовались две геометрии воздействия — со стороны имплантированного слоя и со стороны кристаллической подложки. В последнем случае фото- и термовозбуждение играет важную роль в экранировании и в повышении однородности действующего лазерного излучения [1].

Решалось одномерное уравнение термической диффузии с учетом пространственной неоднородности поглощения и фазовых переходов. Учитывались термическая генерация, фотогенерация и поглощение на неравновесных электронно-дырочных парах. Использовались известные для кремния температурные зависимости теплофизических, оптических и генерационных параметров [2]. Результаты расчетов показывают, что при воздействии излучением с длительностью 20 нс определяющее значение имеют: вначале поглощение в тонкопленочном материале, затем на фотогенерированной плотной (до  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) электронно-дырочной плазме, а затем в монокристаллическом нагретом кремнии, граничащем с тонкопленочным (имплантированным) материалом. Сопоставление с экспериментальными данными дает хорошее согласие в отношении энергетических порогов фазовых переходов, разрушения поверхности, перераспределения примесей из тонкопленочного материала в кристаллическую подложку.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий».

1. Bayazitov R.M., Galyautdinov M.F., Batalov R.I., Khaibullin I.B., Groetzchel R. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 1999. V.148. №1–4. P.317.
2. Meyer J.R., Kruer M.R., Bartoli F.J. // J. Appl. Phys. 1980. V.51. №10. P.5513.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР СЕЛЕНА В КОМПОЗИТАХ

*Савинцев Ю.П.<sup>\*1</sup>, Савинцева С.А.<sup>2</sup>, Шевченко В.С.<sup>1</sup>,  
Уракаев Ф.Х.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИМП СО РАН, <sup>2</sup>ИНХ СО РАН, Новосибирск

\*svs@uiggm.nsc.ru

Недавно была предсказана новая фундаментальная закономерность — существование диэлектрических структур, в которых свет аналогичен электрическому току в полупроводниках [1–3]. Эти материалы называют фотонными кристаллами [4]. Их внедрение обещает дать новый скачок в развитии информационных технологий и связи. Создаются фотонные микрочипы, где вместо электротока используется луч лазера. Компьютеры на их основе будут иметь параметры, намного превосходящие параметры современных полупроводниковых компьютеров. Наибольший интерес представляют фотонные кристаллы для видимой области (400–700 нм). Необходимо создание упорядоченных структур, имеющих высокий показатель преломления и размер частиц, соответствующий длине волны света. В этом плане проявляется интерес к элементарному селену. Селен имеет рекордно высокий показатель преломления равный 3.5 для d-линии натрия и может быть получен в виде коллоидных структур имеющих монодисперсный селен, соответствующий заданным величинам длин волн света [5, 6]. В связи с тем, что нами исследовались наноструктуры серы [7], химического аналога селена, представляло интерес провести подобные исследования и для селена. Для получения нанокомпозигов на основе селена использовались системы, аналогичные системам, исследованным нами для серы: 1 — раствор селена смешивался с растворами полимера и поверхностно активного вещества, полученные системы высушивались на гладких подложках. Полимерные композиты изучались методами электронной и оптической микроскопии; 2 — применялись также механохимические способы получения нанокомпозигов. Исследовалось воздействие лазерного излучения на стабильность нанокомпозигов и взаимопревращения модификаций селена.

Работа частично поддержана грантом РФФИ №05-05-64572.

1. Быков В.П. // Журн. квантовой электроники. 1975. Т.4. С.861.
2. Yablonovitch E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V.58. P.2059.
3. John S. // Phys. Rev. Lett. 1987. V.58. P.2486.
4. Lopez C. // Advan. Mater. 2003. V.15. P.1679.
5. Jeong U.Y., Xia Y.N. // Advan. Mater. 2005. V.17. P.102.
6. Tang Z.Y., Wang Y., Kotov N.A. // Advan. Mater. 2005. V.17. P.358.
7. Savintsev Yu.P., Shevchenko V.S., Urakaev F.Kh. // J. Crystal Growth. 2005. V.275. P.2345.

## ДИНАМИКА ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОТЖИГЕ ИМПЛАНТИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

*Ивлев Г.Д.\*<sup>1</sup>, Баязитов Р.М.<sup>2</sup>, Баталов Р.И.<sup>2</sup>, Гацкевич Е.И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИЭЛ НАНБ, Минск, Беларусь, <sup>2</sup>КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия

\*ivlev@inel.bas-net.by

Импульсные обработки кремния мощными лазерными пучками характеризуются высоким уровнем термо- и фотовозбуждения. Эти процессы играют основную роль при лазерном отжиге имплантированных слоев, определяют структуру, распределение примесей и электрофизические параметры микросхем. Исследование динамики возбуждения полупроводниковых кристаллов во время лазерных обработок позволяет прецизионно контролировать технологические операции, а также выявить физические механизмы процессов импульсной модификации.

Показано (расчеты и эксперимент), что даже при низкой плотности энергии импульса  $0.1 \text{ Дж/см}^2$ , что на порядок ниже порога плавления кремния (температура на превышает  $100^\circ\text{C}$ ), поглощение ИК излучения определяется высокоплотной электронно-дырочной плазмой с концентрацией до  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Временной спад концентрации обусловлен быстрыми каналами рекомбинации и практически повторяет форму возбуждающего импульса. При высоких уровнях возбуждения, соответствующих плавлению приповерхностного слоя, поглощение ИК излучения обусловлено температурным сужением запрещенной зоны кремния и временной спад связан с диффузией тепла вглубь кристалла.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИОННОЙ ДЕСТРУКЦИИ ПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ

*Шеманин В.Г.\*<sup>1</sup>, Чартий П.В.<sup>1</sup>, Воронина Э.И.<sup>1</sup>, Привалов В.Е.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>НПИ КубГТУ, Новороссийск, <sup>2</sup>СПбГПУ, Санкт-Петербург

\*pcv@nbkstu.org.ru

Исследование лазерной абляционной деструкции полимерных покрытий при мощном энерговыделении на мишени представляет интерес для разработки методов оценки и прогнозирования надежности или лучевой прочности этих покрытий [1, 2]. Поэтому целью настоящей работы является создание лабораторной лазерной абляционной станции для прогнозирования надежности полимерных покрытий при мощном лазерном энерговыделении на основе экспериментальных измерений значений пороговой плотности энергии этой деструкции.

Лабораторная лазерная абляционная станция была собрана на базе установки [1–3]. В этой Станции излучение двух YAG: Nd лазеров с импульсами длительностью 10 нс и 100 мкс и энергиями до 0.3 и 1.2 Дж на длине волны 1064 нм фокусировалось специальным объективом на поверхность полимерной мишени. Интенсивность собственного свечения плазмы регистрировалась тремя фотоумножителями типа ФЭУ-79 через световоды и светофильтры с максимумами на длинах волн 532, 308 и 720 нм [3]. Данные по лазерной абляционной деструкции проанализированы с использованием статистики Вейбула [1]. По результатам работ [2, 3] для полимерных образ-

цов из ПММА, эпоксидного компаунда и стиросила были выполнены расчеты зависимости надежности различных образцов  $Q$  от продолжительности облучения  $T$  и от плотности энергии  $F$ . Эти результаты позволяют прогнозировать надежность полимерного образца в зависимости от характера лазерного облучения без проведения большого объема экспериментальных измерений [1]. Кроме того, эти результаты могут стать основой для новых методов измерения пороговой плотности энергии лазерной абляционной деструкции для любых полимерных образцов, которые являются физическими константами для полимерных материалов [1, 3].

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., Charty P.V., Shemanin V.G. // Proc. SPIE. 2004. V.5447. P.234.

### ЗОНДИРОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА НА ЛАБОРАТОРНОМ ЛИДАРЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙНИЯ СВЕТА

*Воронина Э.И.<sup>\*1</sup>, Привалов В.Е.<sup>2</sup>, Чартий П.В.<sup>1</sup>, Шеманин В.Г.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>НПИ КубГТУ, Новороссийск, <sup>2</sup>СПбГПУ, Санкт-Петербург*

*\*dekan@nbkstu.org.ru*

Лидарные измерения концентрации молекулярного водорода в технологических газах различного состава вплоть до чистого водорода представляют интерес в связи с широким распространением  $H_2$  как теплоносителя и горючего вещества [1]. Для зондирования молекул водорода и его изотопов в атмосфере по комбинационному рассеянию света необходимо знание дифференциальных сечений комбинационного рассеяния света этими молекулами. С этой целью разработан и изготовлен лабораторный макет лидара комбинационного рассеяния для исследования зависимости мощности комбинационного рассеяния света чистого молекулярного водорода в направлении назад от расстояния зондирования и вычислено значение дифференциального сечения комбинационного рассеяния света молекулой водорода. Лабораторный лидар был построен на основе YAG:Nd-лазера, импульс которого длительностью 10 нс и энергией 10 мДж на длине волны 532 нм направлялся в специальную кювету с окнами под углом Брюстера, заполненную чистым водородом. Рассеянное назад излучение на длине волны 683.2 нм собиралось с расстояния до 2 м телескопом типа Ньютона на фотокатод ФЭУ-79. Импульс напряжения с ФЭУ, амплитуда которого пропорциональна мощности комбинационного рассеяния водорода, записывался на запоминающем осциллографе С8-17 и одновременно подавался на вход специальной измерительной системы для обработки полученных результатов. Решение лидарного уравнения [1] с параметрами лабораторного макета позволило получить значение дифференциального сечения комбинационного рассеяния молекулами водорода при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Это значение хорошо согласуется с данными [2] и позволяет определять концентрацию молекулярного водорода в газовой смеси.

1. Привалов В.Е., Смирнов В.Б., Шеманин В.Г. Препринт НИИ «Российский центр лазерной физики». С.-Пб.: СПбГУ, 1998. 20 с.
2. Шеманин В.Г., Юров Ю.Л. // Тезисы XVI Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Эльбрус, 2001. С.109.

## ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПЛОСКИХ МИШЕНЕЙ ИЗ ДИСПРОЗИЯ, ГЕРМАНИЯ И ЗОЛОТА С ПОМОЩЬЮ ИЗОГНУТОГО МНОГОСЛОЙНОГО ЗЕРКАЛА

*Субботин А.Н.\* , Лобанова Ю.Л.*

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров*

*\*subbotin@otd470.vniief.ru*

В работе представлены результаты спектральных измерений рентгеновского излучения (РИ) горячей многозарядной плазмы из Ge-, Dy- и Au-мишеней спектрографом на базе изогнутого Ni/C многослойного зеркала и изогнутого кристалла КАР. На лазерной установке ИСКРА-5 исследовалась зависимость выхода и спектра РИ в интервале энергий квантов 1.15–2.65 кэВ при различных уровнях облучения мишени лазерным излучением на второй гармонике йодного лазера с длиной волны 0.66 нм. Расчеты проводились с помощью программы СС9.

В опытах с Ge-мишенями спектры, зарегистрированные при помощи зеркала и кристалла КАР, по форме имеют удовлетворительное согласие. Наблюдается серия линий РИ в диапазоне от 1.2 до 1.5 кэВ, соответствующая переходам 2р-3s, 2р-3d, 2s-3р [Ne]-подобных ионов Ge<sup>+22</sup>. В измерениях с Dy-мишенью получено удовлетворительное согласие по форме экспериментальных и расчетных спектров в диапазоне 1.4–2.3 кэВ. В спектральной области 1.15–1.4 кэВ в расчете отсутствует группа линий в области ~ 1.3 кэВ, наблюдаемая спектрографами.

В измерениях с Au-мишенью имеется удовлетворительное согласие в форме и положении пиков РИ для расчетных и экспериментальных спектров в области 2.4–2.7 кэВ. Отличие в форме спектров наблюдается в областях ниже 2.2 кэВ: в расчетном спектре отсутствуют пики РИ в районе 2.1 кэВ.

Одномерные расчеты динамики плазмы, проведенные в плоской геометрии в рамках приближения неравновесной газодинамики, имеют удовлетворительное согласие по форме спектров ярких линий РИ. Разногласия в поведении спектров, скорее всего, связаны с упрощенной моделью расчетов, не учитывающей L-расщепление уровней.

## AUGMENTATION OF RADIATION INTENSITY IN QUASI-SPHERICAL DOUBLE LINER/DYNAMIC HOHLRAUM

*Zakharov S.V.\* , Smirnov V.P.*

*РНИЦ КИ, Москва*

*\*zakharov@nfi.kiae.ru*

In ICF based on dense Z-pinches the energy of radiation flux on a capsule considerably grows, if it is placed into a cavity of the Double Liner, also referred to as

Dynamic Hohlraum for the property to confine the energy of radiation generating during impact of plasma shells (liners). The concept of Double Liner/Dynamic-Hohlraum has been confirmed in general in a number of experiments on the generator Angara-5-1 and on the accelerator Z-machine. It has been shown that high intensity thermal X-ray radiation was generated at the moment of impact of liners, confined inside liners and essentially amplified. It should be mentioned that in recent experiments with Dynamic Hohlraum on the Z-machine the outstanding results were achieved: The brightness temperature of radiation was above 220 eV, and the energy absorbed by capsule is estimated as 40 kJ, which surpasses all results achieved in prior indirect-drive laser-driven experiments. To increase the conversion efficiency of magnetic energy to radiation in Double Liner/Dynamic-Hohlraum and to approach closer to ignition conditions we suggest the concept of implosion of quasi-spherical double liner. Due to special mass distribution in liners it is possible to realize almost spherical implosion. Axial cumulating of liner kinetic energy and more efficient radiation energy confinement allow augmentation of radiation intensity on the capsule with respect to cylindrical case under the same driver conditions. The most critical issue for the spherical implosion is the influence of Rayleigh-Taylor (RT) instability on the liner kinetic energy conversion and radiation energy confinement efficiency, it is considered in details. A mass redistribution inside the intermediate liner allows significant reduction and correction of distortions produced by the RT instability during implosion of the outer liner. A phenomenon of energy confinement and enhancement of radiation intensity due to trapping of radiation generated by the shock wave during the impact of the liners is examined. On the basis of the developed physical model of non-LTE plasma using the RMHD code ZETA the modeling of the dynamics of quasi-spherical Double Liner/Dynamic-Hohlraum and generation of radiation in two-dimensional geometry is performed and liner configuration is optimized.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОЙ ЛИНИИ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ В РАМКАХ ПРОЕКТА ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА ОСНОВЕ Z-ПИНЧЕЙ**

*Черненко А.С.<sup>\*1</sup>, Ананьев С.С.<sup>1</sup>, Бакшаев Ю.Л.<sup>1</sup>, Бартов А.В.<sup>1</sup>,  
Блинов П.И.<sup>1</sup>, Казаков Е.Д.<sup>1</sup>, Калинин Ю.Г.<sup>1</sup>, Кингсеп А.С.<sup>1</sup>,  
Королев В.Д.<sup>1</sup>, Смирнов В.П.<sup>1</sup>, Устроев Г.И.<sup>1</sup>, Сасоров П.В.<sup>2</sup>,  
Ткаченко С.И.<sup>3</sup>, Olson C.L.<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>РНЦ КИ, Москва, Россия, <sup>2</sup>ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва, Россия,

<sup>3</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>4</sup>SNL, Albuquerque, USA

*\*chernenko@dap.kiae.ru*

Основой для представленной серии работ явился проект лабораторий «Сандия» термоядерного реактора на быстрых Z-пинчах, работающего в частотном режиме [1]. 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/см<sup>2</sup>. Целями экспериментов были: 1 — исследование возникновения и динамики приэлектродной плазмы и её влияния на транспортировку энергии; 2 — тестирование МГД кода NPINCH, описывающего поведение приэлектродной

плазмы. 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 (МИВЛ) может приводить к потере передающих свойств МИВЛ по причине перезакоротки вакуумного промежутка плазмой. Для оценки возможных последствий названных эффектов были проведены одномерные МНД расчеты взрыва электродов и последующего разлета плазменного слоя с учетом УРС для металла и плазмы и определены основные параметры плазменного слоя, а также проведены экспериментальные исследования протекания импульсного тока с высокой линейной плотностью по тонкой фольге, моделирующей МИВЛ.

Работа поддержана контрактами Лаборатории «Сандия»–РНЦ «Курчатовский институт» №346778 и 449961, а также грантом РФФИ–Росатом №05-02-08061-офи э, а так же грантом РФФИ №05-02-17339 и «Научная школа» НШ-2292-2003-2.

1. Olson L., Quintenz J.P., Matzen M.K., *et al.* // Proc. 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Saint Petersburg, Russia, July 18-23, 2004, WE-17-01. P.225.

## ПАУЗА ТОКА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ТОНКИХ ПРОВОЛОЧЕК И МЕХАНИЗМ ЕЕ ПРЕРЫВАНИЯ

*Романова В.М.\*<sup>1</sup>, Пижус С.А.<sup>1</sup>, Ткаченко С.И.<sup>2</sup>,  
Тер-Оганесьян А.Е.<sup>1</sup>, Мингалеев А.Р.<sup>1</sup>, Шелковенко Т.А.<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*vmr@inbox.ru*

Исследовался электрический взрыв тонких проволочек в воде и воздухе. При взрывах медных и никелевых проволочек наблюдалась пауза тока с практически нулевым его значением в межэлектродном промежутке и почти постоянным напряжением (значение  $U_p$  приблизительно на 15–20% ниже величины выбранного начального напряжения  $U_0$ ), длительность паузы зависит от начального напряжения, материала проволочки и среды.

Получены оптические теневые и шлирен изображения с помощью лазерного зондирования при взрыве 25-ти микронной медной проволочки в воздухе. На изображениях наблюдались характерные стадии процесса взрыва. Условно можно выделить следующие стадии: 1 — формирование разрядного канала; 2 — пауза тока; 3 — фаза проводимости. Прерывание паузы тока происходит в результате пробоя продуктов взрыва проволочки, причем на этой стадии на оптических изображениях хорошо различимы продольные неоднородности. Эти продольные неоднородности могут быть связаны с каналами протекания тока, поскольку в этих местах должны быть значительные градиенты температуры, которые могут влиять на коэффициент преломления. При заметном снижении тока эти мелкомасштабные неоднородности температуры быстро выравниваются за счет потерь на излучение.

Работа поддержана грантами МНТЦ №2151 и РФФИ №04-02-17292 и 05-02-17533.

## МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСА ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ТОНКИХ ПРОВОЛОЧЕК

*Ткаченко С.И.<sup>\*1</sup>, Пикуз С.А.<sup>2</sup>, Романова В.М.<sup>2</sup>,  
Тер-Оганесян А.Е.<sup>2</sup>, Мингалеев А.Р.<sup>2</sup>, Шелковенко Т.А.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, <sup>2</sup>ФИАН, Москва

\*svt@ihed.ras.ru

При электрическом взрыве одиночных проволочек в широком диапазоне начальных условий исследована стадия потери проводимости и процессы, сопровождающие ее. Проведены эксперименты по электрическому взрыву проволочек микронных размеров при амплитуде тока до 10 кА и скорости его нарастания до 50 А/нс. В наносекундном диапазоне времен измерены электрические параметры разряда при взрыве проволочек в воздухе. На основе математической модели исследуется влияние начальных условий на процесс обрыва тока и возникающее при этом перенапряжение на разрядном промежутке. Приводится сравнение расчетных и экспериментальных данных для широкого класса экспериментов.

Работа поддержана грантами МНТЦ №2151 и РФФИ №04-02-17292 и 05-02-17533.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТОКА С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

*Кускова Н.И.*

*ИИПТ НАН Украины, Николаев, Украина*

*kuskova\_55@mail.ru*

Импульсный нагрев веществ является основным методом их исследования в экстремальных состояниях. Однородный разогрев вещества импульсным током позволяет изучать теоретически и экспериментально физические процессы, происходящие в результате взаимодействия мощных импульсов тока с веществом. Результаты исследования новых материалов, получаемых вследствие фазовых превращений вещества при электроразрядных процессах, дают возможность косвенно судить о термодинамических условиях их синтеза. Взаимодействие мощных импульсов тока с конденсированным веществом может происходить в два этапа — сначала нагрев, плавление и испарение вещества в равновесном состоянии, а затем (при повторном пробое газа) неравновесные процессы ионизации и конденсации. Синтез новых материалов может происходить как на первом этапе взаимодействия, так и на втором — послеразрядном. В первом случае, если условия «заковки» новой фазы не будут соблюдены, то могут произойти обратные фазовые превращения, а в материале останутся только «следы» новых фаз.

Показано, что при нагреве цилиндрического графитового проводника мощным импульсом тока в центральной части расплавленного проводника могут быть достигнуты высокие температуры и давления, при которых возможен синтез алмаза. Электронно-микроскопическими исследованиями нанопорошкового материала установлено, что в порошковой пробе содержатся три структурные составляющие. Можно предположить, что в исследованных условиях электроразрядной обработки графита происходит следующая

последовательность структурных превращений: а) деформационное фазовое превращение графит–алмаз (конечная фаза представлена тонкими пластинами, nasledующими пластинчатую форму частиц графита; в этих пластинах, в большинстве случаев, содержатся зёрна нанометрического диапазона); б) фазовое превращение алмаз–графит.

## АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ МЕТАЛЛОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*Уйманов И.В.\*<sup>1</sup>, Месяц Г.А.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург, <sup>2</sup>ФИАН, Москва

\*uimanov@ier.uran.ru

В последнее время достигнут большой прогресс в разработке сильноточных импульсных устройств с взрывоэмиссионными катодами, работающих в субнаносекундном диапазоне [1]. Время задержки до взрыва в таких устройствах должно составлять десятки или даже единицы пикосекунд. В настоящее время пикосекундный пробой вакуумных промежутков практически не исследован. С другой стороны было показано [2], что в наносекундной области в условиях хорошего вакуума и чистых электродов процесс взрывной электронной эмиссии инициируется током автоэлектронной эмиссии. Если предположить, что и в пикосекундном диапазоне механизм пробоя будет таким же, то для достижения пикосекундных времен задержки до взрыва необходима плотность автоэмиссионного тока более  $10^{10}$  А/см<sup>2</sup>. Применимость теории Фаулера–Нордгейма и ее следствий ограничивается полями  $\sim 10^8$  В/см. Однако такие поля не способны обеспечить столь большую плотность автоэмиссионного тока. С другой стороны теории автоэлектронной эмиссии для более высоких полей на сегодняшний день не существует, что в значительной степени затрудняет моделирование предпробойных явлений. Представленная работа направлена на построение самосогласованной теории автоэлектронной эмиссии из металлов в сильных электрических полях с учетом электронной структуры поверхности металла и экранировки внешнего электрического поля пространственным зарядом квантового двойного слоя и эмитированных электронов. В основе модели лежит самосогласованное описание реакции неоднородной хартри–фоковской системы электронов на внешнее электрическое поле в рамках модели однородного положительного фона решетки. Показано, что когда напряженность внешнего электрического поля вблизи поверхности становится сравнимой с напряженностью поля двойного электрического слоя происходит резкое уменьшение высоты потенциального барьера. Это, в свою очередь, приводит к более быстрому возрастанию плотности автоэмиссионного тока в области сильных полей, чем это следует из традиционной теории Фаулера–Нордгейма.

1. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т.175. №3.
2. Mesyats G.A. Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark and the Arc. Moscow: Nauka, 2000.

## РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ОДИНОЧНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Пикуз м.л. С.А.\*<sup>1</sup>, Ефремов В.П.<sup>1</sup>, Розмей О.Н.<sup>2</sup>,  
Фертман А.Д.<sup>3</sup>, Коростий С.<sup>2</sup>, Блажевич А.<sup>2</sup>, Фортвов В.Е.<sup>1</sup>,  
Хоффманн Д.Х.Х.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,  
<sup>2</sup>ГСИ (GSI), Дармштадт, Германия, <sup>3</sup>ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва, Россия  
*\*pikuz@mem3.phys.msu.ru*

Исследован процесс воздействия тяжелых ионов с энергией 100–550 МэВ на конденсированные среды различной плотности. Представлены результаты экспериментальных исследований на линейном ускорителе UNILAC (GSI, Дармштадт) по торможению ионов Ni, Ca и Mg с исходной энергией в диапазоне от 11.4 до 4.7 МэВ/нуклон до полной остановки внутри твердотельного алюминия, кварца и кварцевых аэрогелей со средними плотностями 0.04 и 0.023 г/см<sup>3</sup>. Поток ионов составлял крайне малую величину 10<sup>12</sup> с<sup>-1</sup> при пятне фокусировки на входной границе среды 4 мм<sup>2</sup>, что позволяет рассматривать весь процесс как статистику актов взаимодействия одиночных ионов с невозбужденным веществом. Примененный диагностический метод основан на спектрально разрешенном наблюдении излучения переходов электронов на К-оболочку в многозарядных ионах облучаемой среды, с пространственным разрешением вдоль направления распространения пучка. Основными преимуществами метода являются как характерное время наблюдаемых излучательных переходов (порядка 30–50 фс), так и довольно низкий коэффициент поглощения излучения с энергией 1.5–2 кэВ в исследуемой среде, что позволяет получать информацию напрямую из области взаимодействия внутри конденсированной среды на первых десятках фемтосекунд после возбуждения. Зарегистрировано перераспределение относительных интенсивностей групп линий, излученных ионами с различной степени ионизации L-оболочки по мере торможения пучка ионов в веществе. Построены зависимости содержания различных зарядовых состояний вблизи оси трека тяжелого иона от его скорости и величины удельного энерговклада. Определены величины сдвигов положения групп спутников по спектру в длинноволновую сторону относительно табличных значений для длин волн наиболее вероятных переходов в изолированном атоме. С использованием реперных линий в спектре, с высокой точностью построена зависимость величины сдвига от зарядового состояния излучающих ионов.

**О ПЛАЗМЕННОЙ МОДЕЛИ РЕЛАКСАЦИИ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ, СОЗДАВАЕМОГО ОДИНОЧНЫМИ  
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ**

*Ефремов В.П., Норман Г.Э., Пикуз м.л. С.А.\*, Скобелев И.Ю.,  
Фаенов А.Я.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*pikuz@mem3.phys.msu.ru*

Обсуждается возможность трактовки состояния среды, возникающего при взаимодействии одиночных тяжелых ионов с конденсированными средами, как неравновесной плазмы. На первом этапе рассмотрена стадия первичного энерговысвобождения в среде, проходящего посредством возбуждения, ионизации и ускорения электронной компоненты вещества мишени кулоновским полем ионов с энергией 100–550 МэВ [1, 2]. Выделены пространственные области и вероятности ионизации различных электронных оболочек, в результате чего сделаны оценки средней степени первичной ионизации, плотности и энергии ансамбля ионизованных электронов.

Рассматривается предположение о твердотельной плотности свободных энергетичных электронов вблизи оси трека тяжелого иона. Обсуждается радиационная кинетика наблюдаемых переходов при различных значениях электронной температуры с учетом временной зависимости, состояния и населенности возбуждаемых уровней атомов мишени. Опираясь на сравнительный анализ модельных и полученных ранее экспериментальных спектров излучения атомов кремния и алюминия, определен интервал значений электронной температуры среды (40–90 эВ) в области трека иона на первых 5–20 фс. Зарядовый состав излучающих атомов описывается воздействием на них энергетичных электронов.

Предлагается использовать молекулярно динамическое моделирование эволюции возбуждения электронной компоненты, для которого в качестве начальных условий использованы параметры области первичной ионизации кулоновским полем тяжелого иона. Благодаря этому, для времен, за которые совершаются наблюдаемые переходы на К-оболочку, могут быть получены данные о плотности и температуре электронного ансамбля, окружающего излучающие атомы.

1. Efremov V.P., Pikuz Jr. S.A., Faenov A.Ya., et al. // JETP Letters. 2005. V.81. P.468.
2. Pikuz Jr. S.A., Efremov V.P., Rosmej O., et al. // J. Phys. A. 2006.

## ПРОТОННАЯ РАДИОГРАФИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

*Голубев А.А.\*<sup>1</sup>, Трутнев Ю.А.<sup>2</sup>, Михайлов А.Л.<sup>2</sup>,  
Шарков Б.Ю.<sup>1</sup>, Орешков О.В.<sup>2</sup>, Бурцев В.В.<sup>2</sup>, Руднев А.В.<sup>2</sup>,  
Волков А.А.<sup>2</sup>, Демидов В.С.<sup>1</sup>, Смирнов Г.Н.<sup>1</sup>, Демидова Е.В.<sup>1</sup>,  
Кац М.М.<sup>1</sup>, Марков Н.В.<sup>1</sup>, Туртиков В.И.<sup>1</sup>, Фертман А.Д.<sup>1</sup>,  
Сотсков Е.А.<sup>2</sup>, Сеньковский Н.В.<sup>2</sup>, Невмержицкий Н.В.<sup>2</sup>,  
Комрачков В.А.<sup>2</sup>, Панов К.Н.<sup>2</sup>, Гайдаш С.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва, <sup>2</sup> РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

\*Alexander.Golubev@itep.ru

Работы по применению протонного пучка для радиографии были начаты около 40 лет назад в США. Первые сообщения о работах, выполняемых в этом направлении в СССР, появились в начале 70-х. В последние годы проведен ряд экспериментов, которые выводят протонную радиографию на значительно более высокий технологический уровень. В конце девяностых годов в США продемонстрировано, что отрицательные эффекты, связанные с многократным рассеянием протонов, можно подавить, если между объектом и регистрирующим устройством поставить систему магнитных линз. В докладе представлено описание экспериментальной установки и первые экспериментальные результаты по протонной радиографии оптически непрозрачных объектов с применением магнитооптической системы формирования изображения на установке «ПУМА» ускорительно-накопительного комплекса ТВН-ИТЭФ с энергией протонного пучка 800 МэВ. Получены многокадровые изображения статических и динамических объектов с временным разрешением 20 нс в однокадровом и двукадровых режимах. Кроме того, в работе проводились исследования влияния на качество получаемых изображений промежуточных коллиматоров протонного пучка, включая Ферма коллиматоры.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Николаев Д.Н.<sup>\*1</sup>, Варенцов Д.В.<sup>2</sup>, Кулиш М.И.<sup>1</sup>, Терновой В.Я.<sup>1</sup>,  
Udrea S.<sup>2</sup>, Нуг А.<sup>2</sup>, Шилкин Н.С.<sup>1</sup>, Голубев А.А.<sup>3</sup>, Грязнов В.К.<sup>1</sup>,  
Ломоносов И.В.<sup>1</sup>, Минцев В.Б.<sup>1</sup>, Tahir N.A.<sup>4</sup>, Туртиков В.И.<sup>3</sup>,  
Фертман А.Д.<sup>3</sup>, Фортвов В.Е.<sup>1</sup>, Hoffman D.H.<sup>4</sup>, Шарков Б.Ю.<sup>3</sup>,  
Шутов А.В.<sup>1</sup>, Ni P.A.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия, <sup>2</sup>TUD, Darmstadt, Germany,

<sup>3</sup>ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва, Россия, <sup>4</sup>GSI, Darmstadt, Germany

\*nik@fcr.ac.ru

В настоящем докладе представлены последние результаты экспериментов по исследованию теплофизических и транспортных свойств веществ, находящихся в состояниях с высокой концентрацией энергии. Генерация исследуемых состояний осуществлялась с помощью нагрева мишеней интенсивным пучком тяжелых ионов на ускорителе SIS-18, GSI, Дармштадт, Германия. Пучок ионов  $^{238}\text{U}$  с начальной энергией 350 МэВ/нуклон,  $(1-2) \cdot 10^9$  частиц в 115–250 нс импульсе были использованы для нагрева мишеней в форме фольги и проволоки из свинца, вольфрама, олова, алюминия, а так же пресованных таблеток из диоксида урана с плотностью 90% от нормальной. При этом уровень концентрации удельной энергии в веществе достигал  $\sim 4$  кДж/г. Основными методиками диагностики генерируемых состояний вещества являлись скоростной многоканальный пирометр и интерферометр смещения. В экспериментах регистрировалось излучение нагретого образца на нескольких длинах волн, спектр излучения, проводилась теневая съемка процесса расширения образца. Для измерения давления при взаимодействии расширяющихся паров металла с сапфировым окном мишени применялся лазерный доплеровский интерферометр. В отдельных экспериментах измерялась электропроводность материала в процессе нагрева и расширения. Регистрация излучения пирометром в диапазоне длин волн 550–1500 нм на 6–10 каналах одновременно позволила рассчитать яркостную и цветовую температуры, оценить излучательную способность образца в каждый момент времени, используя модели серого тела и линейной зависимости излучательной способности от длины волны. В экспериментах достигнуты температуры до  $10^4$  К, давления в несколько килобар и плотности до 0.01 от нормальной. В ряде экспериментов проводилась регистрация состояния на кривой кипения и внутри двухфазной области жидкость–пар.

Работа выполнена при поддержке проектов МНТЦ №2107, INTAS-GSI №03-54-4254, программы президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий».

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ФОЛЬГАМИ-МИШЕНЯМИ

*Шутов А.В.<sup>1</sup>, Варенцов Д.В.<sup>2</sup>, Кулиш М.И.<sup>1</sup>, Ни П.А.<sup>2</sup>,  
Николаев Д.Н.<sup>1</sup>, Терновой В.Я.<sup>1</sup>, Удреа Ш.<sup>2</sup>, Хуг А.<sup>2</sup>,  
Шилкин Н.С.<sup>1</sup>, Голубев А.А.<sup>3</sup>, Грязнов В.К.<sup>1</sup>, Ломоносов И.В.<sup>1</sup>,  
Минцев В.Б.<sup>1</sup>, Тахир Н.А.<sup>2</sup>, Туртиков В.И.<sup>3</sup>, Фертман А.Д.<sup>3</sup>,  
Фортвов В.Е.<sup>1</sup>, Хоффманн Д.Х.Х.<sup>2</sup>, Шарков Б.Ю.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия, <sup>2</sup>ГСИ (GSI), Дармштадт, Германия,  
<sup>3</sup>ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва, Россия

\*shutov@fcip.ac.ru

В последнее время в GSI значительно увеличили достижимый уровень внутренней энергии в мишени от энерговклада пучка, благодаря большей фокусировке пучка, используя пучки с теми же остальными параметрами, что и в 2004 году. В настоящей работе 2D кодом BIG2 [1] с использованием широкодиапазонных УРС [2] и данных по тормозной способности ионов из кода SRIM [3] проведено численное моделирование выполненных экспериментов [4] по нагреву и разлету фольг-мишеней под действием пучка.

В этих экспериментах были зафиксированы более высокие температуры и скорости разлета мишеней, чем в экспериментах с пучками, сфокусированными по старой методике. Численное моделирование также показало увеличение уровня температуры плотной части мишени с 3000–3500 К до 14000–15000 К и скорости разлета мишени с 1 до 2 км/с.

Работа выполнена при поддержке проектов МНТЦ №2107, INTAS-GSI №03-54-4254, программы президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий».

1. Fortov V.E., Goel B., Munz C.-D., Ni A.L., Shutov A.V., Vorobiev O.Yu. // Nuclear Science and Engineering. 1996. V.123. P.169–189.
2. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортвов В.Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.
3. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985.
4. Николаев Д.Н. и др. // Этот сборник.

## ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ФОЛЬГИ

*Ким В.В.\*, Ломоносов И.В., Шутов А.В.*

*ИПХФ РАН, Черноголовка*

\*kim@fcip.ac.ru

В настоящей работе для трехмерного численного моделирования экспериментов проводимых в Институте тяжелых ионов GSI (Дармштадт, Германия) совместно используется метод индивидуальных частиц в ячейках и параллельных алгоритм трассировки траекторий трехмерного ионного пучка [1]. В расчетах используются табличные широкодиапазонные УРС металлов [2] и данные по тормозной способности ионов полученные из SRIM [3].

Проведена серия расчетов в постановках используемых в экспериментах по нагреву металлических фольг ионным пучком [4].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке МНТЦ (№2107), INTAS-GSI (№03-54-4254) и программы Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий».

1. Ким В.В., Ломоносов И.В., Острик А.В., Султанов В.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2003. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2003. С.80–82.
2. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортов В.Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.
3. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The stopping range of ions in solids. New York: Pergamon Press, 1985.
4. Николаев Д.Н. и др. // Этот сборник.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАССЕЯНИЯ И ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПЛОСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПРЕГРАД**

*Острик А.В.\*<sup>1</sup>, Грибанов В.М.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка, <sup>2</sup>ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад*

*\*aost@zmail.ru*

В настоящее время при численных исследованиях многомерных нестационарных процессов (газодинамики разлета испаренной части преграды и волновых процессов в конденсированной), сопровождающих облучение преграды пучком тяжелых ионов, объемное энерговыделение рассчитывается, как правило, без учета процессов рассеяния ионів и перераспределения энергии вторичными частицами (гамма-квантами, нейтронами и электронами). Помимо физического обоснования справедливости такого приближения для высокоэнергетических тяжелых ионов важным аргументом при выборе модели энерговыделения в ряде случаев выступает сложность совместного расчета нестационарных процессов и переноса ионов в преграде с учетом их рассеяния и образования вторичных частиц. Поэтому представляет интерес исследовать влияние этих факторов на нестационарные процессы в одномерной задаче, соответствующей облучению однородным пучком тяжелых ионов плоской многослойной преграды, когда расчет энерговыделения с учетом всех физически важных процессов взаимодействия частиц с атомами преграды может быть произведен предварительно (до численного моделирования газодинамического разлета и волновых процессов в конденсированной части преграды). Такая возможность обусловлена тем очевидным фактом, что в одномерном случае изменение плотности преграды не оказывает влияния на распределение энерговыделения по массовой координате.

В работе рассматривается влияние детальности описания процессов взаимодействия частиц с атомами, определяющих распределение энерговыделения от пучка тяжелых ионов, на волны напряжений и откольные разрушения в двухслойной преграде из стеклопластика и алюминия. Сравниваются и анализируются результаты, полученные по различным моделям разрушения (мгновенный откол при достижении растягивающим напряжением откольного значения, интегральный критерий откола, континуальная модель

с кинетикой роста микропор). Определены условия, при которых допустимо использование простейшей модели расчета распределения энерговыделения без учета процессов рассеяния ионов и образования вторичных частиц.

## **ЧИСЛЕННЫЙ КОД ДЛЯ РАСЧЕТА МНОГОКРАТНОГО КОМПЛЕКСНОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ И ЧАСТИЦ НА МНОГОСЛОЙНЫЙ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ГЕТЕРОГЕННЫЙ ПЛОСКИЙ ПАКЕТ**

*Ромадинова Е.А.\*<sup>1</sup>, Острик А.В.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, <sup>2</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*katysha1@zmail.ru*

Плоская многослойная гетерогенная преграда служит в качестве одной из основных моделей объекта воздействия при исследованиях многократного и комплексного действий излучений и частиц на несущие элементы конструкций летательных аппаратов и энергетических установок ядерного деления и термоядерного синтеза. Это обусловлено широким использованием многослойных тонкостенных оболочек в радиационно-стойких несущих конструкциях, простотой модели и возможностью ограничиться во многих случаях рассмотрением задачи в одномерной постановке, поскольку при достаточной удаленности источников излучений и частиц характерные размеры изменения параметров воздействующих факторов по пятну облучения существенно больше толщин несущих тонкостенных конструкций и сублимированного или испаренного при облучении материала. Одномерность геометрии позволяет рассмотреть задачу в наиболее общей постановке с учетом комплексности и многократности воздействия, а также с включением в численную модель большего числа физических процессов, влияющих на формирование зарядовых эффектов, теплового и механического действий излучений и частиц. Кроме того, использование общей одномерной модели объекта воздействия при рассмотрении различных физических процессов дает возможность единообразным образом организовать интерфейс кода и его взаимодействие с многообразием исходных параметров, баз данных и результатов численного моделирования.

Работа посвящена дальнейшему развитию и методам численной реализации моделей, предложенных в монографии [1], где также моделью объектов воздействия служит многослойная гетерогенная преграда. Целью работы является создание одномерного численного кода для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на плоский многослойный многофункциональный гетерогенный пакет. В качестве основного критерия при отборе моделей для включения в код принимается их практическая ценность.

1. Острик А.В. Термомеханическое действие РИ на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. М.: НТЦ «Информтехника», 2003.

## МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОННОГО И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛАМИ

*Волков Н.Б.\* , Лейви А.Я., Туровцева Ю.Е., Яловец А.П.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*nbv@ami.uran.ru*

Последние достижения в создании электронных ускорителей с пико- и субпикосекундной длительностью пучка, а также в получении мощного лазерного излучения фемто- и субпикосекундной длительности позволили обнаружить новые физические явления, в частности, генерацию быстрых частиц и мягкого рентгеновского излучения. Так как длительность импульса меньше времени релаксации электронов и фононов, а также времени электрон-фононной релаксации, неравновесная система электронов и фононов обладает пространственно-временной нелокальностью. Моделирование взаимодействия ультракоротких импульсов электронного и лазерного с металлом в рамках двухтемпературного приближения демонстрирует длительное существование ударно-волновых процессов после окончания импульса. При этом скорость деформации достигает  $10^9 \text{ с}^{-1}$ , что указывает на необходимость учета генерации дефектов и микроразрушения при построении моделей релаксации возбужденного металла. Следует также учитывать, что возбужденный металл при ультракоротких длительностях воздействия по свойствам «ближе» к полупроводнику или диэлектрику, чем к металлу в нормальных условиях. Мощный пикосекундный электронный пучок с субпикосекундными фронтами наряду с генерацией электрон-дырочной плазмы возбуждает плазмоны, фононы, а также дислокации. Интенсивное лазерное излучение поглощается при многофотонной генерации электрон-дырочной плазмы, в результате релаксации которой генерируются плазмоны и возникает сильная ленгмюровская турбулентность, являющаяся основным механизмом поглощения лазерного излучения в плазме. Предлагаемые кинетические и гидродинамические модели учитывают указанные физические явления. Проведено компьютерное моделирование и сравнение с экспериментом.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума УрО РАН в рамках программы фундаментальных междисциплинарных исследований, выполняемых совместно сотрудниками УрО, СО и ДВО РАН, и программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы плотной низкотемпературной плазмы», а также фонда «Научный потенциал».

# МИКРОСТРУКТУРА И ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР ДИСИЛИЦИД ЖЕЛЕЗА/КРЕМНИЙ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНЫМИ ИОННЫМИ И ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

*Баталов Р.И.<sup>\*1</sup>, Нурутдинов Р.М.<sup>1</sup>, Баязитов Р.М.<sup>1</sup>,  
Ивлев Г.Д.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>КФТИ КазНЦ РАН, Казань, Россия, <sup>2</sup>ИЭЛ НАНБ, Минск, Беларусь

*\*batalov@kfti.knc.ru*

Одним из подходов к созданию светоизлучающих структур на основе кремния (Si) является формирование гетероструктур дисилицид железа/кремний ( $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>/Si), излучающих в ближней ИК области (1.1–1.6 мкм). В настоящее время двумя основными методами формирования гетероструктур  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>/Si и светоизлучающих диодов на их основе являются молекулярно-лучевая эпитаксия и ионно-лучевой синтез. Оба метода включают длительные (до 20 ч) и высокотемпературные (до 950 С) обработки кристаллов Si, которые нежелательны в современной микроэлектронной технологии по причине неконтролируемой диффузии примесей (железо, бор, фосфор) по кристаллу. Воздействие на ионно-легированные слои Si мощными наносекундными лазерными и ионными пучками позволяет синтезировать слои  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> в матрице Si с пониженным уровнем дефектности и управлять профилем внедренных примесей с целью ограничения нежелательной диффузии вглубь кристалла.

В данной работе тонкопленочные гетероструктуры  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>/Si, а также р-п переходы на их основе были сформированы с использованием ионной имплантации примесей (железо, бор, фосфор), мощных импульсных воздействий, а также непродолжительного термического отжига. В результате импульсных воздействий синтезированы субмикронные слои дисилицида железа на кремнии с однородным по глубине химическим составом, определена пороговая концентрация примеси железа, при которой сегрегация примеси к поверхности подавляется ее диффузией вглубь кристалла. Путем имплантации гетероструктур  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>/Si низкоэнергетичными ионами бора получены слои  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> с дырочным типом проводимости. Полученные гетероструктуры обладают фото- и электролюминесцентными свойствами в ближней ИК области при температурах 77–300 К.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий» и гранта НОЦ КГУ (BRHE REC-007).

## МЕХАНИЗМ САМОИЗОЛЯЦИИ ПУЧКОВ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ИХ СКОЛЬЗЯЩЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

*Жиляков Л.А.<sup>\*1</sup>, Вохмянина К.А.<sup>2</sup>, Костановский А.В.<sup>1</sup>, Похил Г.П.<sup>2</sup>, Фридман В.Б.<sup>2</sup>, Тулинов А.Ф.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, <sup>2</sup>НИИЯФ МГУ, Москва

*\*lev@iht.mpei.ac.ru*

В последние годы проведен ряд экспериментов, в которых пучки взаимодействуют со стенкой диэлектрического канала [1–3]. Эти эксперименты указывают на возможность транспортировки и фокусировки пучков ускоренных заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов без каких либо элементов оптики. Такая возможность представляет большой практический интерес. Этот эффект является следствием самоорганизации системы пучок — диэлектрическая поверхность, заключающейся в том, что стенки канала заряжаются таким образом, при котором предотвращается дальнейшая зарядка, и пучки заряженных частиц изолируются от стенок. Отмеченное явление самоорганизации объясняется тем, что заряды на поверхности образуют двумерную кристаллическую решетку, имеющую гексагональную структуру — плоский кулоновский кристалл. Компьютерное моделирование показало, что на частицы пучка, движущиеся в поле кулоновского кристалла, действует однонаправленная градиентная сила (сила Миллера–Гапонова). Потенциал градиентной силы обеспечивает бесконтактное прохождение частиц пучка вдоль заряженной поверхности. Кроме того, расчеты показали, что для диэлектрического канала, имеющего аспектное отношение до нескольких сотен, велико значение краевых сил, образующих потенциальную яму в центре канала, что также обеспечивает изоляцию пучков от стенок. Для проверки правильности предложенной модели был проведен эксперимент, который показал, что плоский капилляр оказывает ориентирующее действие на пучок протонов. Этот факт свидетельствует об образовании упорядоченной структуры зарядов на внутренней поверхности плоского капилляра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №05-02-16007.

1. Stolterfoht N., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88. P.133201.
2. Nebiki T., et. al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2003. V.21. №5. P.1671.
3. Жиляков Л.А. и др. // Поверхность. 2003. №4. С.6.

## ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОБОВ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СМЕСЯХ И АНИЗОТРОПНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*Бакулин В.Н.<sup>\*1</sup>, Гончаров В.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИПРИМ РАН, <sup>2</sup>ЦП СЯС АВН, Москва

*\*vbak@yandex.ru*

При воздействии концентрированных потоков энергии (КПЭ) [1] на лентательные аппараты, в которых применяются анизотропные диэлектрики

и гетерогенные смеси, последние способны накапливать избыточный электрический заряд. При достижении электрическим зарядом пороговой величины, соответствующей электрической прочности материалов конструкции, может произойти ее электрический пробой, сопровождающийся образованием искрового канала в толще материала и протеканием различных физических процессов, влияющих на несущую способность конструкций [2]. Изучение электрофизических характеристик анизотропных диэлектриков и гетерогенных смесей в процессе воздействия КПЭ (см. [3] и др.) требует развития расчетно-экспериментальных методов исследования условий возникновения электрических пробоев, чему посвящена данная работа. Представлены результаты оценки условий возникновения электрических пробоев в гетерогенных смесях и анизотропных диэлектриках на основе измерения их электрофизических характеристик в условиях и вне воздействия излучений КПЭ и использования упрощенных расчетных моделей элементов конструкций. Показана локализация и динамика накопления объемного заряда до пробойной величины в исследуемых элементах конструкций при воздействии КПЭ различного вида.

Работа поддержана РФФИ (проект №04-01-00708).

1. Бакулин В.Н., Образцов И.Ф., Потопахин В.А. Динамические задачи нелинейной теории многослойных оболочек. Действие интенсивных термосиловых нагрузок, концентрированных потоков энергии. М.: Наука, Физматлит, 1998. 464 с.
2. Бакулин В.Н., Малков С.Ю., Гончаров В.В., Ковалев В.И. Управление обеспечением стойкости сложных технических систем. М.: Наука, Физматлит, 2006. 310 с.
3. Бакулин В.Н., Гончаров В.В., Малков С.Ю., Потопахин В.А. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004. Черногловка: ИПХФ РАН, 2004. С.79–80.

## СПЕКТРОМЕТР-МОНОХРОМАТОР ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МНОГОСЛОЙНЫХ ЗЕРКАЛАХ

*Иванов М.И.<sup>\*1</sup>, Александрин С.Ю.<sup>1</sup>, Буряков В.Л.<sup>1</sup>,  
Зайцев В.И.<sup>2</sup>, Волков Г.С.<sup>2</sup>, Карташов А.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>НИИИТ, Москва, <sup>2</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк

*\*aleksandrin\_s@rambler.ru*

Описывается рентгеновский спектрометр-монохроматор СМНР4, предназначенный для абсолютных динамических измерений спектра и полной энергии излучения плотной горячей плазмы с длительностью импульса менее 100 нс. Прибор имеет четыре независимых канала регистрации на основе сильнооточных ( $I_L > 1.5$  А) полупроводниковых (СРПД1) и вакуумных (СВРД3) рентгеновских быстродействующих детекторов. Центральный канал прибора является монохроматором, построенным по стандартной  $Q-2Q$  схеме измерений с возможностью оперативной перестройки длины волны регистрируемого излучения без нарушения вакуума. В качестве дисперсионных элементов используется набор сменных рентгеновских зеркал, позволяющих за серию импульсов измерять линейчатый спектр излучения в диапазоне энергий квантов от 0.05 до 1.5 кэВ с разрешением в пределах от

6 до 15 эВ.

Кроме канала-монокроматора прибор дополнительно имеет три широкополосных канала прямой регистрации для контроля стабильности и изменения уровня интенсивности излучения в разных участках спектра в общем энергетическом диапазоне от 0.02 до 10 кэВ. В субкэвном диапазоне используются детекторы СВРДЗ с катодами из Al или Au диаметром 6 мм, которые в сочетании с различными краевыми фильтрами обеспечивают избирательную регистрацию квантов с временным разрешением не хуже 0.2 нс. Для диапазона свыше 1 кэВ используются кремниевые p-i-n диоды СРПД1 с временным разрешением не более 2.5 нс.

Приводятся результаты динамических измерений спектра излучения микросекундного газового Z-пинча с током 250 кА и длительностью рентгеновского импульса от 20 до 50 нс. Измерения проводились с помощью зеркала W/Si для момента максимального сжатия азотного пинча. Зарегистрированы спектральные линии, соответствующие излучению H- и He-подобных ионов с максимумами интенсивности в области длин волн 2.48 и 2.9 нм соответственно.

## **МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИМПУЛЬСНОГО ГАММА- И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Александрин С.Ю.\* , Иванов М.И. , Буряков В.Л. ,  
Даниленко К.Н.*

*НИИИТ, Москва*

*\*aleksandrin\_s@rambler.ru*

Представлена информация о разработанных в НИИ Импульсной техники многоканальных высокочувствительных сцинтилляционных детекторах типа ССДИЗ4 и ССДИЗ6, предназначенных для регистрации импульсного нейтронного и гамма-излучения малой интенсивности в диапазоне энергий от 0.1 до 15 МэВ. Для снижения уровня флуктуаций выходного тока и повышения динамического диапазона регистрации в детекторах используются пластмассовые сцинтилляторы большого объема (1.2 литра для ССДИЗ6 и 7 литров для ССДИЗ4) в сочетании с несколькими ФЭУ (по 3 и 2 штуки, соответственно). Максимальная чувствительность каналов детекторов может независимо ранжироваться в пределах 2–3 порядков с помощью светофильтров и путем шунтирования диодов ФЭУ и ограничивается сверху допустимым уровнем статистических флуктуаций выходного сигнала (не более 10% при токе 0.1 А). Детекторы обеспечивают регистрацию импульсов излучения с максимальной длительностью до 30 мкс при временном разрешении каналов от 20 до 35 нс и максимальном линейном токе до 0.5 А. Детекторы имеют встроенные светодиоды для проверки их функционирования. Габаритные размеры и масса детекторов составляют, соответственно,  $\varnothing 17 \times 80$  см и 13 кг для ССДИЗ4 и  $\varnothing 14 \times 30$  см и 4 кг для ССДИЗ6.

## ВЫБОР ЭФФЕКТИВНОЙ ЗАЩИТЫ КОНСТРУКЦИЙ ОТ ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

*Метелкин С.Ю.\* , Грибанов В.М., Потапенко А.И.*

*12 ЦНИИ МО РФ, Сергеев Посад*

*\*misen@pochta.ru*

Действие излучения на преграду сопровождается интенсивным объемным энерговыделением, которое при определенных уровнях воздействия представляет определенную опасность, связанную с разрушением преграды и недопустимо малой кратностью ослабления. Проблема защиты в этом случае может быть решена за счет нанесения на поверхность слоя, эффективно поглощающего энергию излучения. Тогда рассчитав для заданных условий воздействия отношение кратности ослабления данного слоя к требуемой кратности для всех толщин и концентраций, легко определить минимальные затраты веса для достижения требуемой защиты. При увеличении действующего импульса возникает необходимость введения в защитный экран больших концентраций тяжелых элементов, которые эффективно поглощают жесткую часть спектра. В этом случае на поверхности может сформироваться импульс давления, который приведет к разрушению преграды. Расчеты зависимости от концентрации тяжелых элементов и массовых толщин защиты отношения кратности ослабления к требуемой и импульса давления к величине, приводящей к разрушению, позволяют определить минимальные затраты массы, обеспечивающих защиту преграды. Рассмотрены различные импульсы облучения, кратности ослабления и величины импульса давления, приводящие к разрушению преграды. Показано, что для малых уровней облучения импульс давления не достигает опасной величины и определение минимальных весовых затрат на защиту особенно просто. При больших импульсах облучения возникает необходимость вводить большие концентрации тяжелых элементов для достижения требуемой кратности ослабления, что, в свою очередь, приводит к формированию опасных для преграды импульсов давления. В этом случае необходимо снижать концентрацию тяжелых элементов и увеличивать массовую толщину защиты. Отметим, что импульс давления рассчитывался с использованием широкодиапазонного уравнения состояния с фазовыми переходами, при этом с увеличением концентрации тяжелых элементов возрастала плотность материала и уменьшалась теплота сублимации, что привело к нелинейной зависимости от концентрации тяжелых элементов относительных функций для импульса давления. Полученные данные позволяют легко выбрать защиту минимального веса для любых опасных импульсов давлений и требуемых кратностей ослабления.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУР  
В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ,  
УСТАНОВЛИВАЮЩЕГОСЯ ПРИ ОБЪЕМНОМ  
ПОГЛОЩЕНИИ ЭНЕРГИИ**

*Ульяненок Р.В.\* , Слободчиков С.С., Потапенко А.И.,  
Осоловский В.С., Чернунов А.А.*

*12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад*

*\*ulyanenkov\_rv@pochta.ru*

При взаимодействии импульсного излучения с объемным характером поглощения с композитными материалами (КМ) в приповерхностном слое концентрация энергии настолько велика, что происходит быстрое испарение и расширение вещества. В результате в сторону неравномерно нагретых слоев распространяется волна сжатия, из которой образуется ударная волна. Процесс распространения этой волны будет зависеть от градиента температуры образца. Поэтому для адекватной оценки последствий действия механического импульса давления на КМ необходимо воспроизвести профиль температуры в оставшемся слое. Работа посвящена воспроизведению профиля температуры, устанавливающегося в КМ при объемном поглощении энергии, с помощью нагрева КМ пластиной по которой течет электрический ток. Для этого по уравнениям гидродинамики с учетом перераспределения энергии между частичками вещества и затрат энергии на разрыв межмолекулярных связей определяется толщина испарившегося (унесенного) слоя [1]. В оставшемся слое профиль температуры имеет не резкий градиент, который возможно воспроизвести. Решается уравнение переноса тепла в КМ с граничным условием I рода, в качестве которого служит температура нагрева пластины  $T(t)$ . Выделяемое током тепло в металлической пластине расходуется на повышение её теплосодержания, на отдачу тепла через поверхность пластины, пропорциональной коэффициенту теплоотдачи и потере тепла излучением. Численное решение сравнивалось с аналитическим в предположении постоянства электро- и теплофизических свойств материала пластины. Получено хорошее совпадение решений в широком интервале температур. Апробирование методики проведено сравнением расчетного профиля температур с измеренным, полученным с помощью термопар, заделанных на разной глубине. При этом учитывалось искажающее влияние термопары, обусловленное значительной разницей коэффициентов теплопроводности металла и КМ, по методике [2]. Показана возможность моделирования профиля температур в КМ при энерговыделении от планковского спектра.

1. Немчинов И.В. // ПМТФ. 1961. №1. С.17.

## ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н.\* , Гусев С.А.*

*ФЦДТ «Союз», Дзержинский*

*\*gabardin@mail.ru*

Твердотопливные энергетические установки (ЭУ) в процессе производства или эксплуатации могут подвергаться воздействию ионизирующего излучения (ИИ), например, в радиационных поясах Земли или при дефектоскопии. Электризация - всегда сопровождается воздействием ИИ на диэлектрические конструкции, к которым относятся и большинство ЭУ. Экспериментальное изучение электризации энергетических материалов показало, что в зависимости от условий воздействия облучения в них могут реализовываться как частичные электрические разряды [1], так и электрический пробой, перекрывающий весь облучаемый объем [2]. В настоящей работе изучено влияние на электризацию и возможность повреждения ЭУ различных типов ИИ (потоков электронов магнитосферной суббури, искусственного радиационного пояса и гамма-облучения). Показано, что при изучении явления электрического пробоя, вызванного воздействием ИИ, исключительно важную роль играет учет масштабного фактора. Установлено, что электризация от действия ИИ представляет опасность для ЭУ при толщине топлива более 20 см, поэтому она имеет практический интерес только для крупногабаритных ЭУ.

Для макроскопического описания электризации использованы экспериментально измененные величины радиационной и собственной электропроводности топлива и материалов корпуса, а также закономерностями их электропроводности в сильных электрических полях, близких к пробойному значению. Установлено, что электризация ЭУ в сильной степени зависит от энергетического спектра и типа излучения, а также габаритов конструкции и электрофизических свойств топлива. Она представляет угрозу при воздействии электронов искусственного радиационного пояса Земли и проникающего гамма-излучения, а от электронов магнитосферной суббури практически не существенна.

1. Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н., Гусев С.А. // Современные проблемы технической химии: Матер. докл. Казан. гос. технол. ун-т, Казань, 2004. С.62–66.
2. Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н. // Вооружение. Политика. Конверсия. 2004. №3. С.38–42.

## ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

*Ефремов В.П.\*<sup>1</sup>, Демидов Б.А.<sup>2</sup>, Ивкин М.В.<sup>2</sup>, Мещеряков А.Н.<sup>1</sup>, Петров В.А.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, <sup>2</sup>РНЦ КИ, Москва*

*\*efremov@ihed.ras.ru*

Моделирование взаимодействия мощных потоков энергии с полимерными материалами осложняется наличием большого числа фазовых переходов и сложностью и неоднозначностью построения уравнения состояния.

В настоящей работе экспериментально изучена динамика процесса разрушения трех полимеров: ПММА (1.18 г/см<sup>3</sup>), полистирол (1.05 г/см<sup>3</sup>) и эпоксидная смола (1.17 г/см<sup>3</sup>). Все исследуемые полимеры являются прозрачными диэлектриками, что позволяет оптическими методами наблюдать зону энерговыделения и картину разрушения во времени. Мишени из полимеров облучались импульсным электронным пучком ( $J = 10\text{--}20$  кА/см<sup>2</sup>,  $E = 180\text{--}300$  кэВ,  $\tau \sim 10^{-7}$  с). Для получения изображения использовались две высокоскоростные камеры (время экспозиции от 10 нс).

Обнаружено различие в характере разрушения между полистиролом и эпоксидной смолой и ПММА. В ПММА и эпоксидной смоле между зонами энерговыделения и образующимися трещинами в любой момент времени существует прозрачный слой толщиной несколько миллиметров, в то время как в полистироле такого просвета не наблюдается. Причины обнаруженного явления обсуждаются.

## КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ МАСС-СПЕКТРОМ ОРГАНИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ И ПРОДУКТАМИ ЕГО РАДИОЛИЗА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

*Филатов И.Е.\* , Кольман Е.В.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*fil@iep.uran.ru*

Первичные процессы, протекающие при прохождении ионизирующего излучения через органическое вещество, и процессы в ионном источнике масс-спектрометра имеют сходную природу. Действительно, в том и другом случае воздействие на объект сопровождается ионизацией, образованием катион-радикалов, фрагментацией молекул и т.п. Масс-спектр позволяет сделать выводы об основных направлениях превращения исходного соединения под действием электронного удара с энергией электронов 60–90 эВ. Качественной и количественной характеристикой этого процесса является набор ионных токов молекулярного иона и его фрагментов. При прохождении электронного пучка через вещество соединения основные процессы протекают с участием вторичных электронов, средняя энергия которых составляет аналогичную величину. Задачей настоящего исследования был поиск корреляции между масс-спектром и продуктами радиолиза органических соединений.

Для исследования использовался ускоритель электронов РАДАН ( $E_e = 180$  кэВ,  $I = 600$  А,  $t_{и} = 3$  нс). Для экспериментов были выбраны соеди-

нения: ацетон, бензол, хлороформ, четыреххлористый углерод. Анализ продуктов осуществляли на хромато-масс-спектрометрическом комплексе Varian Saturn 2100T. Для описания результатов использовались масс-спектры облучаемого соединения, проводилась оценка основных направлений фрагментации соединений и вероятность образования того или иного иона или радикала и определялись возможные химические превращения при радиоллизе этого соединения. Анализ стабильных конечных продуктов позволяет выделить основные каналы превращения первичных ион-радикалов — такие как мономолекулярные, псевдо-мономолекулярные процессы с участием растворителя и бимолекулярные процессы с участием радикалов. Показано, что набор первичных ион-радикалов в случае радиолиза аналогичен набору ионов, образующихся в ионной ловушке масс-спектрометра.

Выявленные аналогии дают возможность прогнозировать качественный состав основных продуктов радиолиза исходя из масс-спектра исходного соединения.

## **СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ МЕЖЪЯМНЫХ ЭКСИТОНОВ В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ**

*Бисти В.Е.\* , Ларионов А.В.*

*ИФТТ РАН, Черноголовка*

*\*bisti@issp.ac.ru*

В работе исследована кинетика спиновой релаксации газа межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs туннельно связанных двойных квантовых ямах. Приложение перпендикулярного плоскости ям электрического поля приводит к пространственному разделению электрона и дырки между соседними квантовыми ямами. Поэтому возможно существование как прямых внутриямных (DE) экситонов, так и пространственно непрямых межъямных (IE) экситонов, в которых электрон и дырка находятся в разных ямах. Скорость спиновой релаксации определялась по изменению степени циркулярной поляризации люминесценции. Изучалась зависимость спиновой релаксации непрямых экситонов от температуры и приложенного напряжения. Использовалось импульсное циркулярно поляризованное резонансное фотовозбуждение внутриямных экситонов с помощью фемтосекундного лазера. Теоретическое описание процесса основано на результатах работ [1, 2], в которых рассмотрены процессы спиновой релаксации экситонов в одиночных квантовых ямах. На кинетику люминесценции межъямных экситонов оказывают влияние несколько процессов: после резонансного возбуждения DE циркулярно поляризованным светом происходят спиновая релаксация DE, превращение DE в IE за счет туннелирования, спиновая релаксация IE, а также радиационная гибель экситонов обоих типов. Скорость изменения спиновой поляризации IE характеризуется двумя временами — «быстрым» (время спиновой релаксации DE — 0.2–0.3 нс) и «медленным» (время спиновой релаксации IE — 1–2 нс). Отмечено уменьшение скорости спиновой релаксации с ростом приложенного напряжения, что объясняется увеличением пространственного разделения электронов и дырок. Обнаружено резкое увеличение скорости спиновой релаксации IE при изменении температуры в интервале от 2 до 3.6 К. Найденное явление связывается с косвенным доказательством когерентности коллективной фазы IE при температурах ниже

критической. Работа поддержана РФФИ.

1. Vinattieri A., Shah J., Damen T.C., Kim D.S., Pfeiffer L.N., Maialle M.Z., Sham L.J. // *Phys. Rev. B*. 1994. V.50. P.10868–10879.
2. Maialle M.Z., de Andrada e Silva E.A., Sham L.J. // *Phys. Rev. B*. 1993. V.47. P.15776–15778.

## КИНЕТИКА ФОРМИРОВАНИЯ ЖЕЛЕЗНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

*Емельянов А.В.<sup>1</sup>, Ерёмин А.В.<sup>1</sup>, Гуренцов Е.В.\*<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ГУ, Геттинген, Германия

\*gurentsov@ihed.ras.ru

До настоящего времени исследование процесса формирования железных наночастиц в газовой фазе проводилось в ударных трубах [1], и в проточном нагреваемом реакторе [2]. В настоящей работе для получения железных наночастиц использован метод УФ фотосинтеза при комнатной температуре [3]. Во всех случаях в качестве исходного вещества для получения пересыщенного железного пара использовался пентакарбонил железа —  $\text{Fe}(\text{CO})_5$ , однако условия экспериментов [1–3] существенно отличались по температурам, давлению и концентрации атомов железа, а также не было исследовано влияние рода газа-разбавителя на процесс формирования наночастиц. Целью данной работы являлось получение экспериментальных данных по кинетике роста железных наночастиц которые необходимы для построения кинетической модели конденсации железного пара при комнатной температуре с учетом зависимости процесса от давления и рода газа-разбавителя. В работе получены новые экспериментальные данные по росту оптической плотности конденсированной фазы и росту размеров наночастиц в процессе их формирования при помощи методов лазерной экстинкции и лазерно-индуцированной инкаандесценции. При анализе полученных результатов совместно с данными электронной микроскопии о конечных размерах железных наночастиц получены кинетические зависимости скорости их роста от давления и рода газа разбавителя. Обнаружено что значительное влияние на процесс роста наночастиц оказывает не только энергия, но и длительность УФ излучения, которое использовалось для фото-диссоциации  $\text{Fe}(\text{CO})_5$ . Сделан вывод о том, что род газа разбавителя оказывает существенное влияние на процесс роста наночастиц железа. Работа поддержана грантами РФФИ 04-03-32163 и INTAS 03-55-1623.

1. Ахмадов У.С., Заслонко И.С., Смирнов В.Н. // *Хим. физика*. 1989. Т.8. №10. С.1400.
2. Kock B., Kayan C., Knipping J., Orthner H.R., Roth P. // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2004. V.30. Part 1. P.1689.
3. Emelianov A., Eremin A., Jander H., Wagner H. Gg. // *Z. Phys. Chem*. 2003. V.217. P.1361.

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МНОГОСЛОЙНЫМИ АЭРОЗОЛЯМИ

*Андриевская В.Ю.*

*ГУ ВГИ, Нальчик*

*adessa@kbrnet.ru*

Анализ имеющейся информации показывает, что в области исследования искусственных атмосферных образований мало работ, содержащих информацию о различных аспектах формирования, времени существования указанных образований и распространения в них электромагнитного излучения (ЭМИ). В настоящее время существует ряд различных способов описания распространения аэрозолей в атмосфере. К ним относятся: статистические модели, гауссовы модели, модели с «замыканиями» различных порядков, а также модели, основанные на теории подобия. Однако ни один из перечисленных способов не может претендовать на полную строгость и точность. Нам представляется перспективным исследование распространения примесей по различным моделям, дополненное радиолокационными измерениями аэрозольных облаков в различных диапазонах длин волн.

Приводится один из этапов этой работы — моделирование рассеяния электромагнитных волн обводненными частицами сажи в инфракрасном диапазоне длин волн. Эксперименты по исследованию характеристик аэрозольного облака, полученного с помощью взрыва, и состоящего из мелкодисперсных частиц сажи описаны в [1]. На основании теоретических расчетов и экспериментальных данных были получены значения факторов и коэффициентов рассеяния частицами сажи [2]. Расчеты для элементарных и двухслойных частиц сферической формы проводились по составленным нами программам. В работе приводятся некоторые результаты выполненных расчетов рассеяния оптического излучения обводненными частицами сажи для различных радиусов и длин волн.

1. Аджиев А.Х., Андриевская В.Ю. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005.
2. Андриевская В.Ю. Исследование распространения электромагнитного излучения в искусственных атмосферных неоднородностях. Автореферат диссертации ... кандидата физ.-мат. наук. Нальчик, 2004.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЗРАЧНЫХ ПОКРЫТИЙ СОЛНЕЧНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ

*Судейманов М.Ж.\*, Попель О.С., Сквородько С.Н.*

*ИВТ РАН, Москва*

*\*smusi@mail.ru*

В качестве прозрачной изоляции тепловых приёмников солнечного излучения обычно применяется стекло. Применение других материалов было ограничено отсутствием недорогих материалов, обладающих высокой прозрачностью для солнечного излучения и стойкостью к внешним атмосферным воздействиям, включая ультрафиолетовое излучение. В последние годы вследствие бурного развития технологий производства и обработки пластмасс возникла возможность замены стекла современными прозрачными по-

лимерными материалами. В докладе представлены результаты экспериментального исследования спектральных характеристик стойких к ультрафиолету полимерных материалов (поликарбонат и др.) и сравнительного анализа этих материалов со стеклом. Показано, что листовой и сотовый поликарбонат обладают высокими коэффициентами пропускания в спектре солнечного излучения и близкими к единице коэффициентами поглощения инфракрасного излучения, соответствующего тепловому излучению нагретой тепловоспринимающей панели солнечного коллектора. Тем самым подтверждено, что эти полимерные материалы также как и стекло обеспечивают создание «парникового» эффекта, необходимого для эффективной работы солнечных коллекторов. Представлены результаты предварительных экспериментальных исследований теплотехнических характеристик опытных образцов солнечных коллекторов изготовленных полностью из полимерных материалов, в которых в качестве светопрозрачного покрытия использован сотовый поликарбонат толщиной 4 мм, а в качестве тепловоспринимающей панели — сотовый поликарбонат толщиной 10 мм. Измеренные на специализированном стенде ИВТ РАН показатели теплотехнического совершенства опытных образцов солнечных коллекторов составили: оптический КПД 0.7, обобщенный коэффициент тепловых потерь  $5.7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Полученные данные подтверждают возможность создания солнечных коллекторов полностью из полимерных материалов, не уступающих по эффективности, а по стоимостным показателям существенно превосходящих традиционные солнечные коллекторы, изготавливаемые из металла и стекла.

IONIZATION FROM IMPACTS ONTO GOLD AND SILVER  
METAL BLACKS

*Mellado E.M.<sup>\*1</sup>, Hornung K.<sup>1</sup>, Kissel J.<sup>2</sup>, Srama R.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>University of Bundeswehr, Munich, <sup>2</sup>MPS, Katlenburg/Lindau,

<sup>3</sup>MPK, Heidelberg, Germany

\*eva.mellado@unibw-muenchen.de

Ions, generated during hypervelocity impact have been used in the past to in-situ investigate the properties of fast moving cosmic dust particles. These ions are released from the impacting particle as well as from the target and they are mostly detected by time-of-flight mass spectrometry. The main parameters that influence the ion formation are the impact velocity, particle size as well as the particle/target density ratio. However, in laboratory investigations, it has been shown that the chemical nature and the structural properties of the target surface also have an influence. The present investigation makes a contribution in this direction. Impacts are on surface layers of metal blacks, which are loosely packed aggregates of nanometer sized metal grains, sticking together by adhesion forces. We use iron microspheres as projectiles (size 0.1–0.3  $\mu\text{m}$ ) which are accelerated in the Heidelberg van de Graff Dust Accelerator facility, black layer thicknesses of 10–20  $\mu\text{m}$  and we detect the ions with a mass spectrometer, having a mass resolution of some  $10^2$ . First results for impacts on silver blacks have been reported recently [1]. They suggest that the ion formation process may be governed by multiple impacts of individual nanograins onto the surface of the incoming Fe projectile, being larger in size. In the present contribution we include measurements with gold blacks, whose nanograins have double density as compared to silver grains. The results show markedly more ions (up to a factor of 3) from the incoming particle ( $\text{Fe}^+$ ) in this case, thus confirming our basic view of the ion formation process.

1. Mellado E.M., Hornung K., Kissel J. // Hypervelocity Impact Symposium, Lake Tahoe, USA, 2005.

РАСЧЕТ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ПЛОТНОСТИ  
СОСТОЯНИЙ В РИДБЕРГОВСКОМ ВЕЩЕСТВЕ

*Манькин Э.А.<sup>1</sup>, Зеленер Б.В.<sup>\*2</sup>, Зеленер Б.В.<sup>3</sup>, Бобров А.А.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>РНЦ КИ, <sup>2</sup>МИФИ, <sup>3</sup>ОИВТ РАН, Москва

\*bobozel@mail.ru

На основании экспериментальных работ [1–3] нами предлагается модель ридберговского вещества, которая позволяет нам в достаточно простой постановке рассчитать методом молекулярной динамики функцию распределения и плотность электронных состояний системы в зависимости от параметра неидеальности  $\gamma = \beta \cdot e^2 \cdot (n_e + n_i)^{1/3}$ . Нами рассматривается система электронов и протонов, взаимодействующих по закону Кулона. В случае взаимодействия разноименных зарядов на расстояниях порядка Борковского

радиуса вводится константа. Полная начальная энергия электронов задается случайным образом в области положительных значений энергий, т.к. все электроны по условию задачи находятся в непрерывном спектре. Для этой системы частиц решение уравнений движения осуществляется методом молекулярной динамики в рамках периодических граничных условий. Получены значения функции распределения и плотности электронных состояний в области энергий  $E = -2kT \div +2kT$  в зависимости от параметра неидеальности  $\gamma$ . Проведено сравнение с имеющимися теоретическими расчетами. Получено хорошее согласие.

1. Killian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.83. №23. P.4776.
2. Killian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., Rolston S.L. // Phys. Rev. Lett. 2000. V.85. №2. P.318.
3. Killian T.C., Kulin S., Lim M.J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V.86. №17. P.3759.

## К ТЕОРИИ КИНЕТИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ УЛЬТРАХОЛОДНОЙ РИДБЕРГОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

*Зеленер Б.Б.\*<sup>1</sup>, Зеленер Б.В.<sup>2</sup>, Манькин Э.А.<sup>3</sup>, Иваненко С.А.<sup>2</sup>,  
Бутлицкий А.М.<sup>1</sup>, Найдис Г.В.<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>МИФИ, <sup>2</sup>ОИВТ РАН, <sup>3</sup>РНЦ КИ, <sup>4</sup>ИВТ РАН, Москва

\*bobozel@mail.ru

Рассматривалась неравновесная, двухтемпературная, нестационарная, полностью ионизованная, водородоподобная плазма. Температура ионов значительно ниже температуры электронов. Процессы в плазме изучались в течение времени, когда еще можно не учитывать упругие столкновения между электронами и ионами и разлет плазмы. 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.

Для расчета термодинамических и корреляционных функций ридберговской неидеальной плазмы методом Монте-Карло нами ранее использовалась псевдопотенциальная модель [2]. В этой модели в качестве потенциала взаимодействия между частицами используется псевдопотенциал, определяемый как логарифм двухчастичной матрицы плотности. Нами был проделан точный расчет двухчастичной матрицы плотности электрон-протон для  $T = 1-100$  К. Волновые функции дискретного спектра рассчитывались по рекуррентным формулам. Волновые функции непрерывного спектра были рассчитаны по методу Ricatti.

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы М.: Наука, 1982.
2. Butlitsky M.A., Fortov V.E., Manykin E.A., Zelener B.B., Zelener B.V. // Laser Physics. 2005. V.15. №2.

## СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ КВАНТОВОЙ ПЛАЗМЕ

*Левашов П.Р.\*<sup>1</sup>, Филинов В.С.<sup>1</sup>, Бонитц М.<sup>2</sup>, Фортвов В.Е.<sup>1</sup>,  
Фельске Х.<sup>3</sup>, Апфельбаум Е.М.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup> КУ, Киль, Германия,  
<sup>3</sup> ГрУ, Грайфсвальд, Германия

\*pasha@ihed.ras.ru

В работе представлен анализ результатов расчетов различных свойств двухкомпонентной вырожденной плазмы квантовым методом Монте-Карло [1]. Предлагается количественный критерий оценки доли связанных состояний в плазме с использованием парных корреляционных функций. С помощью этого критерия вычислена степень ионизации в слабонеидеальной водородной плазме на изотермах от  $10^4$  до  $10^5$  К в хорошем согласии с расчетами по химической модели плазмы [2]. Вычисленный таким образом состав плазмы совместно со структурным фактором использовался для оценки электропроводности плазмы.

В данной работе также был проведен количественный анализ поведения связанных состояний в электронно-дырочной плазме полупроводников при сравнительно низкой температуре. Электронно-дырочная плазма моделировалась в приближении постоянных эффективных масс; влияние среды учитывалось посредством диэлектрической проницаемости. Результаты расчетов показывают, что в определенном диапазоне концентраций носителей возникает максимум числа связанных состояний (экситонов и биэкситонов). При увеличении концентрации доля связанных состояний в плазме уменьшается и не зависит от температуры (ионизация давлением). При дальнейшем увеличении концентрации при определенных условиях возникает кристалл из дырок на фоне вырожденных обобществленных электронов [3]. Проведен анализ этого явления и определено местоположение области кристаллизации на плазменной фазовой диаграмме. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта CRDF и Министерства образования и науки PZ-013-02 и гранта Президента РФ МК-3993.2005.8.

1. Замалин В.М., Норман Г.Э., Филинов В.С. Метод Монте-Карло в статистической термодинамике. М.: Наука, 1977. 228 с.
2. Saumon D., Chabrier G., Van Horn H.M. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995. V.99. P.713.
3. Bonitz M., Filinov V.S., Fortov V.E., Levashov P.R., Fehske H. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V.95. P.235006.

## СОСТАВ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛОТНОГО ВОДОРОДА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*Хомкин А.Л., Шумихин А.С.\**

*ОИВТ РАН, Москва*

\*shum\_ac@mail.ru

В работе разработана химическая модель атомарно-молекулярной плазмы водорода, описывающая процессы диссоциации и ионизации давлением. В работе развивается идея о перколяционной природе процессов ионизации в плотном атомарном газе, успешно использованная в работах Ликальтера

[1] при описании явлений в окрестности критической точки щелочных металлов. При сжатии атомарного газа возникает перколяционный кластер, внутри которого, из-за перекрытия классически доступных областей движения связанного электрона, происходит его делокализация и превращение в свободный электрон с кинетической энергией, отсчитываемой от энергии связи электрона в атоме. Мы предполагаем, что при сжатии молекулярного газа также возникает перколяционный молекулярный кластер, внутри которого атомы молекул становятся свободными с энергией, отсчитываемой от половины энергии связи атома в молекуле. Таким образом, вводятся два сорта электронов и атомов: термические и перколяционные. Для записи свободной энергии рассматриваемой системы использован метод эффективных заселенностей [2], который предполагает введение вероятностей нахождения частиц (электрона, атома) в термическом и перколяционном состоянии соответственно. В случае если частицы подчиняются классической статистике Больцмана, возможен переход к полным концентрациям электронов и атомов. При этом происходит перенормировка их статистических сумм. В рамках сделанных предположений получены свободная энергия атомарно-молекулярной плазмы, уравнения диссоциативного и ионизационного равновесия. Используя полученные уравнения определен состав водородной плазмы при температурах 2,5, 5 и 10 кК. При всех температурах при сжатии системы происходит перколяционная диссоциация молекул, вслед за которой идет перколяционная ионизация атомов. Степень ионизации растет экспоненциально при плотностях  $0.2-0.5 \text{ г/см}^3$ , что соответствует зафиксированной в экспериментах [3] области экспоненциального роста электропроводности водородной плазмы. Оценка проводимости качественно соответствует экспериментальной.

1. Ликальтер А.А. // УФН. 1992. Т.162. №7. С.119.
2. Potekhin A.Y. // Phys. Plasmas. 1996. V.3. №11. P.4156.
3. Nellis W.J., et al. // Phys. Rev. B. 1999. V.59. №5. P.3434.

## РАСЧЕТ ДИССОЦИАТИВНОГО РАВНОВЕСИЯ ДЛЯ СЛАБО ИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ВОДОРОДА

*Боцан А.В.<sup>1</sup>, Левашов П.Р.\*<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>МФТИ, Долгoprудный, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*pasha@ihed.ras.ru

Интерес к ударной сжимаемости и уравнению состояния водорода вызван относительно недавними экспериментальными работами с использованием лазерной установки NOVA [1]. В подобных экспериментах система проходит различные термодинамические состояния, сопровождаемые молекулярной диссоциацией, ионизацией, электронным возбуждением и другими процессами. Последовательное теоретическое описание этих явлений затруднено, что приводит к необходимости использования методов численного моделирования. В данной работе для описания процессов диссоциации водорода используется метод Монте-Карло для реагирующих смесей [2, 3], учитывающий колебательные и вращательные уровни молекул наряду с взаимодействием. В качестве межчастичных потенциалов используется потенциал Buckingham EXP6, исправленный на малых расстояниях. Проведено моделирование диссоциативного равновесия вдоль изотерм в широком диапазоне

концентраций. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

1. Collins G.W., *et al.* // Science. 1998. V.281. P.1178.
2. Johnson J.K., Panagiotopoulos A.Z., Gubbins K.E. // Mol. Phys. 1994. V.81. P.717.
3. Bezkrovniy V., Schlanges M., Kremp D., Kraeft W.D. // Phys. Rev. E. 2004. V.69. P.061204.

## ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ АРГОНА С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

*Захаров В.С.\* , Новиков В.Г.*

*ИПМ РАН, Москва*

*\*zakharovvas@mail.ru*

В работе исследовано влияние быстрых электронов на ионизационный баланс плазмы аргона в различных моделях ионизационного равновесия, таких как корональная модель и модель столкновительно-излучательного равновесия для прозрачной плазмы.

Распределение электронов по энергиям, сильно отличающееся от максвелловского и получаемое посредством введения быстрых электронов с различной концентрацией, используется для расчета скоростей столкновительных процессов на основе квантово-статистической модели самосогласованного поля Хартри–Фока–Слэтера в приближении среднего атома [1]. Метод расчета скоростей неупругих электрон-ионных взаимодействий разработан на основе приближения искаженных волн с использованием численных и квазиклассических волновых функций электронов непрерывного и дискретного спектра с произвольной функцией распределения электронов по энергиям [2].

Приведены результаты расчетов ионизационного равновесия плазмы аргона с температурой 5–1000 эВ для быстрых электронов с энергиями от 1 до 10 кэВ и концентрациями 0.1–10% относительно общего числа свободных электронов. В большинстве расчетов используется характерная для лазерных экспериментов концентрация свободных электронов  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Показано, что наличие быстрых электронов в плазме аргона способно существенно влиять на величину скоростей столкновительных процессов и сильно менять картину ионизационного равновесия.

1. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. М.: Физматлит, 2000.
2. Захаров В.С., Новиков В.Г. Расчет скоростей и сечений столкновительных процессов по модели Хартри–Фока–Слэтера. Препринт ИПМ им. Келдыша М.В. РАН, 2005.

# ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В НЕДРАХ ЮПИТЕРА, САТУРНА И ЖЕЛТЫХ КАРЛИКОВ

*Иосилевский И.Л.\* , Украинец А.В.*

*МФТИ, Долгопрудный*

*\*ilios@orc.ru*

Исследуются особенности реализации гипотетических фазовых переходов (ФП) в гелий–водородной смеси Юпитера, Сатурна и других субзвездных объектов. Эти переходы неоднократно предсказывались отдельно в водороде и гелии. Возможность их реализации основана как на диссоциационном, так и на ионизационном механизме. Широко используется способ получения термодинамики смеси He и H<sub>2</sub> по «правилу аддитивности». Обсуждаются свойства суммарной фазовой диаграммы смеси H<sub>2</sub> + He, получаемой в рамках «правила аддитивности». Основа данной работы состоит в утверждении о неконгруэнтности любых фазовых переходов в гелий–водородной смеси, принципиально отличном от реальных или гипотетических переходов в чистом водороде или гелии. Это является частным случаем общего правила справедливого для всех фазовых переходов в смесях из двух и более химических элементов [1]. В настоящей работе анализируются особенности, привносимые неконгруэнтностью в картину фазовых превращений в недрах Юпитера и Сатурна. Как прототип используются особенности неконгруэнтного перехода флюид–флюид в высокотемпературной химически реагирующей системе уран–кислород [2]. На примере «плазменного» фазового перехода в водороде в версии [3] оценены параметры неконгруэнтности в гипотетическом фазовом переходе в гелий–водородной смеси Юпитера и Сатурна. Знак и величина оцененной неконгруэнтности согласуются с реально наблюдаемыми величинами гелиевого «обеднения» атмосфер Юпитера и Сатурна.

1. Iosilevskiy I., Gryaznov V., et al. // Contrib. Plasma Phys. 2003. V.43. №5–6. P.316.
2. Иосилевский И.Л. и др. // ВАНТ. 2003. №1. С.3.; Ronchi C., Iosilevskiy I., Yakub E. Equation of State of UO<sub>2</sub>. Berlin: Springer, 2004. 366 p.
3. Saumon D., Chabrier G., van Horn H.M. // Astrophys. J. (Suppl.) 1995. V.99. P.713.

## ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ИЗОЭНТРОПЫ ПЛАЗМЫ СОЛНЦА В ПРИБЛИЖЕНИИ АДДИТИВНОСТИ ПО УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПЛАЗМЫ В ВЕРСИИ SAUMON AND CHABRIER

*Украинец А.В.\*<sup>1</sup>, Иосилевский И.Л.<sup>1</sup>, Грязнов В.К.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, <sup>2</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка*

*\*ukrainets\_art@mail.ru*

В приложение к физике слабонеидеальной плазмы Солнца в настоящей работе с использованием широко используемого в публикациях по свойствам гелий–водородной плазмы табличного уравнения состояния водной из версий химической модели плазмы (Saumon, Chabrier, and van Horn) рассчитан т. наз. эффективный показатель энтропии при термодинамических параметрах, соответствующих солнечной «траектории» (зависимости плотности

и температуры от радиуса). Результат расчета находится в удовлетворительном согласии с расчетами по модели SAHA-S [1] и выполняющими роль экспериментальной информации результатами инверсии наблюдательных данных гелиосейсмологии.

1. Грязнов В.К., Аюков С.В., Батурин В.А., Иосилевский И.Л., Старостин А.Н., Фортов В.Е. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИХПФ РАН, 2004. С.42.

## ПОТЕНЦИАЛ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ В КУЛОНОВСКИХ МОДЕЛЯХ

*Чигвинцев А.Ю., Иосилевский И.Л.\**

*МФТИ, Долгопрудный*

*\*alex@wildeast.ru*

Особенности поведения межфазного скачка потенциала [1] обсуждаются и иллюстрируются на примере фазовых переходов в семействе идеализированных «безассоциативных» кулоновских моделей, являющихся модификацией однокомпонентной модели плазмы ОСР( $\sim$ ) [2]. Зависимость величины скачка потенциала от температуры вычислена для межфазных границ равновесия газ–жидкость, газ–кристалл и кристалл–жидкость в зависимости от версии модели и величины заряда иона. Проводится сравнение поведения потенциала границы в изучаемых вариантах модели ОСР( $\sim$ ) с прежними результатами [2, 3] и полученными в последнее время результатами вычисления потенциала межфазной границы газ–жидкость в несимметричной модели заряженных твердых сфер [4].

Изучение электростатики межфазной границы может оказаться полезным в анализе и селекции среди многочисленного семейства т.н. «плазменных фазовых переходов» неоднократно теоретически предсказывавшихся для плазмы металлов, благородных газов, для H/He смеси в недрах астрофизических объектов и др.

1. Иосилевский И.Л. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИХПФ РАН, 2004. С.179.
2. Iosilevski I., Chigvintsev A. // Physics of Nonideal Plasmas / Eds. Ebeling W., Forster A. Stuttgart–Leipzig: Teubner, 1992. P.87.
3. Iosilevski I., Chigvintsev A. // J. de Physique IV. 2000. V.10. Pr.5. P.451.
4. Aqua J-N., Banerjee S., Fisher M. // Criticality in Charge Asymmetric Hard-sphere Ionic Fluids, 2005. arXiv: cond-mat/0410692.

# РАСЧЁТ ТРАНСПОРТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ ЖИДКОСТИ К ПЛАЗМЕ ЗА ПРЕДЕЛАМИ БОРНОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

*Апфельбаум Е.М.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*apfel\_e@mail.ru*

В настоящий момент времени существует целый ряд моделей расчёта электронных транспортных коэффициентов, как в жидкости [1], так и в области плазме [2–4]. Эти модели позволяют надёжно описать имеющиеся экспериментальные данные. Ситуация существенно осложняется в области перехода от одного состояния к другому, особенно если учесть отсутствие надёжных экспериментальных данных при высоких температурах. Кроме этого, в наиболее широко применяемой теории Займана [1] рассеяние электронов на тяжёлых частицах рассматриваются в борновском приближении. Это, как указано в [5], может внести существенную ошибку, и поэтому требуются более точные расчёты.

В данной работе, следуя методу, описанному в [5], рассчитываются транспортные коэффициенты ряда простых металлов при температурах больше критической и различных плотностях. Рассеяние электронов на ионах учитывалось как в борновском приближении, с использованием теории линейного отклика [2, 4], так и методом фазовых сдвигов, не требующем вычисления ряда параметров. Состав среды рассчитывался по обобщённой химической модели [6] и по модели среднего иона [4]. Сравнение наших расчётов с результатами других авторов показало, что в ряде случаев более корректное сечение ведёт к улучшению данных расчётов, а в ряде случаев — нет. Последнее обстоятельство может указывать как на неточности данных измерений, так и на необходимость пересчёта других параметров входящих в исходную модель.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №04-02-17292).

1. Займан Дж. Принципы теории твёрдого тела. М.: Мир, 1972.
2. Rinker G.A. // *Phys. Rev. B*. 1985. V.31. P.4207.
3. Lee Y.T., More R.M. // *Phys. Fluids*. 1984. V.27. P.1273.
4. Apfelbaum E.M. // *Czechoslovak J. Phys.* 2004. V.54C. P.563.
5. Perrot F., Dharma-Wardana M.W.C. // *Int. J. Thermophys.* 1999. V.20. P.1299.
6. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Сон Э.Е. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газозащитного ядерного реактора. М.: Энергоатомиздат, 1980.

## РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛАЗМЫ АЛЮМИНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПОТЕНЦИАЛА ТОМАСА–ФЕРМИ

*Апфельбаум Е.М., Левашов П.Р., Обручкова Л.Р.\*,  
Хищенко К.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*o\_liliya@ihed.ras.ru*

В данной работе для расчета электропроводности было использовано известное решение уравнения Больцмана в приближении времени релаксации [1], применимое для слабонеидеальной плазмы. Эффекты вырождения учтены использованием распределения Ферми–Дирака для электронов. Электрон–электронное рассеяние не принималось во внимание.

Необходимый для решения задачи состав плазмы рассчитывался с потенциалом Томаса–Ферми при ненулевых температурах. Выбор именно этого потенциала взаимодействия обусловлен необходимостью построения в дальнейшем модели проводимости, которая будет использоваться в широком диапазоне изменения параметров.

В дополнение и независимо от расчета состава плазмы с помощью метода парциальных волн [2] получены сведения о сечениях взаимодействия электронов с тяжелыми ядрами. Во избежание несогласованности с расчетом состава для расчета сечений использовался тот же самый потенциал Томаса–Ферми.

Результаты вычислений электропроводности сопоставлялись с доступными экспериментальными данными и другими моделями. В будущем для построения широкодиапазонной модели транспортных коэффициентов для расчета состава плазмы будет использована модель Томаса–Ферми с поправками [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №04-02-17292).

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.Х. Физическая кинетика. М: Физматлит, 2001.
2. Бабиков В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1988.
3. Киржниц Д.А., Шпатаковская Г.В. Препринт №33. М.: ФИ им. Лебедева П.Н. РАН, 1998.

## ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ МЕТАЛЛОВ. МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ МЕДИ И ВОЛЬФРАМА

*Волков Н.Б.\*<sup>1</sup>, Жукова Е.А.<sup>1</sup>, Ткаченко С.И.<sup>2</sup>, Хищенко К.В.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*nbv@ami.uran.ru*

Воздействие интенсивных потоков энергии на металлы широко используются как в научных, так и в технологических целях. Поэтому для изучения высокоинтенсивных электро- и теплофизических явлений необходимо иметь модель металла, пригодную во всей области фазовой диаграммы. Нашей целью является построение такой модели для транспортных коэффициентов металлов при высоких плотностях энергии.

Согласно предлагаемой модели, металл — плазма с электронной компонентой, подчиняющейся статистике Ферми–Дирака. Концентрация электронов находится из условия нормировки функции распределения, в котором значения химического потенциала  $\mu_{TFC}$  берутся из таблиц, рассчитанных по модели Томаса–Ферми с квантовыми и обменными поправками. Для их использования в области низких температур и  $\varrho \leq \varrho_0$ , вводим в  $\mu_{TFC}$  дополнительные поправки, требуя, чтобы: (1) при  $\varrho = \varrho_0$  значения электропроводности и электронной теплоемкости совпадали с экспериментальными значениями; (2) при плотности металлизации  $\varrho_*$  уровень Ферми попал в середину «запрещенной» зоны шириной  $E_g = I/\varepsilon(\varrho)$ :  $E_g \rightarrow 0$  при  $\varrho = \varrho_*$ ,  $E_g \rightarrow I$  при  $\varrho \rightarrow 0$ . Введенные поправки обеспечивают правильные асимптотики в области низкотемпературной плазмы.

Рассеяние электронов происходит на флуктуациях плотности, которые в длинноволновом пределе связаны с уравнением состояния. Расчеты проведены для меди и вольфрама. Длина свободного пробега  $l$  «обрезается» на значении среднего межатома расстояния  $r_s$ , т.к. при  $l \leq r_s$  происходит локализация электронов. Эффективный рассеивающий потенциал «среднего» иона учитывает вклад в сечение связанных электронов. Решено кинетическое уравнение в  $\tau$ -приближении. Проведено сравнение полученных результатов с известными из литературы теоретическими и экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума УрО РАН в рамках программы фундаментальных междисциплинарных исследований, выполняемых совместно сотрудниками УрО, СО и ДВО РАН, и программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы плотной низкотемпературной плазмы», а также фонда «Научный потенциал».

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПРОВОДИМОСТИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИХ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

*Морозов И.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*morozov@ihed.ras.ru*

В работе изучается статическая и динамическая (высокочастотная) проводимость неидеальной плазмы в диапазоне параметра неидеальности  $\Gamma = (4\pi n_e/3)^{1/3} e^2 / (kT) = 0.1 \div 4$ . Результаты получены на основе молекулярно-динамического (МД) моделирования [1] с применением специального алгоритма выделения квазиклассических связанных состояний электронов и ионов [2]. Алгоритм поиска связанных состояний применяется на каждом шаге по времени и состоит из нескольких этапов. Для каждого электрона и его ближайшего иона определяется сумма потенциальной энергии взаимодействия и кинетической энергии их относительного движения. Далее пары, для которых эта энергия оказалась меньше нуля, дополнительно проверяются на устойчивость. Начиная с момента захвата электрона ионом, производится интегрирование уравнения для фазы вращения  $d\varphi = L_{ei}/(\mu r_{ei}^2) dt$ , где  $L_{ei}$  — момент импульса пары,  $r_{ei}$  — расстояние между электроном и ионом,  $\mu$  — приведенная масса. В результате связанными на определенном временном интервале считаются те частицы, для которых  $\varphi$  успевает достичь критического значения  $\varphi_0$  до того, как электрон перейдет к другому

иону. В расчетах использовались критерии  $\varphi_0 = \pi \div 8\pi$ .

Проводимость плазмы  $\sigma(\omega)$  определялась согласно теории линейного отклика из автокорреляционных функции тока. При этом в одном случае усреднение производилось по всем электронам, а в другом, только по тем, которые на данном участке времени считались свободными. На основе сравнения расчетов с различным видом эффективного потенциала взаимодействия сделан вывод о влиянии связанных состояний на результат расчета и о применимости различных псевдопотенциальных моделей.

1. Морозов И.В., Норман Г.Э. // ЖЭТФ. 2005. Т.127. №2. С.412.
2. Ланкин А.В. // Труды XLVIII научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук», 25–26 ноября 2005 г., Москва, Долгопрудный. Часть IV. С.87.

## ВРЕМЯ ЖИЗНИ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В СИЛЬНО НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

*Ланкин А.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*alex198508@yandex.ru*

Работа посвящена изучению устойчивости связанных состояний в двухкомпонентной невырожденной неидеальной плазме в зависимости от степени её неидеальности в диапазоне  $\gamma = (4\pi n_e/3)^{1/3} e^2/(kT) = 0.1 \div 4$  [1]. Результаты получены на основании метода молекулярно-динамического моделирования в псевдопотенциальной модели [2]. Выделения связанных состояний основано на анализе МД траектории движения частиц. Для каждого электрона производился расчет набега фазы вращения относительно его ближайшего иона:  $d\phi = L_{ei}/(\mu r_{ei})dt$ , где  $L_{ei}$  — момент импульса пары,  $r_{ei}$  — расстояние между электроном и ионом,  $\mu$  — приведенная масса. Связанными считаются частицы, для которых  $\phi$  успевает достичь критического значения  $\phi_0$  до того, как электрон перейдет к другому иону. В результате расчетов были получены зависимости числа связанных состояний и их среднего времени жизни от параметра неидеальности, глубины потенциала электрон-ионного взаимодействия  $U_{min} = -(3 \div 7)kT$  и других параметров. В расчетах использовались различные критерии  $\phi_0 = 2\pi \div 8\pi$ . Была рассчитана зависимость концентрации связанных пар от степени неидеальности плазмы. Показано, что она оказывается немонотонна, проходя через максимум при степени неидеальности плазмы близкой к единице. Были рассчитаны зависимости энергий и расстояний между частицами в паре для связанных состояний от степени неидеальности плазмы. Рассмотрено изменение их распределений по энергиям. Особенно затронут вопрос поведения пар в области малых энергий связи. Получены зависимости времён жизни связанных состояний при различной степени неидеальности плазмы. Показано, что в сильно неидеальной плазме время жизни связанных состояний начинает снижаться с увеличением неидеальности.

1. Морозов И.В., Норман Г.Э. // ЖЭТФ 2005. Т.127. №2. С.412.
2. Ланкин А.В., Морозов И.В. // Труды научной конференции МФТИ. 2005.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ КЛАСТЕРНОЙ ДИАПАЗОННОЙ ИНТЕРПОЛЯЦИИ

*Валуев И.А.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*valuev@ihed.ras.ru*

В данной работе используется разработанный недавно метод кластерной диапазонной интерполяции (КДИ) [1] потенциалов взаимодействия. Построенные с его помощью потенциалы применены для молекулярно-динамического (МД) моделирования водородной плазмы. Интерполяция основана на вариационном смешивании состояний связности для системы частиц, заданных своими координатами. Использование интерполяции потенциалов, основанной на связности, позволяет описывать столкновения небольшого числа частиц (совместно до двух ионов и трех электронов) с помощью достаточно точных эмпирических (квантовых) моделей. В тоже время взаимодействие многих частиц на больших расстояниях описывается классически с помощью парных (электростатических) потенциалов. В результате такие процессы, как ионизация или образование молекул могут быть исследованы с помощью МД-моделирования на гладкой и однозначной приближенной поверхности потенциальной энергии для системы  $N$  частиц. В работе обсуждаются построение схемы и результаты равновесного МД-моделирования водородной плазмы. Сравниваются энергетические спектры и парные корреляционные функции, полученные для данной модели с КДИ и для двух классических моделей с парными псевдопотенциалами электрон-ионного взаимодействия различной глубины.

1. Valuev I. // Comput. Phys. Comm. 2005. V.169. P.60.

## ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ УДАРНО-СЖАТОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА

*Минцев В.Б.<sup>1</sup>, Запорожец Ю.Б.<sup>\*1</sup>, Грязнов В.К.<sup>1</sup>, Фортос В.Е.<sup>1</sup>,  
Рейнгольц Х.<sup>2</sup>, Репке Г.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия, <sup>2</sup>РУ, Росток, Германия*

*\*yubz@icp.ac.ru*

Исследованы отражательные свойства ударно-сжатой плазмы ксенона в коротковолновой области оптического спектра. Для измерения коэффициента отражения применялось линейно-поляризованное зондирующее излучение ( $\lambda = 0.53$  мкм) малой интенсивности при нормальных углах падения лазерного излучения на плазму. В ходе экспериментов концентрация электронов плазмы изменялась в диапазоне  $n_e = 3.8-7.8 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. При этом значения плотности плазмы и давления находились в пределах  $\rho = 1.1-2.8$  г/см<sup>3</sup> и  $P = 4-12$  ГПа. Температура плазмы, параметр неидеальности и степень вырождения принимали следующие значения:  $T = 3.3 \cdot 10^4$  К,  $\Gamma = 1.3-1.7$ ,  $\Theta = 1.9-3.2$ , соответственно. Для генерации сильно-неидеальных плазменных состояний была применена ударно-волновая методика динамического сжатия ксенона. Равновесные термодинамические свойства ударно-сжатой плазмы ксенона определены из соответствующих расчетов. Термодинамическая модель плазмы учитывала кулоновское взаимодействие в соответствии

с кольцевым дебаевским приближением в большом каноническом ансамбле, а отталкивание тяжелых частиц на малых расстояниях — в рамках модели малых сфер.

Новые экспериментальные значения коэффициентов отражения плотной плазмы дополняют данные, полученные нами ранее для длинноволновой части оптического спектра [1, 2]. В ходе экспериментов зафиксировано сильное отражение лазерного излучения от плазмы, характерное для металлов. Анализ всей совокупности спектральных данных для коэффициента отражения обнаруживает наличие значительной частотной зависимости отражательных свойств плазмы, что может быть связано с влиянием переходного слоя плазмы. Выполнена оценка влияния переходного слоя плазменного образования на его отражательную способность на основе численного решения волнового уравнения.

1. Reinholz H., Zaporoghets Yu., Mintsev V., Fortov V., Morozov I., Röpke G. // Phys. Rev. E. 2003. V.68. P.036403.
2. Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Грязнов В.К., Фортов В.Е., Рейнгольц Х., Репке Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2004. С.140.

## ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ МИКРОПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЕМОЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДЕЙТЕРИЕВЫХ КЛАСТЕРНЫХ ПУЧКОВ

*Крайнов В.П.<sup>1</sup>, Смирнов Б.М.\*<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>МФТИ, Долгопрудный, <sup>2</sup>ИВТ РАН, Москва

\*SmirnovBM@mail.ru

Рассмотрены свойства микроплазмы, образуемой при столкновении двух дейтериевых кластерных пучков. Возможно, современные импульсные источники электрической энергии [1] позволяют ускорить пучки заряженных кластеров до энергий порядка 1 кэВ/нуклон (скорость порядка  $10^8$  см/с), и эта энергия переходит далее в микроплазму. Время жизни микроплазмы размером порядка 1 мм, связанное с ее разлетом, составляет порядка 1 нс, и за это время определенная доля ионов вступает в термоядерную реакцию, что приводит к генерации нейтронов. Рассчитан выход нейтронов в зависимости от начальной скорости дейтериевых кластерных пучков.

Рассматриваемые процессы имеют аналогию с процессами генерации нейтронов при облучении дейтериевых кластерных пучков фемтосекундным лазерным импульсом [2, 3], где при пиковой интенсивности лазера до  $2 \cdot 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, длине волны 800 нм и длительности импульса от 100 фс до 1 пс, среднего радиуса кластеров 5 нм ( $3 \cdot 10^4$  атомов) удалось получить до  $10^6$  нейтронов в импульсе при средней энергии ионов до 10 кэВ. Нейтроны вылетали в течение 1.5 нс после окончания лазерного импульса с пиком на уровне 0.7 нс после импульса [4], и поскольку время удвоения радиуса кластера составляет 20 фс [5], термоядерные реакции протекают в более или менее однородной микроплазме, которая далее разлетается в окружающее пространство.

Отметим, что в данном случае имеет место другой механизм превращения кинетической энергии нуклонов в тепловую энергию микроплазмы по сравнению со случаем столкновения пучков кластеров тяжелых элементов

[6], где это происходит в результате возбуждения электронной компоненты системы двух сталкивающихся и взаимопроникающих кластеров.

1. Месяц Г.А., Яладин М.И. // УФН. 2005. Т.175. №3. С.225.
2. Ditmire T., et al. // Phys. Plasmas. 2000. V.7. P.1993.
3. Madison K.W., et al. // Phys. Rev. A. 2004. V.70. P.053201.
4. Zweiback J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V.85. P.3650.
5. Zweiback J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. P.2634.
6. Smirnov B.M. // JETP Lett. 2005. V.81. P.6.

## ЭВОЛЮЦИЯ АВТОИОНИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ КВАЗИМОЛЕКУЛЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ МЕДЛЕННОМ СТОЛКНОВЕНИИ СИЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

*Каштанов П.В.\* , Смирнов Б.М.*

*ИВТ РАН, Москва*

*\*Kashtan@maryno.net*

Столкновение двух возбужденных атомов может привести к образованию атомного или молекулярного иона и электрона в результате тушения одного из возбужденных состояний.

Этот процесс осуществляется в разных системах, в частности, в астрофизической плазме. Один из распространенных процессов такого типа — эффект Пеннинга — имеет место в гелии или неоне с малой примесью тяжелых инертных газов. В этом случае энергия возбуждения метастабильного состояния превышает потенциал ионизации тяжелого атома, таким образом небольшая примесь тяжелых атомов, порядка 0.01–0.1%, меняет условия зажигания разряда.

В настоящей работе мы рассматриваем данный процесс с участием двух высоко возбужденных атомов, который представляет интерес для так называемой ридберговской плазмы, когда большое число высоко возбужденных атомов захвачено ловушкой и находится в ограниченном пространстве. Наша цель — нахождение времени жизни системы двух ридберговских атомов при заданном расстоянии между ними.

Эти времена по отношению к освобождению одного из электронов получены из численного решения уравнений Ньютона для двух классических возбужденных электронов, находящихся в поле двух кулоновских центров при заданном расстоянии между ними. Используя компьютерное моделирование для системы, состоящей из двух классических возбужденных электронов, находящихся в поле двух ионов при заданном расстоянии между ними, и, усреднив полученные результаты по начальным условиям для каждого электрона, с удовлетворительной точностью мы получили времена жизни системы двух ридберговских атомов.

Выражая характерные времена жизни  $\tau$  в единицах  $1/\gamma^3$ , расстояния между атомами  $R$  в единицах  $1/\gamma^2$ , где потенциал ионизации каждого атома равен  $\gamma^2/2$ , мы получили следующие результаты. При изменении расстояния между атомами  $R$  от 0.3 до 1.5 единиц, времена жизни  $\tau$  изменяются в диапазоне от 5 до 90 единиц.

## АНАЛИЗ ПЛАЗМЫ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ ИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

*Косарим А.В.<sup>\*1</sup>, Смирнов В.М.<sup>1</sup>, Capitelli M.<sup>2</sup>, Laricchiuta A.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*ИБТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>УБ, Бару, Италия*

*\*kosarim@mail.ru*

Метод ионной спектроскопии состоит в изменении временного распределения тока ионов данного сорта, достигших коллектор. Вместе с выделением ионов определенного сорта квадрупольным масс-спектрометром, данный метод является удобным для анализа процессов с участием ионов [1, 2]. В данной работе мы анализируем возможность этого метода для экспресс-анализа верхней атмосферы на высоте примерно 100 км. Кроме того она содержит разные примеси: окислы азота, кислорода и т.д. Компонентами верхней атмосферы являются электронно-возбужденные состояния молекулы и атома кислорода, причем концентрации разных примесей сильно флуктуируют во времени. Рассматриваемый экспресс-анализ позволяет определить концентрации компонент в данный момент времени. Основываясь на методе ионной спектроскопии, мы рассматриваем два способа определения концентраций. В первом случае с помощью квадрупольного масс-спектрометра отбираются ионы определенного сорта у входа в дрейфовую область, и далее по временному распределению прихода на коллектор ионов другого сорта на основе скоростей ион-молекулярных реакций определяется плотность атомов или молекул компоненты, участвующей в этом процессе. Другой метод нацелен на возбужденные атомы кислорода и использует то, что сечение резонансной перезарядки иона кислорода на атоме зависит от электронного состояния иона и атома [3]. Тогда по положению трех резонансов, отвечающих приходу на коллектор атомарных ионов кислорода в разных состояниях и по их ширине можно определить долю возбужденных атомов когда она на уровне 1%. При этом следует заметить, что поскольку тушение возбужденных атомов происходит эффективно, само измерение не должно изменить процессы образования и тушения возбужденных атомов.

1. Ferguson E.E., Fehsenfeld F.C., Schmeltekopf A.L. // Adv. Atom and Mol. Phys. 1969. V.5. P.1.
2. Smirnov V.M. Cluster Ions and van-der-Waals Molecules. Philadelphia: Gordon and Breach, 1992.
3. Kosarim A.V., Smirnov V.M. Electron Terms and Resonant Charge Exchange Involving Oxygen Atoms and Ions // ЖЭТФ. 2005. V.101. №4.

## МОЩНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ НА ТРАНСФОРМАТОРНЫХ НАКОПИТЕЛЯХ С ИЗМЕНЕНИЕМ КОЭФФИЦИЕНТА СВЯЗИ

*Егоров О.Г.*

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк*

*egorov@triniti.ru*

Трансформаторные (ТН) так и индуктивные накопители (ИН) привлекательны высокой плотностью энергии, простотой изготовления, а также низкой стоимостью. Их применение связано с выбором коммутатора с необходимыми свойствами и выбором параметра  $t = L/R$ , где  $L$ ,  $R$  индуктив-

ность и сопротивление ИН соответственно. При значениях  $t \ll 10$  генерация импульса короче не эффективно. При выводе энергии в нагрузку из вторичной обмотки ТН, напряжение на первичной выше, что, как правило, превышает возможности используемого на нем коммутатора [1, 2]. В докладе предложен способ генерации импульса длительностью  $t \ll L/R$ . Суть в том, чтобы быстро компенсировать ток первичной, ТН обратным по направлению током от генератора импульсного напряжения через компенсационную обмотку. Не скомпенсированное током магнитное поле индуцирует ток во вторичной обмотке замкнутой через коммутатор, при этом коэффициент связи между ними  $\sim 1$ . При выводе энергии в нагрузку коэффициент связи между вторичной обмоткой и первичной совместно с компенсационной изменяется путем изменения их геометрии [3,4]. Предложен генератор-усилитель на основе рассмотренного принципа.

1. Opening switches / Eds. Guenther A., Kristiansen M., Martin T. NY: PP, 1987.
2. Бут Д.А. и др. Накопители энергии. М.: Энергоатомиздат, 1991. 400 с.
3. Физика и техника больших мощностей / Под ред. Велихова Е.П. М.: Энергоатомиздат, 1987. 352 с.
4. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 488 с.

## РАДИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ КАНАЛА РАЗРЯДА В ГАЗЕ С ВЕРХВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

*Богомаз А.А.\* , Будин А.В., Пинчук М.Э., Позубенков А.А.,  
Лосев С.Ю., Рутберг Ф.Г.*

*ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург*

*\*rutberg@iperas.spb.su*

При исследовании разрядов сверхвысокого давления был зафиксирован переход канала разряда в режим сжатия при достижении критического тока Пиза–Брагинского [1]. При непрерывном уменьшении радиуса канала разряда наблюдаются коррелированные колебания напряжения, яркости канала и давления на стенках разрядной камеры с одинаковой частотой. Это явление, на наш взгляд, связано с дополнительными колебаниями диаметра канала, обусловленными выравниванием магнитного и газокINETического давлений в процессе сжатия [2]. Эти колебания являются источником цилиндрических ударных волн, отражающихся от стенок разрядной камеры и фокусирующихся в ее центре. При совпадении момента прихода одной из отраженных ударных волн в центр камеры с моментом сжатия канала в результате собственных колебаний плотность энергии в канале разряда должна резко увеличиться. Резкое увеличение амплитуда напряжения на разрядном промежутке в одном из периодов колебаний, наблюдаемое в эксперименте обусловлено указанным выше явлением. Предварительные оценки показывают, что в результате такого дополнительного сжатия при зарегистрированном увеличении напряженности поля с 1600 до 7000 В/см концентрация ионов в канале возрастает с  $3.4 \cdot 10^{20}$  до  $1.7 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, а его радиус уменьшается с 0.1 до 0.04 см, при этом температура канала остается постоянной и составляет  $3 \cdot 10^5$  К.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фун-

даментальных исследований (грант №05-02-16091-а, 05-02-16001-а и 04-02-17527-а) и Президента РФ (грант №НШ-885.2003.2 и МК-2052.2005.8).

1. Богомаз А.А., Будин А.В., Коликов В.А., Пинчук М.Э., Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С.214–216.
2. Мейрович Б.Э. Канал сильного тока. М: Фима, 1999. 376 с.

## **ЭРОЗИЯ ЭЛЕКТРОДОВ В СИЛЬНОТОЧНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ДУГЕ**

*Пинчук М.Э.\* , Богомаз А.А., Будин А.В., Позубенков А.А.,  
Рутберг Ф.Г.*

*ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург*

*\*pinchme@mail.ru*

Подтверждено существование нового типа эрозии, который связан с нарушением баланса между давлением над поверхностью электрода, которое уравновешивает магнитную силу, и давлением в глубине поверхностного слоя, в разряде высокого давления в воздушной среде при параметрах, аналогичных параметрам при которых ранее [1] был зарегистрирован симметричный выброс с поверхности электрода в водородной среде. Параметры экспериментов: амплитуда тока 100–1000 кА, начальное давление газа 0.1–35 МПа, стальные и вольфрамовые электроды диаметром 20 и 6 мм соответственно, межэлектродный промежуток 5–50 мм. Выброс зарегистрирован в диапазоне амплитуд токов 100–250 кА.

Есть основания полагать, что выброс со всей поверхности торца электрода оболочки существует в ограниченном диапазоне амплитуд и плотностей разрядного тока. Нижняя граница обусловлена возникновением пинч-эффекта, верхняя граница связана с преобладающим влиянием эрозии в паровой фазе. Переход от эрозии в жидкой фазе к паровой соответствует резкому росту приэлектродных падений напряжения.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №05-02-16091-а, 05-02-16001-а и 04-02-17527-а) и Президента РФ (гранты №НШ-885.2003.2 и МК-2052.2005.8).

1. Богомаз А.А., Будин А.В., Коликов В.А., Пинчук М.Э., Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г. // ДАН. 2003. Т.388. №1. С.37–40.

## **ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА НА КОНФИГУРАЦИЮ КОНИЧЕСКИХ ОБРАЗОВАНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ**

*Зубарев Н.М.\* , Болтачев Г.Ш.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*nick@ami.uran.ru*

Проведено теоретическое исследование влияния пространственного заряда вблизи эмитирующего жидкометаллического острия на его форму. Показано, что уравнения движения испаряющихся с поверхности ионов допускают автоматическую редукцию, что позволяет свести исходную задачу

нахождения распределения электрического поля вокруг конического острия к анализу системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Ее решение позволило установить зависимость угла раствора конуса, при котором возможна взаимная компенсация капиллярных и электростатических сил, от тока эмиссии. Увеличение тока приводит к монотонному уменьшению угла раствора конуса (максимальный угол равен углу Тейлора,  $98.6^\circ$  [1]), что согласуется с известными экспериментальными данными [2, 3].

Полученные решения можно считать обобщением известных аналитических моделей влияния объемного заряда на процессы эмиссии с плоского, цилиндрического и сферического электродов, дающих знаменитый закон « $3/2$ » [4], на случай более сложной (конической) геометрии электрода.

1. Taylor G. // Proc. R. Soc. A. 1964. V.280. P.383–397.
2. Praprotnic B., Driesel W., Dietzsch Ch., Niedrig H. // Surf. Sci. 1994. V.314. P.353–364.
3. Driesel W., Dietzsch Ch., Niedrig H., Praprotnic B. // Ultramicroscopy. 1995. V. 57. P.45–58.
4. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.

## ИОНИЗАЦИЯ СРЕДЫ В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО ПРОВОЯ

*Иванов С.Н.\* , Литвинов Е.А., Шпак В.Г.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*stivan@iep.uran.ru*

Получены временные развертки свечения, сопровождающего импульсный электрический пробой перенапряженных газовых промежутков высокого давления. В качестве исследуемого газа был выбран технический азот, как наиболее часто используемый в разрядниках высокого давления газ. Давление газа менялось в пределах 30–40 атм. На газоразрядный промежуток подавался импульс высокого напряжения с фронтом 300–400 пс по уровням 0.1–0.9 и шириной на полувысоте 0.5–1 нс. Скорость нарастания напряжения на фронте импульса составляла  $(4-5) \cdot 10^{14}$  В/с. Расчетное значение нормальной компоненты электрического поля (по амплитуде импульса) у кромки катода менялось в пределах 1.7–2.4 МВ/см. Пробой наблюдался как ярко светящаяся вспышка, практически однородно заполняющая межэлектродный промежуток за время порядка 100 пс.

При интерпретации экспериментально наблюдаемых явлений учитывался разогрев электронов за счет соударения с молекулами газа и ионизация газа электронным ударом. В начале (до 0.2 от потенциала ионизации) температура электронов определяется джоулевым разогревом, затем ее рост замедляется за счет потерь на ударную ионизацию. Рост концентрации заряженных компонентов (образование электронов и ионов) носит ступенчатый характер, или характер вспышки с характерным временем запаздывания по отношению к началу процесса порядка 100 пс. Длительность вспышки примерно 15–20 пс. Расчеты показали, что температура электронов в момент вспышки составляет 0.3–0.35 от потенциала ионизации, т.е. ионизация газа осуществляется горячими электронами. Хорошая корреляция с эксперимен-

тальными данными позволяет говорить об адекватности выбранной модели. Проведенные оценки позволяют сделать вывод о том, что на газовых коммутаторах высокого давления можно получать высоковольтные импульсы напряжения с фронтами в несколько десятков пс. Можно надеяться, что дальнейшие исследования в этом направлении позволят провести дополнительную оптимизацию параметров и создать новые сверхбыстрые перенаправленные газовые коммутаторы высокого давления.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №05-02-16477).

## **ЭФФЕКТ СЕЛЕКТИВНОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ВОДОРОДА ПРИ ПРОБОЕ КОМБИНИРОВАННОГО ПРОМЕЖУТКА**

*Музюкин И.Л.\* , Барзахвостов С.В.*

*ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург*

*\*Ifd@iep.uran.ru*

Обнаружен эффект селективного ускорения ионов водорода при пробое комбинированного промежутка, объединяющего в себе разряд по поверхности диэлектрика и пробой вакуумного промежутка высоковольтным наносекундным импульсом напряжения. Рассмотрены различные схемы такого комбинированного разряда. Обнаружено, что ионы водорода могут ускоряться до энергий, существенно превышающих приложенное напряжение. Установлено влияние полярности электродов на вероятность генерации ионов.

## **ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ**

*Рудь А.Д.\*<sup>1</sup>, Перекос А.Е.<sup>1</sup>, Шпак А.П.<sup>1</sup>, Уваров В.Н.<sup>1</sup>,  
Иващук Л.И.<sup>1</sup>, Кускова Н.И.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*ИМФ НАН Украины, Киев,* <sup>2</sup>*ИИПТ НАН Украины, Николаев, Украина*

*\*rud@imp.kiev.ua*

Развиты новые способы получения углеродных наноматериалов (УНМ): фуллеренов, нанотрубок, аморфного углерода, наноалмазов и др., — методами высокоэнергетического плазмо-химического синтеза, а именно методами электрического взрыва проводников (ЭВП) и электроискрового диспергирования (ЭИД). В качестве исходных материалов для синтеза использовались химически-чистые углерод, железо, никель, медь, а рабочей средой служили толуол, бензол, этиловый спирт, аниловый спирт, бензин и др.

Эти методы позволяют получать широкий спектр фуллереноподобных материалов, включая C<sub>70</sub> и выше (до 1338 а.е.м. в нашем случае). Показана возможность эффективного управления масс-спектральным составом продуктов синтеза варьированием энерго-временных параметров электрического взрыва, материалов проводников и рабочей среды, в том числе и использованием катализаторов.

Установлен факт получения фуллереноподобных кластеров без использования графита в качестве материала синтеза. Такой результат может быть

объяснен деструкцией окружающей органической жидкости (толуол, бензол, бензин, спирт и др.) с последующим формированием из продуктов деструкции УНМ в условиях высокоэнергетического плазмохимического синтеза (температура и давление достигают значений  $10^5$  К и 300–500 МПа, соответственно).

С помощью рентгеновского структурного анализа и электронной микроскопии установлена возможность получения наноалмазов или алмазоподобных структур при использовании метода ЭВП. Проведен энергетический анализ условий синтеза.

Продукты плазмо-химического синтеза графита в зависимости от условий получения обладают ферромагнитными свойствами, сравнимыми со свойствами классических ферромагнитных металлов (Fe, Co, Ni). При этом величина намагниченности насыщения УНМ, полученных с помощью метода ЭВП, как минимум, на порядок превосходит известные в литературе данные для УНМ, синтезированных традиционными способами.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКРОВЫХ РАЗРЯДОВ В АЭРОЗОЛЬНОМ ПОТОКЕ

*Веремьев Н.К.\*<sup>1</sup>, Веремьев К.Н.<sup>1</sup>, Фофанов Я.А.<sup>2</sup>,  
Шеманин В.Г.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *НПИ КубГТУ, Новороссийск, <sup>2</sup> ИАП РАН, Санкт-Петербург*

*\*vnk100@mail.ru*

Электрический разряд в аэрозольном потоке лежит в основе электрической очистки газов от твердых частиц. Поскольку степень очистки прямо пропорционально квадрату среднего напряжения на электродах электрофильтра [1], то для эффективной работы фильтра необходимо установить максимально возможное в каждый момент времени напряжение на электродах. Искровой разряд является единственным процессом, указывающим на достижение этого максимума. Разряд характеризуется яркостью и формой светящегося канала. Однако сам пробой снижает интегральную напряженность электрического поля [2]. Восстанавливать напряжение после пробоя без потерь и тем самым повышать степень очистки газов можно, контролируя оптические характеристики разряда. Целью настоящей работы является изучение динамики искрового разряда в реальном электрофильтре для повышения степени очистки газов от аэрозольных частиц. Были выполнены исследования динамики искровых разрядов на промышленном электрофильтре печи №7 цементного завода «Пролетарий» Комбината Новоросцемент. Оптическая съемка выполнялась из форкамеры электрофильтра [3]. Получено, что при одних и тех же внешних условиях возникают искровые разряды, имеющие различные характеристики. Их распределение в пространстве носит стохастический характер. Но самое главное, что электрические пробой имеют различные оптические и электрические характеристики как по мощности, так и по этапам развития. Наиболее вероятны пробой при значениях напряжений и токов для данного электрофильтра, лежащих в следующих пределах:  $U_m = 30\text{--}45$  кВ,  $I_m = 100\text{--}250$  мА. Полученные результаты показывают, что необходимо иметь различные алгоритмы управления электрическими разрядами, охватывающими все возможные особенности их развития.

1. Левитов В.И., Решидов И.К., Ткаченко В.М. и др. Дымовые электро-фильтры. М.: Энергия, 1980. 448 с.
2. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том II / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2000. С.180.
3. Веремьев Н.К. и др. // Труды VII Международной конф. «Оптические методы исследования потоков». М., 2005. С.382.

## ФОТОНОТРОН — ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ ЭЛЕКТРОЛИЗЁР

*Юров Ю.Л.\*<sup>1</sup>, Измоденов Ю.А.<sup>2</sup>, Зайнуллин Л.А.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>НПИ КубГТУ, Новороссийск, <sup>2</sup>ВНИИМТ, Екатеринбург*

*\*dekan@nbkstu.org.ru*

Все возрастающая стоимость энергоносителей и газоочистного оборудования, используемого на генерирующих электростанциях при сжигании углеводородного топлива, а также огромные объемы выбросов окислов углерода, которые способствуют развитию глобального потепления на Земле, требует поиска альтернативных виды генерирования электроэнергии, перехода на ресурсо восстанавливаемые технологии. Таким видом топлива может стать водород, получаемый из природного газа, а еще лучше из морской воды, запасы которой неисчерпаемы [1]. На данном этапе разработан принципиально новый способ генерации водорода (и кислорода) из воды, имеющий преимущества перед традиционными: Использование электроразрядных электролизёров (фотонотронов) [1], работающих в нефарадеевском режиме за счет образования плазмы в приэлектродном слое, позволит сократить расход электроэнергии при генерацию водорода почти в два раза. Большая безопасность за счет конструктивных и технических решений стабилизации процессов массо- и теплообмена, обеспечивающих надежность функционирования с несоизмеримо высокой ресурсностью. Снижение финансовых затрат, как на реализацию проекта, так эксплуатацию. Обеспечение экологической безопасности, так как практически исключается образование парниковых газов, сажи, золы, пыли, имеющих в своем составе тяжелые металлы. Открывается перспектива использования водорода, полученного на фотонотроне для извлечения химических элементов из электролитов, обезжелезнения кварцевого песка, глубокого обогащения угля, извлечения алмазов, очистки и переработки нефти и измельчения горных пород.

1. Измоденов Ю.Л., Юров Ю.Л., Вавилов В.А. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005.
2. Измоденов Ю.А. и др. А.с. №59779, 61138, 62063, 100430.
3. Измоденов Ю.А., Шариков В.М., Зайнуллин Л.А. // Сборник трудов конф., посв. 80-летию ОАО «Уралгипромез». Екатеринбург, 2005.
4. Измоденов Ю.А., Синявский В.В., Истомина Е.П., Борисов В.И. А.с. №58617.
5. Измоденов Ю.Л., Юров Ю.Л. // Труды II Международной конф. «Ресурсоохраняющие и природоохранные технологии освоения недр». М., 2003.

# УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА В ДОЗВУКОВОМ И СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

*Аксёнов В.С.<sup>1</sup>, Губин С.А.<sup>1</sup>, Голуб В.В.<sup>2</sup>, Ефремов К.В.\*<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>МИФИ, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*dm2k@yandex.ru

Плазму скользящего электродугового разряда, перемещающегося вдоль полупроводящей поверхности, предлагается использовать для управления летательным аппаратом (ЛА). Образование мощной ударной волны при пробое воздушного промежутка скользящим разрядом изменяет обтекание поверхности ЛА и создает усилие для изменения траектории. Измерения критических условий существования скользящего разряда в потоке воздуха важны для его использования в сверхзвуковых ЛА. Эти условия для инициирования одиночного скользящего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха ранее исследовалась за фронтом ударной волны в ударной трубе.

В настоящей работе исследовался скользящий разряд в частотном режиме в потоке воздуха, который создавался мощной вентиляторной установкой или истечением в вакуумированную ёмкость. Разряд осуществлялся пробоем промежутков между электродами и поверхностью полупроводящего стержня из углеродистого графита, расположенного по нормали к потоку «заподлицо» с поверхностью обтекаемых тел — клина с углом 10 град. или модели крыла. Промежуток между электродами составлял 4–8 см, текущее напряжение между электродами регистрировалось, и разряд снимался кинокамерой. До скорости воздуха 40 м/с разряд был такой же, как в неподвижной атмосфере. В труба Эйфеля, которая создавала воздушный поток, использовали два режима (давление в сопле 0.16 атм и скорость потока — 520 м/с и давление — 0.24 атм и скорость — 200 м/с.) Обнаружено, что факторы определяющие устойчивость разряда — это напряженность поля на разряднике, величина сегментов разрядника, разогрев электродов и давление (электрическая прочность воздуха зависит от давления). В отличие от опытов в ударной трубе, увеличение скорости потока приводит к уменьшению температуры воздуха и к уменьшению давления (плотности). (Это следует из свойства инвариантности полного давления потока.)

Показана возможность устойчивого возбуждения скользящего разряда в трубе Эйфеля при скоростях потока воздуха 200–520 м/с и напряженности электрического поля 0.5–1.0 кВ/см. Энергии разрядов с частотой до 40 Гц составляла 8–40 Дж при подводимой мощности от 100 до 500 Вт.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

*Никипелов А.А.\* , Завьялов И.Н., Минтусов Е.И., Рупасов Д.В.,  
Стариковский А.Ю.*

*МФТИ, Долгопрудный*

\*andniki@neq.mipt.ru

Импульсный наносекундный разряд за счет большого значения величины приведенного поля обладает рядом достоинств по сравнению с традиционными типами разрядов. К ним относится высокая степень неравномерности

создаваемой плазмы, что позволяет эффективно возбуждать электронные и колебательные степени свободы молекул, и высокая степень однородности разряда. Была проведена съемка развития импульсного скользящего разряда вдоль поверхности с наносекундным разрешением. Время между кадрами составляло 0.5 нс. Была получена картина распространения разряда, изучена однородность разряда и степень заполнения плазмой поверхности.

Было проведено экспериментальное и численное изучение влияния импульсного наносекундного разряда на скорость горения. Была показана высокая эффективность ускорения фронта пламени разрядом. Была построена модель, описывающая механизм влияния разряда на горение и способная предсказать оптимальную геометрию в зависимости от параметров горелки и разряда.

Было проведено исследование влияния разряда на атомизацию жидкости. Этот процесс во многом определяет эффективность последующего горения — чем меньше капля, тем быстрее просходит испарение, смешение с окислителем и поджиг. Была получена зависимость изменения размеров капель при включении разряда от начального давления и частоты следования импульсов.

Было проведено изучение влияния скользящего разряда на отрывные течения. Эксперименты производились на скоростях потока от 20 до 110 м/с, исследовалось влияние одиночного активатора на обтекание модели НАСА 0015 длиной и шириной 10 и 15 см. Во всем диапазоне скоростей была получена высокая эффективность разряда.

1. Starikovskaia S.M., Kosarev I.N., Krasnochub A.V., Mintousov E.I., Starikovskii A.Yu. // Paper AIAA 2005-1195, 2005.
2. Opaitis D.F., Roupasov D.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu., Zavalov I.N., Saddoughi S.G. // Paper AIAA 2005-1180, 2005.

## **СТРУКТУРА ФРОНТА ИОНИЗАЦИИ СТРИМЕРА И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СКОРОСТИ ФОТОПРОЦЕССОВ**

*Нуднова М.М., Стариковский А.Ю.\**

*МФТИ, Долгопрудный*

*\*astar@neq.mipt.ru*

В работе представлены экспериментальные результаты исследования тонкой структуры катодонаправленного стримера. Предложен метод измерения электростатического диаметра головки стримера. Экспериментально восстановлена картина излучения головки стримера. Экспериментальные данные дополнены результатами численного моделирования уединенного катодонаправленного стримера в двумерной осесимметричной постановке.

Эксперименты проводились в вакуумируемой разрядной камере в сухом воздухе в геометрии плоскость–плоскость с иглой, установленной по центру низковольтного электрода, для иницирования стримерного разряда. Межэлектродное расстояние в эксперименте составило 3 см.

Для экспериментального исследования тонкой структуры стримера были использованы фотографии стримерной вспышки, полученные при помощи высокоскоростной ПЗС камеры PicoStar HR12. Во время работы в стробоскопическом режиме на усилитель камеры подавался запускающий синусоидальный сигнал частотой 300 МГц, время выдержки усилителя камеры

задается программно, и в наших экспериментах составило около 300 пс.

Разработана методика восстановления тонкой структуры стримера. С использованием этой методики было восстановлено радиальное распределение излучения по головке стримера в различных частях головки. Сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования позволило выделить роль фотоионизации в формировании профиля головки стримера и ее основных характеристик.

## ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ЗАРЯДКУ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

*Дьячков Л.Г.<sup>\*1</sup>, Храпак С.А.<sup>2</sup>, Храпак А.Г.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>MPE, Garching, Germany

*\*dyachk@mail.ru*

Одной из важнейших характеристик пылевой плазмы является заряд, приобретаемый пылевыми частицами вследствие их столкновений с заряженными частицами плазмы. Этот заряд определяется балансом потоков электронов и ионов на поверхность пылинки. В разрядах низкого давления (тлеющих, радиочастотных), в которых обычно проводятся исследования пылевой плазмы, длина свободного пробега электронов и ионов  $l$  превышает размер области  $R$ , возмущенной пылинкой. В этом случае можно полагать, что заряда происходит в бесстолкновительном режиме и применимо приближение ограниченного орбитального движения (OML). В противоположном предельном случае, когда длина свободного пробега мала по сравнению с другими характерными размерами задачи (радиусом пылинки  $a$  и толщиной возмущенного слоя плазмы вокруг нее  $R - a$ ), применимо гидродинамическое приближение.

В данной работе рассматривается промежуточный случай  $a < l \ll R$  в предположении, что в окрестности пылинки ( $r < R$ ) процессами ионизации и рекомбинации можно пренебречь. На расстояниях от пылинки, превышающих  $l$  ( $r > a + l$ ), применяется диффузионно-дрейфовое приближение, тогда как на малых расстояниях ( $a < r < a + l$ ) — движение электронов и ионов полагается бесстолкновительным. При этом используются выражения для потоков электронов и ионов на пылинку, найденные в нашей предыдущей работе [1]. Получено приближенное алгебраическое уравнение для определения потенциала пылинки при произвольных соотношениях между  $a$ ,  $l_e$  и  $l_i$ , которые считаются малыми по сравнению с  $R$ , и произвольных соотношениях между температурами электронов и ионов. Найдены зависимости потенциала пылинки от указанных параметров. Получено выражение для эффективного заряда — заряда пылинки, частично экранированного на больших расстояниях.

1. Дьячков Л.Г., Храпак А.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2005. С.191.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ МИКРОЧАСТИЦ В МОДЕЛИ ПУАССОНА–БОЛЬЦМАНА

*Филитпов А.В.\* , Паль А.Ф., Старостин А.Н.*

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк*

*\*fav@triniti.ru*

В ряде работ [1–4] на основе рассмотрения электростатической энергии системы двух микрочастиц в бесконечной плазме по модели Больцмана–Пуассона был сделан вывод о возможности притяжения между ними. В модели Больцмана–Пуассона электроны и ионы полагаются распределенными по закону Больцмана в самосогласованном поле, которое само определяется уравнением Пуассона. В настоящей работе на основе рассмотрения силы взаимодействия двух микрочастиц в бесконечной плазме с помощью максвеллова тензора натяжений показано, что в модели Больцмана–Пуассона две микрочастицы всегда отталкиваются друг от друга как в изотермической, так и в неизотермической плазме. На тех расстояниях между микрочастицами, на которых возможна линеаризация больцмановских экспонент, взаимодействие между микрочастицами полностью описывается теорией Дебая–Хюккеля.

1. Resendes D.P., Mendonca J.T., Shukla P.K. // Phys. Lett. A. 1998. V.239. P.181.
2. Ivanov A.S. // Phys. Lett. A. 2001. V.290. P.304.
3. Герасимов Д.Н., Синкевич О.А. // ТВТ. 1999. Т.37. С.853.
4. Дьячков Л.Г. // ТВТ. 2005. Т.43. С.331.

## ЦИКЛИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ТРЕКОВОЙ ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ ПУЧКОМ ПРОТОНОВ

*Владимиров В.И.\*<sup>1</sup>, Депутатова Л.В.<sup>1</sup>, Исаков А.А.\*<sup>2</sup>,  
Рыков К.В.<sup>2</sup>*

*<sup>1</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск*

*\*dlv@ihed.ras.ru*

Исследование плазменно-пылевых структур в плазме, образованной жестким ионизатором при давлениях плазмообразующего инертного газа менее 10 торр начались сравнительно недавно. В плазме, образованной пучком протонов, при наложении внешнего электрического поля в пучке формировались пылевые структуры из полидисперсных частиц. При давлениях около 1 торр впервые в плазме, образованной пучком протонов, были сформированы плазменно-пылевые кристаллы из монодисперсных частиц диаметром 1 мкм (расстояние между частицами 80 мкм) и 4.82 мкм (расстояние между частицами 140 мкм) [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования неустойчивости пылевых структур, сформированных при давлениях менее 10 торр. Создавались условия (давление инертного газа, ток пучка протонов, напряженность внешнего поля), при которых пылевые частицы, находящиеся в пучке, совершали циклическое движение. Эксперименты проводились в различных плазмообразующих инертных газах. Рассмотрено несколько механизмов возникновения циклического движения. Приведены

результаты математической обработки видеок кадров циклического движения пылевых частиц.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №04-02-08085-офи-а и 05-08-33650-а.

1. Fortov V.E., Rykov V.A., Budnik A.P., Filinov V.S., et al. // Phys. Lett. A. 2006. (принята к печати)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫХОД УФ ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПУЧКОМ ПРОТОНОВ В КРИПТОНЕ

*Денежкин И.А.<sup>1</sup>, Рыков К.В.<sup>1</sup>, Владимиров В.В.\*<sup>2</sup>,  
Депутатова Л.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск, <sup>2</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

\*dlv@ihed.ras.ru

При прохождении заряженных частиц в газовой среде возникает излучение в широком спектральном диапазоне. В данной работе проводилось исследование влияния пылевых частиц  $\text{CeO}_2$  средним диаметром 1 мкм на выход излучения, возникающего при торможении протонов в криптоне. С помощью солнечнослепого фотоэлектронного умножителя ФЭУ – 115 МСС регистрировалось излучение, соответствующее УФ области спектра. Проведенные при различном давлении газа и содержании пылевых частиц исследования показали, что выход излучения, в основном, определялся профилем энерговклада протонного пучка в рассматриваемом поперечном сечении среды. Кроме того, можно довольно уверенно утверждать, что при реализуемых в эксперименте концентрациях пылевых частиц  $\text{CeO}_2$  их влияние на форму профиля энерговклада протонов в газ незначительно. С другой стороны, наличие пылевой компоненты в газе уменьшает общий выход излучения за счет его рассеяния. Данные об ослаблении излучения позволили получить количественную информацию о концентрации пылевых частиц в газопылевой смеси.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №04-02-08085-офи-а и 05-08-33650-а.

## EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ELECTRON BEAM INFLUENCE ON DUSTY PLASMA STRUCTURES

*Gavrikov A.V.<sup>1</sup>, Fortov V.E.<sup>1</sup>, Manohin A.A.<sup>2</sup>, Petrov O.F.<sup>2</sup>,  
Vasil'ev M.N.<sup>2</sup>, Vorona N.A.\*<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>IHED RAS, Moscow, <sup>2</sup>MIPT, Dolgoprudny, Russia

\*raraavis@ihed.ras.ru

The electron beam is known as convenient instrument that allows one influencing on dusty plasma structures. This influence results in changing of the parameters of plasma within which under gravitational and electrical force dust macroparticles are levitating. By applying an electron beam with changeable sweep frequency one has an opportunity of effecting the whole structure or only part of it as well. This work was devoted to studying the dynamical processes in dusty plasma cloud under the effect of electron beam. The latter while being applied entailed altering of such dusty plasma parameters as interparticle distance,

mean macroparticle velocity, and coupling parameter. The relaxation processes that took place in the system after electron beam switching of were also studied. It was marked that the characteristic relaxation time (during which the system calms down to its initial state) is much less than the time of system perturbation caused by the electron beam. The relaxation time is estimated about several tens of seconds. The dependencies of macroparticles concentration and the systems parameter of nonideality on time were plotted on the basis of the experimental data. Also the relative temperature altering for the system was estimated.

This work was supported by Complex Research Program of the Presidium of Russian Academy of Sciences «Thermal Physics and Mechanics of Intensive Power Action», by the Russian Foundation for Basic Research (Grants №03-02-17240 and 04-02-16362), and by NWO (Project 047.016.020). Two of authors (Petrov O.F. and Vaulina O.S.) are granted by the Russian Science Support Foundation.

## **ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В УСКОРИТЕЛЯХ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

*Козлов А.Н.*

*ИПМ РАН, Москва*

*kozlov@kiam.ru*

Явление кризиса тока [1] ограничивает достижение больших скоростей в коаксиальных плазменных ускорителях с непроницаемыми электродами. Это явление обусловлено эффектом Холла и возникает вследствие недостатка ионов в окрестности анода. Преодоление кризиса тока возможно в двухступенчатых системах типа квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) [2] с проницаемыми электродами.

Наличие продольного магнитного поля, дополнительного к традиционно для данных систем азимутальному магнитному полю, с одной стороны, усложняет течение, в частности, приводит к вращению, с другой — позволяет исследовать динамику плазмы во всем многообразии процессов. Введение в систему продольного поля инициирует вопрос о целесообразности анодных трансформеров второй ступени КСПУ.

Иерархия численных моделей предполагает на первом этапе исследования динамики плазмы в рамках одножидкостной модели на основе МГД-уравнений с учетом конечной проводимости среды. Эффект Холла, зависимость проводимости от направления магнитного поля можно учесть в дальнейшем на основе двухжидкостных МГД-моделей. Верификация моделей осуществляется с помощью аналитических исследований [3].

Установлено, что небольшое продольное магнитное поле позволяет реализовать трансзвуковые течения в канале ускорителя при различных условиях подачи на входе. Продольное поле приводит к постепенно нарастающему вращению плазмы. В результате концентрация плазмы увеличивается в окрестности внешнего электрода. Это указывает на возможность преодоления или ослабления явления кризиса тока в ускорителях со сплошными электродами. В то же время при больших значениях продольного поля наблюдается формирование привязок тока на внешнем электроде [4].

Работа поддержана РФФИ (проект №06-02-16707).

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. Фортова В.Е. Т. III. М.: Наука, 2000. С.407.
2. Морозов А.И. // Физ. плазмы. 1990. Т.16. №2. С.131.
3. Козлов А.Н. // Известия РАН. МЖГ. 2003. №4. С.165.
4. Козлов А.Н. // Физ. плазмы. 2006.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ Пониженного Давления с Твердыми Телами

*Абдуллин И.Ш.<sup>1</sup>, Желтухин В.С.\*<sup>2</sup>, Сагбиев И.Р.<sup>1</sup>,  
Юсупов О.Д.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>КГТУ, <sup>2</sup>КГУ, Казань

\*victor.zheltukin@ksu.ru

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований взаимодействия с твердыми телами высокочастотной (ВЧ) индукционной и емкостной плазмы пониженного давления с продувом газа ( $p = 13.3\text{--}133$  Па). В этом диапазоне давлений ВЧ плазма обладает следующими характеристиками: степень ионизации  $10^{-4}\text{--}10^{-7}$ , концентрация электронов  $n_e \sim 10^{15}\text{--}10^{19}$  м<sup>-3</sup>, электронная температура  $T_e = 1\text{--}4$  эВ, температура атомов и ионов в разряде  $T_{a,i} = 0.3\text{--}0.5$  эВ, в плазменной струе  $T_{a,i} = 0.03\text{--}0.09$  эВ.

Установлено, что в окрестности тела образуется СПЗ, состоящий из двух частей. Непосредственно к поверхности тела примыкает двойной слой толщиной  $\sim (3\text{--}10) \cdot 10^{-6}$  м, в котором «тепловые» электроны отсутствуют. Вторая часть — «колебательный» слой, в котором электроны плазмы осциллируют вместе с изменением знака электрического поля. Общая толщина СПЗ составляет от 0.1 до  $(1.5\text{--}2) \cdot 10^{-3}$  м, в зависимости от типа разряда, давления и расхода газа, вкладываемой в разряд мощности.

Проходя сквозь СПЗ и ускоряясь в его электрическом поле, положительные ионы приобретают, в зависимости от параметров разряда, дополнительную энергию от 30 до 100 эВ. Наличие микрорельефа поверхности (шероховатости) тела приводит к неравномерному распределению поверхностного заряда, вследствие чего электрическое поле в двойном слое сильно неоднородно. В соответствии с искривлением силовых линий электрического поля, ионный поток в двойном слое концентрируется на вершинах микронеровностей. Степень концентрированности потока падает при увеличении толщины СПЗ и при уменьшении расстояния между микронеровностями.

Таким образом, слой положительного заряда, возникающий в окрестности твердого тела в ВЧ плазме пониженного давления, играет роль ускорителя ионов. В зависимости от параметров СПЗ и размеров микронеровности поверхности, может реализоваться как избирательная, так и не избирательная обработка. В отличие от других видов ионной обработки, для обеспечения однородности ионного потока при обработке в ВЧ плазме пониженного давления не требуется сепаратора ионов.

## **КОНВЕРСИЯ МЕТАНА В СИНТЕЗ-ГАЗ, СТИМУЛИРОВАННАЯ ПЛАЗМОЙ СВЧ-РАЗРЯДА**

*Бабарицкий А.И.\* , Дёмкин С.А., Животов В.К., Смирнов Р.В.,  
Чебаньков Ф.Н.*

*РНЦ КИ, Москва*

*\*ivor@zelnet.ru*

Рассмотрены экспериментальные результаты исследования процесса парциального окисления метана кислородом воздуха с образованием водорода и оксида углерода (синтез-газ), разбавленных азотом воздуха. Для ускорения процесса конверсии метана реагенты предварительно нагреваются до нескольких сот градусов и обрабатываются плазмой СВЧ-разряда. На основании анализа большого массива экспериментальных данных разработан эмпирический алгоритм, связывающий состав продуктов на выходе конвертора с температурой предварительного нагрева реагентов, мощностью СВЧ-разряда, расходами исходных реагентов и их соотношением. Показано, что для каждой конструкции плазменного конвертора этот алгоритм однозначен в широком диапазоне изменения экспериментальных параметров и позволяет корректно предсказывать степень конверсии метана в синтез-газ, а также проводить сравнение разных конструкций конвертора. Расчётный состав продуктов и задаваемые величины вводимой энергии определяют температуру продуктов процесса на выходе из конвертора, что даёт возможность рассчитать параметры рекуперативного теплообменника, обеспечивающего предварительный нагрев метано-воздушной смеси за счет охлаждения продуктов конверсии. Такими параметрами являются эффективность теплообмена и относительные теплотери. Исходя из реальных значений этих параметров, приведены конкретные требования к системе рекуперативного теплообмена. Использование рекуперативного теплообменника существенно уменьшает энергозатраты на производство синтез-газа из метана и является необходимым для реализации технологического варианта конвертора.

## **ПРИМЕНЕНИЕ СВЧ-РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ ПАРЦИАЛЬНОГО ОКИСЛЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ**

*Чебаньков Ф.Н.*

*РНЦ КИ, Москва*

*chfn@mail.ru*

Обобщены результаты экспериментальных исследований процессов парциального окисления керосина, пропана, метана кислородом воздуха, стимулированных плазмой СВЧ-разряда атмосферного давления [1–3]. Необходимость их стимуляции объясняется кинетическими ограничениями на время выхода синтез-газа в этих процессах. Действенным стимулятором парциального окисления может служить плазма микроволнового разряда, являясь как эффективным нагревателем реагентов, так и генератором активных частиц (радикалов, ионов). Приведены результаты экспериментов, подтверждающие эффективность плазменного воздействия. Показано, что плазменный энергоклад увеличивает степень конверсии топлива в синтез-газ на 30–50% эффективнее теплового той же величины, т.е. воздействие разряда не сводится только к нагреву реагентов. Рассмотрены особенности реа-

лизации СВЧ-разрядов атмосферного давления в плазмотронах различных типов (факельный, бегающий, типа «свеча»). Дано краткое описание экспериментальных установок и методики обработки экспериментальных результатов. Отмечены достоинства и недостатки традиционных (каталитических) и плазмохимических методов переработки углеводородов.

1. Бабарицкий А.И., Животов В.К., Коновалов Г.М., Лысов Г.В., Русанов В.Д., Смирнов Р.В., Чебаньков Ф.Н. и др. Плазмокаталитическая переработка углеводородного сырья и моторных топлив. Разработка бортового автомобильного плазменного конвертора жидкого топлива в синтезгаз. Препринт РНЦ «Курчатовский Институт». М., 2003.
2. Бабарицкий А.И., Животов В.К., Коновалов Г.М., Лысов Г.В., Русанов В.Д., Чебаньков Ф.Н. и др. // ХВЭ. 2004. Т.37. №5.
3. Русанов В.Д., Бабарицкий А.И., Коновалов Г.М., Лысов Г.В., Смирнов Р.В., Чебаньков Ф.Н. и др. // Доклады РАН. 2004. Т.395. №5.

## **СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЛОСКИХ И ВАКУУМИРОВАННЫХ СОЛНЕЧНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ ДЛЯ НАГРЕВА ВОДЫ В РАЗЛИЧНЫХ КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ**

*Фрид С.Е., Потель О.С., Коломиец Ю.Г.\**

*ИВТ РАН, Москва*

*\*tarambay@rambler.ru*

В докладе представлены сравнительные результаты моделирования солнечной водонагревательной установки (СВУ) с плоскими и вакуумированными солнечными коллекторами (СК). В отличие от традиционных плоских солнечных коллекторов, вакуумированные СК характеризуются существенно более низкими удельными тепловыми потерями и позволяют нагревать теплоноситель до более высоких температур. С другой стороны, их оптический КПД уступает плоским СК.

Целью работы является проведение сравнительного анализа эффективности солнечных установок с двумя типами коллекторов. Для такого сравнения использована международная база данных теплотехнических характеристик различных СК, сформированная по результатам их сертификационных испытаний. С использованием специально разработанной процедуры проведено динамическое моделирование работы СВУ для климатических условий более 1000 пунктов, расположенных в различных регионах мира. Целевой функцией статистической обработки полученных результатов моделирования было определение количества дней в каждом месяце, квартале, полугодии и в году, в которые температура воды в баке-аккумуляторе типичной СВУ не ниже контрольных уровней, а также долей покрытия нагрузки горячего водоснабжения за счет солнечной энергии в указанные периоды. Анализ полученных результатов показал, что массивы расчетных точек распадаются на характерные группы, соответствующие установленным контрольным значениям температуры. В результате многоступенчатой аппроксимации получены коэффициенты, однозначно определяющие величину удельного количества дней и долю покрытия нагрузки за счет солнечной энергии в зависимости от средней за рассматриваемый период дневной суммы солнечного излучения. Погрешность аппроксимации оценивается в

15–20%, что может считаться приемлемым для создания упрощенной инженерной методики расчета производительности СВУ.

Показано, что в водонагревательных установках вакуумированные СК не имеют однозначных энергетических преимуществ перед плоскими СК, а их практическое применение зависит от стоимостных показателей.

## ИНДЕКС ПО АВТОРАМ

- |                             |                                    |
|-----------------------------|------------------------------------|
| Andreev N.E. .... 94        | Авдонин В.В. .... 19               |
| Asay J.R. .... 60, 61       | Агранат М.Б. .... 95, 97           |
| Blazevic A. .... 94         | Азатын В.В. .... 91                |
| Capitelli M. .... 146       | Аксёнов В.С. .... 153              |
| Church P.D. .... 71         | Александрин С.Ю. .... 122, 123     |
| Cros B. .... 94             | Ананьев С.С. .... 108              |
| Faenov A.Ya. .... 94        | Ананьин А.В. .... 63               |
| Fortov V.E. .... 94, 157    | Андреев Н.Е. .... 95, 98           |
| Gavrikov A.V. .... 157      | Андриевская В.Ю. .... 130          |
| Hoffmann D.H.H. .... 94     | Анисимов С.И. .... 50, 96, 97      |
| Hoffman D.H. .... 115       | Анохин Е.М. .... 84                |
| Hornung K. .... 132         | Антоненко М.Н. .... 41             |
| Hug A. .... 115             | Антонова О.В. .... 53              |
| Khishchenko K.V. .... 94    | Апакидзе Ю.В. .... 69              |
| Kissel J. .... 132          | Апфельбаум Е.М. .... 134, 139, 140 |
| Korostiy S. .... 94         | Атрошенко С.А. .... 59             |
| Laricchiuta A. .... 146     | Ашитков С.И. .... 94, 95, 97       |
| Levashov P.R. .... 94       | Бабарицкий А.И. .... 160           |
| Magunov A.I. .... 94        | Бабарэ Л.В. .... 19                |
| Manohin A.A. .... 157       | Бабушкин А.Н. .... 30–33           |
| Maynard G. .... 94          | Баженова Т.В. .... 91              |
| Mellado E.M. .... 132       | Бажиров Т.Т. .... 40               |
| Ni P.A. .... 115            | Бакланов Д.И. .... 89              |
| Olson C.L. .... 108         | Бакулин В.Н. .... 121              |
| Pelka A. .... 94            | Бакшаев Ю.Л. .... 108              |
| Petrov O.F. .... 157        | Барахвостов С.В. .... 80, 150      |
| Pikuz T.A. .... 94          | Баренбаум А.А. .... 93             |
| Povarnitsyn M.E. .... 94    | Бартов А.В. .... 108               |
| Proud W.G. .... 71          | Басевич В.Я. .... 87               |
| Rodriguez Prieto G. .... 94 | Баталов Р.И. .... 105, 120         |
| Rosmej O. .... 94           | Башарин А.Ю. .... 28               |
| Roth M. .... 94             | Баязитов Р.М. .... 103, 105, 120   |
| Schaumann G. .... 94        | Баяндин Ю.В. .... 61               |
| Schollmeier M. .... 94      | Безверхий П.П. .... 23             |
| Smirnov V.P. .... 107       | Бельхеева Р.К. .... 72             |
| Srama R. .... 132           | Белятинская И.В. .... 53           |
| Tahir N.A. .... 115         | Бисти В.Е. .... 128                |
| Tsembelis K. .... 71        | Блажевич А. .... 112               |
| Udrea S. .... 115           | Блинов П.И. .... 108               |
| Vasil'ev M.N. .... 157      | Бобров А.А. .... 132               |
| Veysman M.E. .... 94        | Богомаз А.А. .... 147, 148         |
| Vorona N.A. .... 157        | Болтачев Г.Ш. .... 148             |
| Wamers F. .... 94           | Бониц М. .... 134                  |
| Zakharov S.V. .... 107      | Борисенко Н.Г. .... 101            |
| Абдуллин И.Ш. .... 159      | Бородина Т.И. .... 52, 53          |
|                             | Боцан А.В. .... 135                |
|                             | Бочко А.В. .... 63                 |
|                             | Брагин М.В. .... 91                |

Брагов А.М. ....	71	Гущин В.А. ....	75
Бродова И.Г. ....	53	Даниленко К.Н. ....	123
Будин А.В. ....	147, 148	Дегтярева В.Ф. ....	30
Бурцев В.В. ....	114	Дегтярева О.Н. ....	30
Буряков В.Л. ....	122, 123	Демидов Б.А. ....	127
Бутлицкий А.М. ....	133	Демидов В.С. ....	114
Вагнер Х.Г. ....	85, 92	Демидова Е.В. ....	114
Валуев И.А. ....	143	Денежкин И.А. ....	157
Варенцов Д.В. ....	115, 116	Депутатова Л.В. ....	156, 157
Вербицкая О.В. ....	45	Дёмкин С.А. ....	160
Веремьев К.Н. ....	151	Джавадов Л.Н. ....	27
Веремьев Н.К. ....	151	Диваков О.Г. ....	85
Вильчевская Е.Н. ....	35	Димитренко В.В. ....	101
Вихренко В.С. ....	43	Долбин И.В. ....	42
Владимиров В.В. ....	157	Долгобородов А.Ю. ....	81
Владимиров В.И. ....	156	Доскоч И.Я. ....	100
Волков А.А. ....	114	Дрёмин А.Н. ....	63, 86
Волков Г.С. ....	122	Дьячков Л.Г. ....	155
Волков Н.Б. ....	119, 140	Егоров О.Г. ....	146
Володин В.В. ....	89	Емельянов А.В. ....	85, 92, 95, 129
Воробьев В.С. ....	24	Ерёмин А.В. ....	85, 92, 95, 129
Воронина Э.И. ....	105, 106	Ермолаев В.А. ....	59
Вохмянина К.А. ....	121	Ерохин Г.А. ....	68
Гаврилов В.В. ....	101	Ефремов В.П. ....	50, 85, 112, 113, 127
Гайдаш С.В. ....	114	Ефремов К.В. ....	153
Гапанюк Д.В. ....	43	Жаховский В.В. ....	96, 97
Гаркушин Г.В. ....	56	Желтухин В.С. ....	159
Гаркушина М.П. ....	77	Жерноклетов Д.М. ....	52, 53
Гафаров Б.Р. ....	69	Жерноклетов М.В. ....	17, 18
Гацкевич Е.И. ....	105	Животов В.К. ....	160
Гилязова А.А. ....	89	Жилияков Л.А. ....	121
Головастов С.В. ....	88, 89	Жогин И.Л. ....	80
Голуб В.В. ....	88, 89, 91, 153	Жук А.З. ....	18, 52
Голубев А.А. ....	114–116	Жуков А.Н. ....	63
Голубев В.К. ....	22	Жуков В.П. ....	82
Гольшев А.А. ....	19, 21	Жукова Е.А. ....	140
Гольцов А.Ю. ....	101	Завьялов И.Н. ....	153
Гончаров В.В. ....	121	Зайнуллин Л.А. ....	152
Горбунов Л.М. ....	99	Зайцев В.И. ....	122
Гордеев Д.Г. ....	18	Зайченко В.М. ....	88
Горельский В.А. ....	68	Запорожец Ю.Б. ....	143
Грибанов В.М. ....	117, 124	Захаренков А.С. ....	73
Грода Я.Г. ....	43	Захаров В.С. ....	136
Грязнов В.К. ....	115, 116, 137, 143	Зеленер Б.Б. ....	132, 133
Губин С.А. ....	153	Зеленер Б.В. ....	132, 133
Гударенко Л.Ф. ....	18	Зелепугин А.С. ....	67
Гуренцов Е.В. ....	95, 129	Зелепугин С.А. ....	67
Гусев П.А. ....	91	Зельдович В.И. ....	55
Гусев С.А. ....	126	Зиборов В.С. ....	85
Гуськов С.Ю. ....	100	Змитренко Н.В. ....	100

Зубарев Н.М. ....	148	Костенко О.Ф. ....	98
Зубков П.И. ....	79	Костюков И.Ю. ....	99
Зюзин И.Н. ....	77	Крайнов В.П. ....	95, 144
Иваненко С.А. ....	133	Кривошеина М.Н. ....	33
Иванов А.В. ....	41	Крюгер Л.Л. ....	65
Иванов М.И. ....	122, 123	Куделькин В.Г. ....	18
Иванов М.Ф. ....	91	Кудрявцев Н.Н. ....	84
Иванов С.Н. ....	149	Кудрявцева И.В. ....	44
Иванова Т.Ю. ....	84	Кузин Н.Н. ....	63
Иващук Л.И. ....	150	Кузнецова О.В. ....	45
Ивкин М.В. ....	127	Куксин А.Ю. ....	39
Ивлев Г.Д. ....	105, 120	Куликов С.А. ....	88
Извеков О.Я. ....	57	Кулипанов Г.Н. ....	80
Измоденов Ю.А. ....	152	Кулиш М.И. ....	115, 116
Иногамов Н.А. ....	96, 97	Куперштох А.Л. ....	25
Иосилевский И.Л. ....	137, 138	Куропатенко В.Ф. ....	36
Исаков А.А. ....	156	Кускова Н.И. ....	110, 150
Казаков Е.Д. ....	108	Ланкин А.В. ....	142
Калинин Ю.Г. ....	108	Ларионов А.В. ....	128
Канель Г.И. ....	48	Левашов П.Р. ....	45, 46, 134, 135, 140
Каракулов В.В. ....	66	Лейви А.Я. ....	119
Каркач С.П. ....	86	Ленникова И.П. ....	53
Карпенко С.В. ....	26	Леонтьев В.А. ....	62
Карташов А.В. ....	122	Лисенков В.В. ....	100
Карташов А.М. ....	79	Лисин Д.Г. ....	89
Кац М.М. ....	114	Литвинов Е.А. ....	149
Каштанов П.В. ....	145	Лихачев А.П. ....	50
Ким В.В. ....	74, 116	Лобанова Ю.Л. ....	107
Кингсен А.С. ....	108	Ломоносов И.В. ....	17, 50, 74, 115, 116
Ковалев А.Е. ....	17	Ломунов А.К. ....	71
Коваленко С.А. ....	76	Лосев С.Ю. ....	147
Ковальский Н.Г. ....	101	Лукьянчиков Л.А. ....	80
Козлов А.Н. ....	158	Майер Л.В. ....	65
Козлов Е.А. ....	53	Макеич А.А. ....	85
Козлова М.А. ....	58	Мальшенко С.П. ....	24
Колбанев И.В. ....	81	Мальшкин А.А. ....	100
Коломиец Ю.Г. ....	161	Малютин О.П. ....	77
Кольман Е.В. ....	127	Мамчужев М.О. ....	26
Комрачков В.А. ....	114	Манькин Э.А. ....	132, 133
Кондрауров В.И. ....	57	Марков Н.В. ....	114
Кондрашов В.Н. ....	101	Маргынец В.Г. ....	23
Коньшева И.Ю. ....	33	Матвейчев А.В. ....	51
Конюхов А.В. ....	50	Матизен Э.В. ....	23
Кореньков В.В. ....	77	Махов М.Н. ....	81
Корец А.Я. ....	37	Медведев Д.А. ....	25
Королев В.Д. ....	108	Медовщиков С.Ф. ....	101
Коростий С. ....	112	Мельникова Н.В. ....	33
Косарев И.Н. ....	83	Меркульев Ю.А. ....	101
Косарим А.В. ....	146	Месяц Г.А. ....	111
Костановский А.В. ....	121	Метелкин С.Ю. ....	124
		Мещеряков А.Н. ....	127

Мещеряков Ю.И. ....	60	Пермяков С.Л. ....	62
Милёхин Ю.М. ....	126	Петров В.А. ....	127
Милевский В.В. ....	18, 52, 53, 72	Петров Ю.В. ....	96, 97
Мингалеев А.Р. ....	109, 110	Петухов В.А. ....	91
Минтусов Е.И. ....	153	Пикуз мл. С.А. ....	112, 113
Минцев В.Б. ....	115, 116, 143	Пикуз С.А. ....	109, 110
Миронова Е.Е. ....	45	Пинчук М.Э. ....	147, 148
Михайлов А.Л. ....	114	Плехов О.А. ....	63
Михисор М.А. ....	45	Поварницын М.Е. ....	73
Мищенко С.С. ....	34	Позубенков А.А. ....	147, 148
Можарова Т.С. ....	46	Попель О.С. ....	130, 161
Моздыков В.А. ....	53	Попов Н.А. ....	83
Молодец А.М. ....	19–21	Потапенко А.И. ....	76, 124, 125
Морозов И.В. ....	141	Похил Г.П. ....	121
Мочалов И.А. ....	74	Привалов В.Е. ....	105, 106
Мочалов М.А. ....	18	Прокудин В.Г. ....	77
Мочалова В.М. ....	78	Радченко А.В. ....	66
Музюкин И.Л. ....	150	Радченко П.А. ....	69
Набоко И.М. ....	91	Разоренов С.В. ....	56, 65
Найдис Г.В. ....	133	Ракитин А.Е. ....	82
Наймарк Д.О. ....	62	Растунков В.С. ....	95
Наймарк О.Б. ....	60, 61	Рейнгольц Х. ....	143
Наумова Н.С. ....	59	Репке Г. ....	143
Невмержицкий Н.В. ....	114	Реутов Б.Ф. ....	44
Ни П.А. ....	116	Решетняк Р.Б. ....	89
Никипелов А.А. ....	153	Рогова А.А. ....	68
Николаев Д.Н. ....	17, 115, 116	Розанов В.Б. ....	100
Николаева Е.А. ....	63	Розмей О.Н. ....	112
Нишихара К. ....	96, 97	Ромадинова Е.А. ....	118
Новиков В.Г. ....	136	Романова В.М. ....	109, 110
Новиков М.Г. ....	17	Руднев А.В. ....	114
Новохатская Н.И. ....	30	Рудь А.Д. ....	150
Ногаев М.А. ....	34	Рупасов Д.В. ....	153
Норман Г.Э. ....	113	Русин С.П. ....	29
Нугаева Л.Л. ....	33	Рутберг Ф.Г. ....	147, 148
Нуднова М.М. ....	154	Рыков А.А. ....	80
Нурутдинов Р.М. ....	120	Рыков В.А. ....	44
Обручкова Л.Р. ....	140	Рыков К.В. ....	156, 157
Овчинников А.В. ....	94, 95, 97	Савинцев А.П. ....	26, 102
Опарин А.М. ....	50	Савинцев Ю.П. ....	104
Орешков О.В. ....	114	Савинцева С.А. ....	104
Осипов В.В. ....	100	Савиных А.С. ....	51
Осоловский В.С. ....	76, 125	Сагбиев И.Р. ....	159
Острик А.В. ....	70, 117, 118	Садовничий Д.Н. ....	126
Павлюкова Е.Р. ....	75	Саетгалиев Р.Р. ....	76
Паль А.Ф. ....	156	Сазонова Л.В. ....	53
Панов В.П. ....	77	Саложников А.Т. ....	45
Панов К.Н. ....	114	Сасоров П.В. ....	108
Пелецкий В.Э. ....	29	Сахаров М.К. ....	30
Перекос А.Е. ....	150	Сахаров М.Ю. ....	36
		Свих В.Г. ....	79

Сеньковский Н.В. ....	114	Тулинов А.Ф. ....	121
Сергеичев И.В. ....	71	Туровцева Ю.Е. ....	119
Синько Г.В. ....	15	Туртиков В.И. ....	114–116
Ситников Д.С. ....	94, 95, 97	Турчанинов М.А. ....	28
Скобелев И.Ю. ....	113	Уваров В.Н. ....	150
Сковородько С.Н. ....	130	Уваров С.В. ....	63
Скребков О.В. ....	86	Удреа Ш. ....	116
Скрипняк В.А. ....	64–66	Уйманов И.В. ....	111
Скрипняк Е.Г. ....	64, 65	Украинец А.В. ....	137
Слободчиков С.С. ....	125	Ульяненко Р.В. ....	76, 125
Смирнов А.Л. ....	86	Уракаев Ф.Х. ....	104
Смирнов Б.М. ....	144–146	Устроенов Г.И. ....	108
Смирнов В.П. ....	108	Устюжанин Е.Е. ....	44
Смирнов Г.Н. ....	114	Уткин А.В. ....	18, 50, 54, 63, 69, 78
Смирнов Н.А. ....	15, 16	Фаенов А.Я. ....	113
Смирнов Р.В. ....	160	Федоров А.Н. ....	77
Соковилов М.А. ....	62	Фертман А.Д. ....	112, 114–116
Соколов В.П. ....	45	Феске Х. ....	134
Соколов С.Н. ....	52, 53	Филатов И.Е. ....	127
Солнцев О.И. ....	91	Филинов В.С. ....	134
Сосиков В.А. ....	54	Филиппов А.В. ....	156
Сотсков Е.А. ....	114	Фокоев В.П. ....	90
Стариковская С.М. ....	83	Фортов В.Е. .	17, 18, 50, 72, 81, 85, 95, 112, 115, 116, 134, 143
Стариковский А.Ю. 82–84, 153, 154		Фофанов Я.А. ....	151
Старостин А.Н. ....	156	Фрейдин А.Б. ....	35
Стегайлов В.В. ....	39	Фрид С.Е. ....	161
Степанов Р.В. ....	100	Фридман В.Б. ....	121
Стрелецкий А.Н. ....	81	Фролов А.А. ....	99
Субботин А.Н. ....	107	Фролов С.М. ....	87
Сулейманов М.Ж. ....	130	Фролова А.А. ....	72
Султанов В.Г. ....	74	Фунтиков А.И. ....	49
Тарасов В.Д. ....	28	Халенков А.М. ....	101
Тахир Н.А. ....	116	Хейфец А.Э. ....	55
Тацкий В.Ф. ....	63	Хейфец О.Л. ....	32, 33
Темроков А.И. ....	26	Хищенко К.В. 16–18, 23, 45, 46, 50, 72, 140	
Тен К.А. ....	80	Хомкин А.Л. ....	134
Тер-Оганесьян А.Е. ....	109, 110	Хомская И.В. ....	55
Терновой В.Я. ....	17, 115, 116	Хорев И.Е. ....	68
Титов В.М. ....	80	Хофманн Д.Х.Х. ....	112, 116
Тихомирова Г.В. ....	30	Хохлов В.А. ....	96, 97
Тихонов А.А. ....	69	Храпак А.Г. ....	155
Тишкин В.Ф. ....	100	Храпак С.А. ....	155
Ткаченко С.И. ....	108–110, 140	Хуг А. ....	116
Токмаков А.В. ....	77	Чарахчян А.А. ....	72
Толкачев В.Ф. ....	67	Чартий П.В. ....	105, 106
Толочко Б.П. ....	80	Чебаньков Ф.Н. ....	160
Торунов С.И. ....	50	Чепрунов А.А. ....	70, 76, 125
Торчинский В.М. ....	88	Черевко А.Г. ....	38
Трефилова А.Н. ....	31		
Трутнев Ю.А. ....	114		
Труханенок А.Н. ....	17		

Черненко А.С. ....	108	Шпак В.Г. ....	149
Чеховской В.Я. ....	28	Шпаков С.С. ....	67
Чигвинцев А.Ю. ....	138	Шпатаковская Г.В. ....	15
Чижиков А.С. ....	89	Шульц К.В. ....	85
Шабашова О.А. ....	32, 33	Шумихин А.С. ....	134
Шамшин И.О. ....	87	Шуршалов Л.В. ....	72
Шарков Б.Ю. ....	114–116	Шутов А.В. ....	74, 115, 116
Шахрай Д.В. ....	19, 20	Юров Ю.Л. ....	152
Шевелько А.П. ....	95	Юсупов О.Д. ....	159
Шевченко В.С. ....	104	Якушев В.В. ....	18, 63
Шелковенко Т.А. ....	109, 110	Яловец А.П. ....	119
Шеманин В.Г. ....	105, 106, 151	Яндер Х.К. ....	92
Шемякин О.П. ....	23	Янилкин А.В. ....	57
Шилкин Н.С. ....	115, 116	Янковский Г.М. ....	101
Шитов В.А. ....	100	Ярыгина В.Н. ....	77
Шпак А.П. ....	150		

## ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

- 12 ЦНИИ МО РФ — 12-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ
- 4 ЦНИИ МО РФ — 4-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ
- CL — Cavendish Laboratory
- DERA — QinetiQ
- GSI — Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
- IHED RAS — Institute for High Energy Densities of Russian Academy of Sciences
- ISP — Institute for Shock Physics
- LLNL — Lawrence Livermore National Laboratory
- LPGP — Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Universite Paris Sud 11
- MIPT — Moscow Institute of Physics and Technology
- MPE — Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik
- MPK — Max-Planck-Institut für Kernphysik
- MPS — Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung
- SNL — Sandia National Laboratories
- TUD — Technical University Darmstadt
- University of Bundeswehr — University of Bundeswehr
- VNIIFTRI — All-Russian Scientific Research Institute for Physical-Technical and Radiotechnical Measurements
- БГТУ — Белорусский государственный технологический университет
- ВНИИМТ — ОАО «НИИ Металлургической теплотехники»
- ВНИИФТРИ — Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений
- ВЦ РАН — Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН
- ГАХИТ — Государственная академия холода и пищевых технологий
- ГЛ ИКВ — Геофизическая лаборатория, Институт Карнеги
- ГНЦ РФ ИТЭФ — Государственный научный центр РФ Институт теоретической и экспериментальной физики
- ГНЦ РФ ТРИНИТИ — Государственный научный центр РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
- ГНЦ РФ ФЭИ — Государственный научный центр РФ Физико-энергетический институт им. ак. Лейпунского А.И.
- ГрУ — Грайфсвальдский университет
- ГСИ (GSI) — Общество тяжелоионных исследований (Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH)
- ГУ — Геттингенский университет
- ГУ ВГИ — Государственное учреждение «Высокогорный геофизический институт»
- ГУП КБП — Государственное унитарное предприятие «Конструкторское бюро приборостроения»
- ДагГУ — Дагестанский государственный университет
- ДУ — Дуйсбургский университет
- ИАиП РАН — Институт аналитического приборостроения РАН
- ИАП РАН — Институт автоматизации проектирования РАН
- ИВЗФ ОМП — Институт веземной физики общества Макса Планка

*ИВТ РАН* — Институт высоких температур РАН  
*ИГГ УрО РАН* — Институт геологии и геохимии Уральского отделения РАН  
*ИГиЛ СО РАН* — Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН  
*ИЕЦ* — Институт европейских цивилизаций  
*ИЗК СО РАН* — Институт земной коры Сибирского отделения РАН  
*ИИПТ НАН Украины* — Институт импульсных процессов и технологий Национальной академии наук Украины  
*ИЛТ* — Институт лазерной техники  
*ИМЕТ РАН* — Институт металлургии и материаловедения РАН  
*ИМех УНЦ РАН* — Институт механики Уфимского научного центра РАН  
*ИММ РАН* — Институт математического моделирования РАН  
*ИМП СО РАН* — Институт минералогии и петрографии Сибирского отделения РАН  
*ИМСС УрО РАН* — Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН  
*ИМФ НАН Украины* — Институт металлофизики Национальной академии наук Украины  
*ИНХ СО РАН* — Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН  
*ИОФ РАН* — Институт общей физики РАН  
*ИПМ РАН* — Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН  
*ИПМАШ РАН* — Институт проблем машиноведения РАН  
*ИПНГ РАН* — Институт проблем нефти и газа РАН  
*ИПРИМ РАН* — Институт прикладной механики РАН  
*ИПСПМ РАН* — Институт проблем сверхпластичности металлов РАН  
*ИПТМ РАН* — Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых веществ РАН  
*ИПФ РАН* — Институт прикладной физики РАН  
*ИПХФ РАН* — Институт проблем химической физики РАН  
*ИПЭФ РАН* — Институт проблем электрофизики РАН  
*ИСМАН* — Институт структурной макрокинетики и материаловедения РАН  
*ИТ СО РАН* — Институт теплофизики Сибирского отделения РАН  
*ИТПЭ ОИВТ РАН* — Институт теоретической и прикладной электродинамики Объединенного института высоких температур РАН  
*ИТФ РАН* — Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН  
*ИТФ УрО РАН* — Институт теплофизики Уральского отделения РАН  
*ИТЭС ОИВТ РАН* — Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН  
*ИФ СО РАН* — Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН  
*ИФВД РАН* — Институт физики высоких давлений РАН  
*ИФМ УрО РАН* — Институт физики металлов УрО РАН  
*ИФПМ СО РАН* — Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН  
*ИФТТ РАН* — Институт физики твердого тела РАН  
*ИФХ РАН* — Институт физической химии РАН  
*ИХПМЭ* — Институт химических проблем микроэлектроники  
*ИХТТМ СО РАН* — Институт химии твердого тела и механохимии Сибирского отделения РАН  
*ИХФ РАН* — Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН

*ИЭЛ НАНБ* — Институт электроники Национальной академии наук Беларуси  
*ИЭФ УрО РАН* — Институт электрофизики УрО РАН  
*ИЭЭ РАН* — Институт электрофизики и электроэнергетики РАН  
*ИЯФ СО РАН* — Институт ядерной физики им. Будкера Сибирского отделения РАН  
*КБГУ* — Кабардино-Балкарский государственный университет  
*КГТЛУ* — Казанский государственный технологический университет  
*КГТУ* — Казанский государственный технический университет  
*КГУ* — Казанский государственный университет  
*КрГТУ* — Красноярский государственный технический университет  
*КРСУ* — Киргизско-Российский Славянский государственный Университет  
*КУ* — Кильский университет  
*КФТИ КазНЦ РАН* — Казанский физико-технический институт Казанского Научного Центра РАН  
*МГИЭМ* — Московский государственный институт электроники и математики  
*МГТУ* — Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
*МГУ* — Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
*МИСиС* — Московский институт стали и сплавов  
*МИФИ* — Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)  
*МУ* — Марбургский университет  
*МФТИ* — Московский физико-технический институт (государственный университет)  
*МЭИ* — Московский энергетический институт (технический университет)  
*НГУ* — Новосибирский государственный университет  
*НИИ ПМА КБНЦ РАН* — Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН  
*НИИИТ* — Научно-исследовательский институт импульсной техники  
*НИИМ МГУ* — Научно-исследовательский институт механики МГУ  
*НИИМ ННГУ* — Научно-исследовательский институт механики Нижегородского государственного университета  
*НИИЭФА* — Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова  
*НИИЯФ МГУ* — Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова  
*НИИ КубГТУ* — Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета  
*НПО «Композит»* — Научно-производственное объединение «Композит»  
*НПО «Спецматериалы»* — Научно-производственное объединение «Спецматериалы»  
*НТЦ ЛТИТ НИИЭФА* — Научно-технический центр «Лазерная техника и технология» Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова  
*НТЦ ЭПУ ОИВТ РАН* — Научно-технологический центр энергосберегающих процессов и установок Объединенного института высоких температур РАН  
*ОГАХ* — Одесская государственная академия холода

ОГЭУ — Одесский государственный экономический университет  
 ОИВТ РАН — Объединенный институт высоких температур РАН  
 ОИЯИ — Объединенный институт ядерных исследований  
 ОСМ ТНЦ СО РАН — Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра Сибирского отделения РАН  
 ПГТУ — Пермский государственный технический университет  
 ПетрГУ — Петрозаводский государственный университет  
 РВИРВ — Ростовский военный институт ракетных войск им. Главного маршала артиллерии М.И. Неделина  
 РИС ЮРГУЭС — Ростовский институт сервиса Южнороссийского государственного университета экономики и сервиса  
 РКК «Энергия» — Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С.П. Королева  
 РНЦ КИ — Российский научный центр «Курчатовский институт»  
 РУ — Ростовский университет  
 РФЯЦ-ВНИИТФ — Российский Федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. ак. Е.И. Забабахина  
 РФЯЦ-ВНИИЭФ — Российский Федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
 САО РАН — Специальная астрофизическая обсерватория РАН  
 СибГУТИ — Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
 СБГИТМО — Государственный институт точной механики и оптики (технический университет)  
 СПбГПУ — Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
 СПбГУИТМО — Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики  
 СПбГУНИИПТ — Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий  
 СФ УГТУ-УПИ — Серовский филиал Уральского государственного технического университета - Уральского политехнического института  
 ТГУ — Томский государственный университет  
 ТУК — Технический университет Кемница  
 ТУСУР — Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники  
 УБ — Университет Бари  
 УрГУ — Уральский государственный университет им. Горького А.М.  
 УрГУПС — Уральский государственный университет путей сообщения  
 ФГУП «МИТ» — Федеральное государственное унитарное предприятие «Московский институт теплотехники»  
 ФГУП ГНИП «Базальт» — Федеральное государственное унитарное предприятие Государственное научно-производственное предприятие «Базальт»  
 ФИАН — Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
 ФТИ РАН — Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
 ФТИ УрО РАН — Физико-технический институт Уральского отделения РАН  
 ФЦДТ «Союз» — Федеральный центр двойных технологий «Союз»  
 ХГТУ — Хабаровский государственный технический университет

*ЦЕНИ ИОФ РАН* — Центр естественно-научных исследований Института общей физики РАН  
*ЦНИИМАШ* — Центральный научно-исследовательский институт машиностроения  
*ЦП СЯС АВН* — Центр проблем стратегических ядерных сил Академии военных наук  
*ЦФТИ МО РФ* — Центральный физико-технический институт Министерства обороны РФ  
*ШФ ИТЭС ОИВТ РАН* — Шатурский филиал Института теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН  
*ЮУрГУ* — Южно-уральский государственный университет

## ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. *Hornung Klaus*, University of Bundeswehr, D85577, Germany, Munich, Werner-Heisenberg-Weg, Neubiberg, тел.: +49(89)60042110, факс: +49(89)60044092, klaus.hornung@unibw-muenchen.de
2. *Mellado Ramirez Eva Maria*, University of Bundeswehr, D85577, Germany, Munich, Werner-Heisenberg-Weg, Neubiberg, тел.: +49(89)60042147, факс: +49(89)60044092, eva.mellado@unibw-muenchen.de
3. *Авдонин Владимир Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, avdonin@icp.ac.ru
4. *Аджиев Анатолий Хабасович*, ГУ ВГИ, 360030, Нальчик, пр-т Ленина, д.2, тел.: +7(8662)471419, факс: +7(8662)470024, adessa@kbrnet.ru
5. *Александрин Сергей Юрьевич*, НИИИТ, 115541, Москва, ул. Луганская, д.9, тел.: +7(495)3214674, факс: +7(495)3214677, alexandrin\_s@rambler.ru
6. *Андриевская Виктория Юрьевна*, ГУ ВГИ, 360030, Нальчик, пр-т Ленина, д.2, тел.: +7(8662)471419, факс: +7(8662)470024, adessa@kbrnet.ru
7. *Антоненко Максим Николаевич*, ИАП РАН, 142402, Московская обл., Ногинск, ул. Чапаева, д.20, кв.55, тел.: +7(916)6969235, факс: +7(495)2509554, mantonenko@mail.ru
8. *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
9. *Арсенин Алексей Владимирович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4088298, факс: +7(495)4088298, arsenin@nm.ru
10. *Атрошенко Светлана Алексеевна*, ИПМАШ РАН, 199178, Санкт-Петербург, В.О., Большой пр., д.61, тел.: +7(812) 3214765, факс: +7(812) 3214771, satroshe@impact.ipme.ru
11. *Ашитков Сергей Игоревич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3627788, asi@iht.mpei.ac.ru
12. *Ашурбеков Назир Ашурбекович*, ДагГУ, 367001, Махачкала, ул. М.Гаджиева, д.43а, тел.: +7(8722)675817, факс: +7(8722)675817, nashurb@mail.ru
13. *Бабарицкий Александр Иванович*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1969430, факс: +7(495)1966278, ivor@zelneta.ru
14. *Бажиров Тимур Тынлыбекович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(095)4858545, факс: +7(095)4858545, bazhirov@ihed.ras.ru
15. *Бакулин Владимир Николаевич*, ИПРИМ РАН, 123103, Москва, ул. Тухачевского, д.50, корп.2, кв.223, тел.: +7(495)1924615, факс: +7(495)1924615, vbak@yandex.ru
16. *Барахвостов Сергей Владимирович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678826, факс: +7(343)2678794, lfd@ier.uran.ru
17. *Бардин Андрей Александрович*, ИПТМ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Институтская, д.6, тел.: +7(096)5244141, факс:

- +7(096)5244141, bardin@ipmt-hpm.ac.ru
18. *Баренбаум Азарий Александрович*, ИПНГ РАН, 119991, Москва, ул. Губкина, д.3, тел.: +7(495)1357221, факс: +7(495)1355465, azary@mail.ru
  19. *Баталов Рафаэль Ильясович*, КФТИ КазНЦ РАН, 420029, Республика Татарстан, Казань, ул. Сибирский тракт, д.10/7, тел.: +7(832)2721241, факс: +7(843)2725075, telco@mail.ru
  20. *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
  21. *Баязитов Рустэм Махмудович*, КФТИ КазНЦ РАН, 420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д.10/7, тел.: +7(843)2721241, факс: +7(843)2725075, bayaz@kfti.knc.ru
  22. *Баяндин Юрий Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. ак. Королева, д.1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, buv@icmm.ru
  23. *Безручко Галина Сергеевна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, пр. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, bezgs@fcr.ac.ru
  24. *Бельхеева Румия Катдусовна*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(383)3333046, факс: +7(383)3331612, rumia@hydro.nsc.ru
  25. *Бисти Вероника Евгеньевна*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Институтская ул., д.2, тел.: +7(096)5227557, факс: +7(096)5249701, bisti@issp.ac.ru
  26. *Богомаз Александр Алексеевич*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д.18, тел.: +7(812)5716623, факс: +7(812)5715056, pinchme@mail.ru
  27. *Богомолов Леонид Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4852456, leonidbogomolov@mail.ru
  28. *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
  29. *Брагин Максим Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842138, факс: +7(495)4842138, bragin@ihed.ras.ru
  30. *Брагов Анатолий Михайлович*, НИИМ ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, д. 23/6, тел.: +7(8312)651433, факс: +7(8312)656025, bragov@mech.unn.ru
  31. *Булгакова Софья Александровна*, СПБГУИТМО, 191107, Санкт-Петербург, ул. Прибрежная, д.1/6, тел.: +7(812)7007701, факс: +7(812)5954130, liyaj@km.ru
  32. *Валуев Илья Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4852456, valuev@ihed.ras.ru
  33. *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
  34. *Вербицкая Ольга Владимировна*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456776, Челябинская обл., Снежиск, ул. Забабахина, д.8, кв.54, тел.: +7(35146)56582,

- факс: +7(35146)55118, o.v.verbitskaya@vniitf.ru
35. *Веремьев Николай Константинович*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.40, тел.: +7(8617)251940, факс: +7(8617)253749, vnk100@mail.ru
  36. *Вильчевская Елена Никитична*, ИПМАШ РАН, 195220, Санкт-Петербург, В.О., Большой пр-т, д.61, тел.: +7(812)3214780, факс: +7(812)3214771, ven@itcwin.com
  37. *Вихренко Вячеслав Степанович*, БГТУ, 220050, Беларусь, Минск, ул. Свердлова, д.13а, тел.: +375(17)2273035, факс: +375(17)2276217, vvikhre@bstu.unibel.by
  38. *Владимиров Владимир Иванович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842429, факс: +7(495)4857990, dlv@ihed.ras.ru
  39. *Волков Николай Борисович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, nbv@ami.uran.ru
  40. *Волков Сергей Александрович*, СПбГУИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверский 49, тел.: +7(812)5954130, факс: +7(812)595130, volkov@grv.ifmo.ru
  41. *Воробьев Владимир Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)3625310, vrbv@mail.ru
  42. *Ворона Назар Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, raraavis@ihed.ras.ru
  43. *Воронина Элина Ивановна*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.20, тел.: +7(8617)251940, факс: +7(8617)253749, dekan@nbkstu.org.ru
  44. *Гаркушин Геннадий Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, garkushin@fcsr.ac.ru
  45. *Гаркушина Марина Павловна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, lasmarpal@mail.ru
  46. *Гасилов Владимир Анатольевич*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507939, факс: +7(495)2507939, vgasilov@yandex.ru
  47. *Гатин Александр Айдарович*, ИММ РАН, 115522, Москва, Пролетарский пр-т, д.8-1/28, тел.: +7(495)3248660, факс: нет, shtrih@pisem.net
  48. *Гафаров Борис Равильевич*, ФЦДТ «Союз», 140090, Московская обл., Дзержинский, ул. ак. Жукова, д.42, тел.: +7(495)5517809, факс: +7(495)5511144, gabardin@mail.ru
  49. *Гилязова Альбина Ахтямовна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 117449, Москва, ул. Шверника, д.11, корп.3, кв.14, тел.: +7(916)9037163, факс: +7(495)4842138, knivu@mail.ru
  50. *Головастов Сергей Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(495)4858463, факс: +7(495)4842138, golovastov@yandex.ru
  51. *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

52. Голубев Александр Александрович, ГНЦ РФ ИТЭФ, 117218, Москва, ул. Б.Черемушкинская, д.25, тел.: +7(495)1274735, факс: +7(495)1233028, alexander.golubev@itep.ru
53. Голубев Владимир Константинович, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607188, Нижегородская обл., Саров, а/я 46, тел.: +7(83130)40201, факс: +7(83130)44854, gol@socsc.ru
54. Гольшев Андрей Анатольевич, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, golyshev@icp.ac.ru
55. Гордеев Дмитрий Геннадьевич, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 603180, Нижегородская обл., Саров, ул. Ленина, д.4, тел.: +7(83177)49418, факс: нет, d.g.gordeev@vniief.ru
56. Горельский Василий Алексеевич, ТУСУР, 634050, Томск, пр-т Ленина, д.40, тел.: +7(3822)527912, факс: +7(3822)526365, khogev@main.tusur.ru
57. Грушин Александр Сергеевич, ИПМ РАН, 125047, Москва, Мусская площадь, д.4, тел.: +7(495)2507921, факс: +7(495)2507844, GrushinA@rambler.ru
58. Грязнов Виктор Константинович, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, grvk@icp.ac.ru
59. 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
60. Дегтярева Валентина Феогниевна, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Институтский пр-т, д.11, кв.155, тел.: +7(252)45306, факс: +7(252)49701, degtyar@issp.ac.ru
61. Денежкин Илья Александрович, ГНЦ РФ ФЭИ, 249033, Калужская обл., Обнинск, пл. Бондаренко, д.1, тел.: +7(48439)98907, факс: +7(495)2302326, denezhkin@ippe.ru
62. Джавадов Леонид Николаевич, ИФВД РАН, 142190, Московская обл., Троицк, ул. Школьная, д.5/37, тел.: +7(495)3340013, факс: +7(495)3340012, dzhavadov@hppi.troitsk.ru
63. Директор Леонид Бенцианович, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859144, факс: +7(495)4859144, director@oivtran.iitp.ru
64. Добромислов Аркадий Васильевич, ИФМ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, д.18, тел.: +7(343)3783824, факс: +7(343)3745244, dobromyslov@impr.uran.ru
65. Долбин Игорь Викторович, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Нальчик, пр-т Шогенцукова, д.42/216, тел.: +7(8662)475271, факс: +7(8662)423876, i\_dolbin@mail.ru
66. Долгобородов Александр Юрьевич, ИХФ РАН, 119991, Москва, ул. Косыгина, д.4, тел.: +7(495)9397252, факс: +7(495)6512191, al-dol@chph.ras.ru
67. Дорогокупец Петр Иванович, ИЗК СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, д.128, тел.: +7(3952)511680, факс: +7(3952)426900, dor@crust.irk.ru
68. Дудин Сергей Васильевич, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, dudinsv@icp.ac.ru

69. *Дьячков Лев Гаврилович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)3625310, [dyachk@mail.ru](mailto:dyachk@mail.ru)
70. *Егоров Олег Георгиевич*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, микрорайон, тел.: +7(495)3345063, факс: +7(495)3345614, [egorov@triniti.ru](mailto:egorov@triniti.ru)
71. *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](mailto:aemelia@ihed.ras.ru)
72. *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](mailto:eremin@ihed.ras.ru)
73. *Ефремов Владимир Петрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4850963, факс: +7(495)4852456, [efremov@ihed.ras.ru](mailto:efremov@ihed.ras.ru)
74. *Ефремов Кирилл Владимирович*, МИФИ, 127550, Москва, Каширское шоссе, д.31, тел.: +7(916)3223865, факс: +7(495)4807990, [dm2k@yandex.ru](mailto:dm2k@yandex.ru)
75. *Желтухин Виктор Семенович*, КГУ, 420087, Республика Татарстан, Казань, ул. Кремлевская, д.18, тел.: +7(843)2315445, факс: +7(843)2314340, [victor.zheltukin@ksu.ru](mailto:victor.zheltukin@ksu.ru)
76. *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](mailto:lev@iht.mpei.ac.ru)
77. *Запорожец Юрий Борисович*, ИПХФ РАН, 142402, Московская обл., Чернооголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, [yubz@icp.ac.ru](mailto:yubz@icp.ac.ru)
78. *Захаренков Алексей Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, [strider@land.ru](mailto:strider@land.ru)
79. *Захаров Василий Сергеевич*, ИПМ РАН, 127549, Москва, ул. Костромская, д.12а, тел.: +7(495)2507921, факс: +7(495)2507844, [zakharovvas@mail.ru](mailto:zakharovvas@mail.ru)
80. *Захаров Сергей Васильевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)9018237, факс: +7(495)9018237, [zakharov@eppra.org](mailto:zakharov@eppra.org)
81. *Зеленер Борис Борисович*, МИФИ, 115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, тел.: +7(495)4858227, факс: +7(495)4858227, [bobozel@mail.ru](mailto:bobozel@mail.ru)
82. *Зелецугин Сергей Алексеевич*, ОСМ ТНЦ СО РАН, 634021, Томск, пр-т Академический, д.10/3, тел.: +7(3822)492471, факс: +7(3822)492838, [szel@tbism.tomsk.ru](mailto:szel@tbism.tomsk.ru)
83. *Зиборов Вадим Серафимович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, [vziborov@rambler.ru](mailto:vziborov@rambler.ru)
84. *Змитренко Николай Васильевич*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4а, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(495)9720723, [zmitrenko@imamod.ru](mailto:zmitrenko@imamod.ru)
85. *Зубарев Николай Михайлович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амурдсена, д.106, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, [nick@ami.uran.ru](mailto:nick@ami.uran.ru)
86. *Зубков Павел Иванович*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Полевая, д.16, кв.34, тел.: +7(383)3331911, факс: +7(383)3331612,

- zunk@hydro.nsc.ru
87. *Иваненко Сергей Александрович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858227, факс: +7(495)4858227, issa81@yandex.ru
  88. *Иванов Антон Валерьевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507904, факс: +7(495)9720737, aiv@sec.ru
  89. *Иванов Михаил Иванович*, НИИИТ, 115304, Москва, ул. Луганская, д.9, тел.: +7(495)3214674, факс: +7(495)3214677, aleksandr\_in\_s@rambler.ru
  90. *Иванов Степан Несторович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678824, факс: +7(343)2678794, stivan@ier.uran.ru
  91. *Иванова Тамара Юрьевна*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, espada@neq.mipt.ru
  92. *Ивлев Геннадий Дмитриевич*, ИЭЛ НАНБ, 220090, Беларусь, Минск, Логойский тракт, д.22, тел.: +375(17)2813514, факс: +375(17)2839151, ivlev@inel.bas-net.by
  93. *Извеков Олег Ярославович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30, тел.: +7(495)4084827, факс: +7(495)4084827, izvekov\_o@inbox.ru
  94. *Иногамов Наиль Алимович*, ИТФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, ул. ак. Семенова, д.1а, тел.: +7(495)7029317, факс: +7(495)9382077, nail-inogamov@yandex.ru
  95. *Иосилевский Игорь Львович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)5766528, ilios@org.ru
  96. *Канель Геннадий Исаакович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, kanel@fcr.ac.ru
  97. *Каракулов Валерий Владимирович*, ТГУ, 634061, Томск, ул. Киевская, д.28, тел.: +7(3822)441975, факс: +7(3822)529829, valery@ftf.tsu.ru
  98. *Карпенко Сергей Валентинович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360030, КБР, Нальчик, пр-т Кулиева, д.28, кв.34, тел.: +7(8662)405116, факс: +7(8662)423971, sv\_karpenko@mail.ru
  99. *Каштанов Павел Владимирович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832293, факс: +7(495)4832281, kash-tan@maryno.net
  100. *Ким Вадим Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, kim@fcr.ac.ru
  101. *Козенкова Екатерина Викторовна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, kotik-135@yandex.ru
  102. *Козлов Андрей Николаевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507837, факс: +7(495)9720737, kozlov@kiam.ru
  103. *Козлова Мария Александровна*, ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр-т Академический, д.2/1, тел.: +7(3822)286824, факс: +7(3822)492576, kozlova\_ma@mail.ru
  104. *Коломиец Юлия Георгиевна*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859390, факс: +7(495)4842374, taram-

- bay@rambler.ru
105. *Коньшева Ирина Юрьевна*, ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр-т Академический, д.2/1, тел.: +7(3822)286824, факс: +7(3822)492576, irishkak@mail.ru
  106. *Конюхов Андрей Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 143000, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4852456, pqr1014@odintsovo.comcor.ru
  107. *Корец Анатолий Яковлевич*, КрГТУ, 660074, Красноярск, ул. Киренского, д.26, тел.: +7(3912)498266, факс: +7(3912)497266, prcom@kgtu.runnet.ru
  108. *Косарев Илья Николаевич*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, ilyakosarev@mail.ru
  109. *Косарим Александр Владимирович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832293, факс: +7(495)4832281, kosarim@mail.ru
  110. *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
  111. *Костюков Игорь Юрьевич*, ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46, тел.: +7(8312)164831, факс: +7(8312)160616, kost@appl.sci-nnov.ru
  112. *Кочеткова Нина Сергеевна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Институтский пр-т, д.9, кв.48, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, gns@ficr.ac.ru
  113. *Кравченко Игорь Витальевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.21/7, тел.: 27426, факс: +7(495)7205366, krav@pro.icr.ac.ru
  114. *Крайнов Владимир Павлович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)9111191, факс: +7(495)4086869, krainov@online.ru
  115. *Кривошеев Сергей Иванович*, СПбГПУ, 195251, Санкт-Петербург, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.29, тел.: +7(812)5554286, факс: +7(812)5554285, ksi@sk3153.spb.edu
  116. *Кривошеина Марина Николаевна*, ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, ул. Вавилова, д.16, кв.34, тел.: +7(382)2490276, факс: +7(382)2492576, marina@academ.tsc.ru
  117. *Кузнецова Ольга Владимировна*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456776, Челябинская обл., Снежинск, ул. Мира, д.28, кв.9, тел.: +7(35146)56582, факс: +7(35146)55118, o.v.kuznetsova@vniitf.ru
  118. *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
  119. *Куперштох Александр Леонидович*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.15, тел.: +7(383)3333249, факс: +7(383)3333332, skn@hydro.nsc.ru
  120. *Курбанисмаилов Вали Сулейманович*, ДагГУ, 367000, Махачкала, М.Гаджиева, д.43а, тел.: +7(8722)684178, факс: +7(8722)684178, vali@phys.dgu.ru
  121. *Куропатенко Валентин Федорович*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. 40 лет Октября, д.3, кв.34, тел.:

- +7(35146)26375, факс: +7(35146)55118, v.f.kuropatenko@vniitf.ru
122. *Кускова Наталья Ивановна*, ИИПТ НАН Украины, 54018, Украина, Николаев, пр-т Октябрьский, д.43а, тел.: +38(0512)290219, факс: +38(0512)290219, kuskova\_55@mail.ru
  123. *Ланкин Александр Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4852456, lankin@ihed.ras.ru
  124. *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
  125. *Левченко Вадим Дмитриевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507904, факс: +7(495)9720737, lev@keldysh.ru
  126. *Ленникова Ирина Петровна*, ИФМ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, д.18, тел.: +7(343)3783611, факс: +7(343)3745244, brodova@imp.uran.ru
  127. *Лобанова Юлия Львовна*, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, Нижегородская обл., Саров, пр-т Мира, д.37, тел.: +7(83131)94185, факс: +7(83130)45569, subbotin@otd470.vniief.ru
  128. *Мамчур Мухтар Османович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, д.89, тел.: +7(8662)422387, факс: +7(8662)423971, sv\_karpenko@mail.ru
  129. *Манькин Эдуард Анатольевич*, РНЦ КИ, 123098, Москва, ул. Гамалеи, д.10, кв.58, тел.: +7(495)1969107, факс: +7(495)1965973, edmanu@issph.kiae.ru
  130. *Мартынец Виктор Гаврилович*, ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, д.3, тел.: +7(383)3307527, факс: +7(383)3309489, mart@che.nsk.su
  131. *Матвеев Алексей Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, matveichev@icp.ac.ru
  132. *Метелкин Семен Юрьевич*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад, тел.: нет, факс: нет, misen@pochta.ru
  133. *Мещеряков Юрий Иванович*, ИПМАШ РАН, 199178, Санкт-Петербург, В.О. Большой пр-т, д.61, тел.: +7(812)3214765, факс: +7(812)3214771, ymesch@impact.ipme.ru
  134. *Милявский Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, vlvnm@ihed.ras.ru
  135. *Минцев Виктор Борисович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7205369, факс: +7(495)7205369, minvb@icp.ac.ru
  136. *Михисор Максим Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, max@corpnet.ru
  137. *Мищенко Сергей Степанович*, КРСУ, 720083, Республика Кыргызстан, Бишкек, мкр. Аламедин, д.80/57, тел.: +996(312)234288, факс: +996(312)282909, sergej42@mail.ru
  138. *Можарова Татьяна Сергеевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Московская обл., Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, kkitan\_ks@mail.ru
  139. *Молодец Александр Михайлович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская

- обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7205368, факс: +7(251)55420, molodets@icp.ac.ru
140. Морозов Игорь Владимирович, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, morozov@ihed.ras.ru
  141. Мочалов Иван Александрович, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.21, кв.3, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, ivan-mochalov@yandex.ru
  142. Мочалова Валентина Михайловна, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, utkin@icp.ac.ru
  143. Музюкин Илья Львович, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678781, факс: +7(343)2678794, lfd@ier.uran.ru
  144. Наймарк Олег Борисович, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. ак. Королева, д.1, тел.: +7(342)2378389, факс: +7(342)2378487, naimark@icmm.ru
  145. Нахушев Адам Маремович, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Нальчик, ул. Шорганова, д.89а, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, niirma@mail333.com
  146. Нахушева Виктория Адамовна, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, Нальчик, ул. Шорганова, д.89а, тел.: +7(8662)422387, факс: +7(8662)423876, niirma@mail333.com
  147. Никипелов Андрей Александрович, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, railwayman@mail.ru
  148. 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
  149. Новиков Владимир Григорьевич, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507921, факс: +7(495)9720737, novikov@kiam.ru
  150. Нониашвили Алексей Ильич, МГТУ, 105005, Москва, Госпитальный пер., д.4/6, общ.10, кв.403а, тел.: +7(926)3453992, факс: нет, ain.st.1984@mail.ru
  151. Норман Генри Эдгарович, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, rikanuch@mail.ru
  152. Нуднова Мария Михайловна, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, masha@neq.mipt.ru
  153. Нурутдинов Рустем Маратович, КФТИ КазНЦ РАН, 420029, Казань, Сибирский тракт, д.10/7, тел.: +7(843)2721241, факс: +7(843)2725075, bayaz@kfti.knc.ru
  154. 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
  155. Овчинников Андрей Владимирович, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3627788, ovтч@iht.mpei.ac.ru
  156. Осипов Владимир Васильевич, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург,

- ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678773, факс: +7(343)2678794, vlad@ier.uran.ru
157. *Остапенко Александр Владимирович*, РВИРВ, 344027, Ростовская обл., Ростов-на-Дону, пр-т Нагибина 24/50, тел.: +7(918)8988784, факс: нет, alex-ost1724@mail.ru
  158. *Острик Афанасий Викторович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, aost@zmail.ru
  159. *Осяев Олег Геннадьевич*, РВИРВ, 344101, Ростов-на-Дону, ул. Ленинградская, д.1, кв.110, тел.: +7(863)2626593, факс: +7(863)2626593, osyevog@mail.ru
  160. *Павлюкова Елена Раилевна*, ИАП РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Первомайская, д.21, кв.23, тел.: +7(495)2509891, факс: +7(495)2509554, pavlyukova@icad.org.ru
  161. *Пахомова Виктория Александровна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.21, тел.: +7(096)5221869, факс: +7(096)5155420, viktory1979@mail.ru
  162. *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
  163. *Пермяков Сергей Леонидович*, ИМСС УрО РАН, 614000, Пермь, ул. ак. Королева, д.1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2265302, psl@icmm.ru
  164. *Петров Юрий Васильевич*, ИТФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1а, тел.: +7(495)7029317, факс: +7(495)7029317, petrov@itp.ac.ru
  165. *Петровский Виктор Павлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4959155, факс: +7(495)4710839, petrovsky@ihed.ras.ru
  166. *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
  167. *Пигарева Ольга Сергеевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, olga.pigareva@ifte.mipt.ru
  168. *Пикуз Сергей Алексеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, pikuz@mem3.phys.msu.ru
  169. *Пинчук Михаил Эрнестович*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д.18, тел.: +7(812)5716623, факс: +7(812)5715056, pinchme@mail.ru
  170. *Покопцева Ольга Константиновна*, СПбГУИТМО, 191107, Санкт-Петербург, ул. Турку, д.5/16, тел.: +7(812)7055504, факс: +7(812)5954130, po006@mail.ru
  171. *Поталенко Андрей Иванович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад, тел.: нет, факс: нет, a.rotapenko@mail.ru
  172. *Радченко Андрей Васильевич*, ИФПМ СО РАН, 634034, Томск, пр-т Академический, д.2/1, тел.: +7(3822)414636, факс: +7(3822)492576, andrew@academ.tsc.ru
  173. *Радченко Павел Андреевич*, ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, ул. Вавилова, д.16, тел.: +7(3822)490276, факс: +7(3822)492576,

- pavel@academ.tsc.ru
174. *Ракитин Александр Евгеньевич*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, rakitin@neq.mipt.ru
  175. *Решетняк Роман Борисович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(926)5466612, факс: +7(495)4842138, roma@8ka.mipt.ru
  176. *Ромадинова Екатерина Афанасьевна*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4085700, факс: +7(495)4086869, katysha1@zmail.ru
  177. *Романова Вера Михайловна*, ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д.53, тел.: +7(495)1326668, факс: +7(495)1326668, vmr@inbox.ru
  178. *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
  179. *Рукавишникова Анна Сергеевна*, РИС ЮРГУЭС, 344101, Ростов-на-Дону, ул. Ленинградская, д.1, кв.110, тел.: +7(863)2308498, факс: +7(863)2308498, osuevog@mail.ru
  180. *Русин Сергей Петрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, rusin@iht.mpei.ac.ru
  181. *Савинцев Алексей Петрович*, КБГУ, 360004, КБР, Нальчик, ул. Чернышевского, д.173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(495)9563504, png@kbsu.ru
  182. *Савинцев Юрий Петрович*, ИМП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Коптюга, д.3, тел.: +7(383)3332007, факс: +7(383)3332792, svu@uiggm.nsc.ru
  183. *Савиных Андрей Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, savas@fcr.ac.ru
  184. *Садовничий Дмитрий Николаевич*, ФЦДТ «Союз», 140090, Московская обл., Дзержинский, ул. ак. Жукова, д.42, тел.: +7(495)5517813, факс: +7(495)5511144, gabardin@mail.ru
  185. *Сазонова Людмила Вячеславовна*, МГУ, 119899, Москва, ГСП-2, Ленинские горы, тел.: +7(495)9391164, факс: +7(495)9391164, saz@geol.msu.ru
  186. *Сахаров Михаил Юрьевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Забабахина, д.6, кв.131, тел.: +7(35146)73250, факс: +7(35146)55118, m.yu.sakharov@vniitf.ru
  187. *Сергеичев Иван Валерьевич*, НИИМ ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, д.23/6, тел.: +7(8312)657025, факс: +7(8312)656025, sergeich@mech.unn.ru
  188. *Синельщиков Владимир Александрович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858309, факс: +7(495)4841955, sinelshchikov@mail.ru
  189. *Синько Геннадий Васильевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Забабахина, д.32, кв.18, тел.: +7(35146)29627, факс: +7(35146)32761, gevas@uniterra.ru
  190. *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

191. *Скрипняк Владимир Альбертович*, ТГУ, 634034, Томск, пр-т Ленина, д.36, тел.: +7(3822)420680, факс: +7(3822)529829, skrp@mail.tomsknet.ru
192. *Скрипняк Евгения Георгиевна*, ТГУ, 634034, Томск, пр-т Ленина, д.36, тел.: +7(3822)420680, факс: +7(3822)529829, skrp@ftf.tsu.ru
193. *Смирнов Андрей Леонидович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(09652)27411, факс: +7(09651)55420, asm2@mail.ru
194. *Смирнов Борис Михайлович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832293, факс: +7(495)4832281, kash-tan@maryno.net
195. *Смирнов Николай Александрович*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, а/я 245, тел.: +7(35146)54730, факс: +7(35146)32761, n.a.smirnov@vniitf.ru
196. *Соколов Сергей Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842295, факс: +7(495)4857990, real\_serg@mail.ru
197. *Сосиков Василий Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семёнова, д.1, тел.: +7(09652)24125, факс: +7(495)7857029, vaso@icp.ac.ru
198. *Стариковский Андрей Юрьевич*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, astar@neq.mipt.ru
199. *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
200. *Субботин Александр Николаевич*, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, Нижегородская обл., Саров, пр-т Мира, д.37, тел.: +7(83131)94185, факс: +7(83130)45569, subbotin@otd470.vniief.ru
201. *Сулейманов Муси Жамалуттинович*, ИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859390, факс: +7(495)4842374, smusi@mail.ru
202. *Султанов Валерий Гулямович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.4, кв.57, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, sultan@icp.ac.ru
203. *Тарасов Валерий Дмитриевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, valtar@iht.mpei.ac.ru
204. *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
205. *Тихомирова Галина Владимировна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, galina.tikhomirova@usu.ru
206. *Тишкин Владимир Федорович*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4а, тел.: +7(495)9721791, факс: +7(495)9720723, tishkin@imamod.ru
207. *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
208. *Торчинский Владимир Моисеевич*, ИВТ РАН, 145412, Москва, ул.

- Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842374, факс: +7(495)4859144, torch@ihed.ras.ru
209. *Трефилова Анна Николаевна*, УрГУ, 620908, Свердловская обл., Екатеринбург, ст. Шувакиш, ул. Советская, д.29, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, trefilova@mail.ru
  210. *Труханенок Антон Николаевич*, МФТИ, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Центральная, д.10а, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, ternovoi@fcr.ac.ru
  211. *Туровцева Юлия Евгеньевна*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, nbv@ami.uran.ru
  212. *Турчанинов Михаил Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625603, факс: +7(495)3625603, turchaninoff@mail.ru
  213. *Уваров Сергей Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. ак. Королёва, д.1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2377851, usv@icmm.ru
  214. *Уйманов Игорь Владимирович*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Свердловская обл., Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678768, факс: +7(343)2678794, uimanov@ier.uran.ru
  215. *Украинец Артем Владимирович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)4087494, ukrainets\_art@mail.ru
  216. *Ульяненок Руслан Вячеславович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад, тел.: нет, факс: нет, ulya-nenkov\_ru@pochta.ru
  217. *Устюжанин Евгений Евгеньевич*, МЭИ, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.14, тел.: +7(495)3627177, факс: +7(495)3627177, ustmei@itf.mpei.ac.ru
  218. *Уткин Александр Васильевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, utkin@icp.ac.ru
  219. *Филатов Игорь Евгеньевич*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106, тел.: +7(343)2678828, факс: +7(343)2678794, fil@ier.uran.ru
  220. *Филиппов Анатолий Васильевич*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, тел.: +7(495)3340446, факс: +7(495)3345776, fav@triniti.ru
  221. *Фокеев Владимир Петрович*, НИИМ МГУ, 119192, Москва, Мичуринский пр-т, д.1, тел.: +7(495)9392712, факс: +7(495)9390165, vfokeev@imec.msu.ru
  222. *Фортов Владимир Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4857988, факс: +7(495)4857990, fortov@ras.ru
  223. *Фролов Александр Анатольевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(095)4859722, факс: +7(095)4857990, frolov@ihed.ras.ru
  224. *Фунтиков Александр Иосифович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859666, факс: +7(495)4857990, funtikov@ihed.ras.ru
  225. *Халтурин Виктор Григорьевич*, ПГТУ, 614034, Пермь, ул. Панфи-

- лова, д.2, кв.229, тел.: +7(342)2518409, факс: +7(342)2391772, vkhal-turin@permonline.ru
226. *Хейфец Алексей Эдуардович*, ИФМ УрО РАН, 620041, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, д.18, тел.: +7(343)3783554, факс: +7(343)3745244, kheifetz@imp.uran.ru
227. *Хейфец Ольга Леонидовна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, olga.kobeleva@usu.ru
228. *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
229. *Хорев Иван Ефимович*, ТУСУР, 634050, Томск, ул. Ленина, д.40, тел.: +7(3822)527912, факс: +7(3822)526365, khorev@main.tusur.ru
230. *Хохлов Виктор Александрович*, ИТФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1а, тел.: +7(495)7029317, факс: +7(495)9382077, v\_a\_kh@mail.ru
231. *Чарахчян Александр Агасиевич*, ВЦ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д.40, тел.: +7(495)1356498, факс: +7(495)1356159, aachar@ccas.ru
232. *Чартий Павел Валикович*, НПИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.20, тел.: +7(8617)251940, факс: +7(8617)253749, pcv@nbkstu.org.ru
233. *Чебаньков Федор Николаевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. ак. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1969793, факс: +7(495)1967052, chfn@mail.ru
234. *Чепрунов Александр Александрович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад-7, ул. Мира, д.16, кв.28, тел.: +7(495)5849962, факс: +7(495)5849962, cheprunov@zmail.ru
235. *Черевко Александр Григорьевич*, СибГУТИ, 630102, Новосибирск, ул. Кирова, д.86, тел.: +7(383)3305121, факс: +7(383)2661039, cherevko@mail.ru
236. *Черненко Андрей Сергеевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. ак. Курчатова, д.1, тел.: +7(495)1967746, факс: +7(495)1969685, chernenko@dar.kiae.ru
237. *Чигвинцев Александр Юрьевич*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)5766528, alexc@wildeast.ru
238. *Шабашова Ольга Александровна*, УрГУ, 620083, Свердловская, Екатеринбург, пр-т Ленина, д.51, тел.: +7(343)617441, факс: +7(343)2616885, olgash2004@yandex.ru
239. *Шамшин Игорь Олегович*, ИХФ РАН, 119991, Москва, ул. Косыгина, д.4, тел.: +7(495)9397321, факс: +7(495)6512191, igor\_shamshin@mail.ru
240. *Шарькина Ирина Ивановна*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858309, факс: +7(495)4859922, sharykina@ihed.ras.ru
241. *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
242. *Шеманин Валерий Геннадьевич*, НПИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.20, тел.: +7(8617)253749, факс: +7(8617)253749, dekan@nbkstu.org.ru
243. *Шемякин Олег Павлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, she-

- myakin@ihed.ras.ru
244. *Шпатаковская Галина Васильевна*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4а, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(495)9720723, shpat@imamod.ru
  245. *Штейнман Эдуард Александрович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Центральная, д.20а/13, тел.: +7(096)5223244, факс: +7(096)5249701, steinman@issp.ac.ru
  246. *Шумихин Алексей Сергеевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842110, факс: +7(495)4842222, shum\_ac@mail.ru
  247. *Шутов Александр Владимирович*, ИПХФ РАН, 141400, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, shutov@icpr.ac.ru
  248. *Шутов Борис Александрович*, МФТИ, 141142, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д.9, тел.: +7(926)2872273, факс: +7(495)4852456, korkiss@mail.ru
  249. *Энгелько Владимир Иванович*, НИИЭФА, 196641, Санкт-Петербург, п. Металлострой, дорога на Металлострой, д.3, тел.: +7(812)4645863, факс: +7(812)4643388, v.engelko@niiefa.spb.su
  250. *Юров Юрий Львович*, НПИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Карла Маркса, д.20, тел.: +7(8617)642274, факс: +7(8617)253749, dekan@nbkstu.org.ru
  251. *Юрьев Денис Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, yuryev@icpr.ac.ru
  252. *Якуб Евгений Соломонович*, ОГЭУ, 65026, Одесса, ул. Преображенская, д.8, тел.: +38(048)2356872, факс: +38(048)2356872, yakub@unive.odessa.ua
  253. *Якуб Лидия Николаевна*, ОГАХ, 65026, Одесса, ул. Дворянская, д.1/3, тел.: +38(048)2241290, факс: +38(048)2241290, lidiya@unive.odessa.ua
  254. *Якушев Владислав Владиславович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т ак. Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, utkin@icpr.ac.ru
  255. *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
  256. *Янковский Георгий Маркович*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, тел.: +7(495)3340523, факс: +7(495)3345776, gyankovskii@mail.ru
  257. *Ярыгина Виктория Николаевна*, ФГУП ГНПП «Базальт», 105085, Москва, Вельяминовская ул., д.32, тел.: +7(495)3663661, факс: +7(495)3692418, moscow@bazalt.ru