

Новый Фон 2009

23 июля – 1 августа



7-й Российский симпозиум

Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах

Тезисы докладов

ОТДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИКИ, МАШИНОСТРОЕНИЯ, МЕХАНИКИ
И ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ РАН
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР РАН
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ РАН
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ
7-го РОССИЙСКОГО СИМПОЗИУМА

**«ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ПРОЦЕССОВ В
СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ»**

В сборнике представлены тезисы докладов 7-го Российского симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, 23 июля - 1 августа 2009 г.) Доклады отражают современное состояние исследований в следующих областях: прочность и пластичность твёрдых тел при высокоскоростной деформации, метастабильные состояния и их распад, ударные и детонационные волны, релаксация, химические реакции за фронтом ударной волны, пылевая плазма, лазерная физика ультракоротких импульсов, взаимодействие мощных ионных, электронных и лазерных пучков с веществом, биофизика и биохимия ультракоротких процессов, warm dense matter, научные основы нанотехнологий. Рассмотрены экспериментальные исследования, теория и атомистическое моделирование релаксации и динамических процессов.

Под редакцией
Нормана Г. Э., Савинцева А. П., Стегайлова В. В.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Фортов В.Е., сопредседатель, Президиум РАН, ОИВТ РАН, Москва
Карамурзов Б.С., сопредседатель, КБГУ, Нальчик
Норман Г.Э., зам. председателя, ОИВТ РАН, Москва
Савинцев А.П., зам. председателя, КБГУ, Нальчик
Стегайлов В.В., учёный секретарь, ОИВТ РАН, Москва
Ким В.В., учёный секретарь, ИПХФ РАН, Черноголовка

Симпозиум проведен при поддержке РФФИ (грант №09-02-06181).

Веб-сайт Симпозиума
<http://www.ihed.ras.ru/afon09>

Фото Симоно-Канонитского монастыря: Колесников С. А., ИПХФ РАН

Отпечатано в ОИВТ РАН, г. Москва

ОГЛАВЛЕНИЕ

СЕКЦИЯ 1. ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

<u>Жилыев П.А., Куксин А.Ю., Стегайлов В.В., Янилкин А.В.</u> Влияние микроструктуры материала на динамическую пластичность и прочность: молекулярно-динамическое моделирование	5
<u>Ляпунова Е.А., Оборин В.А., Уваров С.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О.В.</u> Исследование эволюции структуры армко-железа при ударно-волновом нагружении на основе фрактального и корреляционного анализа	5
<u>Войтенко Д.А., Андреевцев Е.А., Марколия А.И., Матвеев Ю.В., Тимошенко А.П.</u> Вывод энергии в мощной плазмофокусной установке	6
<u>Груздков А.А.</u> Моделирование динамической прочности и текучести на основе многоуровневого варианта критерия инкубационного времени	6
<u>Красюк И.К., Вовченко В.И., Гераськин А.А., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Хищенко К.В.</u> Особенности процесса откола в полиметилметакрилате при больших скоростях деформирования	7
<u>Оборин В.А., Банников М.В., Наймарк О.В.</u> Длинно-корреляционные многомасштабные взаимодействия в ансамблях дефектов и оценка надежности алюминиевых сплавов при последовательных динамических и усталостных нагружениях	7
<u>Куксин А.Ю., Янилкин А.В.</u> Молекулярно-динамическое моделирование зарождения и движения дислокаций при высокоскоростном деформировании	7

СЕКЦИЯ 2. МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ИХ РАСПАД

<u>Кузнецов В.В.</u> Динамика пузырькового распада слоя жидкости при высокой внешней плотности энергии	9
<u>Павленко А.Н.</u> Переходные процессы при кипении и испарении в условиях интенсивного нестационарного тепловыделения	9
<u>Куксин А.Ю., Норман Г.Э., Писарев В.В., Стегайлов В.В., Янилкин А.В.</u> Молекулярно-динамическое и кинетическое моделирование разрушения в жидкостях	10
<u>Мальцев И.В., Мирзоев А.А.</u> Вязкость жидкого железа: молекулярно-динамический расчет с потенциалом погруженного атома	10
<u>Сергеев О.В., Стегайлов В.В.</u> Флуктуации плотности и кинетическая спинопаль в метастабильной леннард-джонсовской жидкости	11
<u>Миронов В.А., Смирнов А.И., Смирнов Л.А.</u> Обтекание препятствий бозе-эйнштейновским конденсатом	12
<u>Павленко А.Н., Суртаев А.С.</u> Динамика распада стекающих волновых плёнок жидкости при нестационарном тепловыделении	12
<u>Ченцов А.В., Левашов П.Р.</u> Моделирование поведения однокомпонентной плазмы при низких температурах методом Монте-Карло в каноническом ансамбле с учетом квантовых свойств частиц	13

СЕКЦИЯ 3. УДАРНЫЕ И ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, РЕЛАКСАЦИЯ, ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

<u>Губин С.А., Викторов С.Б., Губина Т.В., Маклашова И.В.</u> Модели уравнений состояния и методика термодинамического моделирования детонации	14
<u>Захаренков А.С., Левашов П.Р., Поварницын М.Е., Хищенко К.В.</u> Одномерное моделирование ударно-волновых экспериментов через интернет с использованием различных моделей уравнений состояния вещества	14
<u>Пахунова Ю.О.</u> Уравнение состояния для непрерывных релаксирующих сред	15
<u>Миляевский В.В., Тен К.А., Бородин Т.И., Пруэлл Э.Р., Толочко Б.П., Жуланов В.В.</u> Определение ударной сжимаемости фуллерена C_{70} с использованием импульсно-периодического источника синхротронного излучения	15
<u>Суржиков С.Т.</u> Гибридные радиационно-столкновительные модели для расчета неравновесного излучения ударных волн	16

СЕКЦИЯ 4. ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

<u>Дикалюк А.С., Суржиков С.Т.</u> Моделирование пылевой компоненты плазмы методами молекулярной динамики в тлеющем разряде	17
<u>Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Тимофеев А.В.</u> Кинетическая энергия заряженной пылевой частицы в неидеальной пылевой плазме	17
<u>Шумова В.В., Василяк Л.М., Поляков Д.Н.</u> Влияние пылевых частиц на свойства положительного столба тлеющего разряда	17

СЕКЦИЯ 5. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

<u>Зворыжкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Устиновский Н.Н.</u> Мультитераваттная Ti:Sapphire/KrF лазерная установка ГАРПУН-МТВ для усиления наносекундных и субпикосекундных импульсов	19
<u>Урюпина Д.С., Мажорова А.В., Курилова М.В., Волков Р.В., Косарева О.Г., Савельев А.Б.</u> Трансформация спектра и формы импульса при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного излучения в атомарных и молекулярных газах	19

СЕКЦИЯ 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ ИОННЫХ, ЭЛЕКТРОННЫХ И ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ВЕЩЕСТВОМ

<u>Булгаков А.В., Булгакова Н.М., Озеров И., Марин В.</u> Динамика и механизмы эмиссии кластеров с поверхности кремния под действием ультракоротких лазерных импульсов	21
<u>Введенский Н.В., Костин В.А., Силаев А.А.</u> Широкополосное терагерцовое излучение, генерируемое при быстрой ионизации газа ультракороткими лазерными импульсами	21
<u>Вержишко П.С., Шейндлин М.А.</u> Метод и аппаратура для исследования фазовых диаграмм не конгруэнтно плавящихся материалов	22
<u>Головин Г.Г., Савельев А.Б., Урюпина Д.С., Волков Р.В.</u> Регистрация электронов с энергией до 15 кэВ при облучении поверхности мишени ионами с энергией менее 100 кэВ, ускоряемыми в лазерной плазме: ионизация глубоких оболочек и возбуждение ядерных уровней	22
<u>Колесников С.А., Голубев А.А., Демидов В.С., Дудин С.В., Канцырев А.В., Минцев В.Б., Смирнов Г.Н., Туртиков В.И., Уткин А.В., Фортвов В.Е., Шарков Б.Ю.</u> Применение пучков протонов от ускорителя ТВН-ИТЭФ для диагностики процессов с высокой плотностью энергии	23
<u>Курилова М.В., Урюпина Д.С., Иванов К.А., Волков Р.В., Савельев А.Б.</u> Особенности формирования фемтосекундным лазерным импульсом горячей плотной плазмы на поверхности расплавленного металла	23
<u>Пачулия А.Э., Иремашвили Д.В.</u> Некоторые результаты воздействия на твердые материалы энергией больших плотностей сильнооточными пучками электронов микросекундной длительности	24
<u>Потапенко А.И., Ефремов В.П., Демидов Б.А., Скрипов П.В., Ульянчиков Р.В.</u> Экспериментально-теоретическое исследование импульсного теплового воздействия на полимерные материалы	24
<u>Савельев А.Б., Урюпина Д.С., Иванов К.А., Большаков В.В., Воробьев А.А., Сидоров И.А., Брантов А.В., Быченко В.Ю., Волков Р.В., Еремин Н.В., Пасхалов А.А.</u> Генерация горячих электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения субрелятивистской интенсивности с плотными мишенями	24
<u>Савинцев А.П.</u> Модель разрушения поверхности ионных кристаллов фемтосекундными лазерными импульсами	25
<u>Сасиновский Ю.К., Петровский В.П., Наумов Н.Д.</u> Применимость эффекта филаментации для грозозащиты	26

СЕКЦИЯ 7. БИОФИЗИКА И БИОХИМИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ПРОЦЕССОВ

<u>Белов А.С., Еремин В.В.</u> Моделирование диссипативного переноса энергии в фотосистемах: устранение подгоночных параметров из уравнений Редфилда	27
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

СЕКЦИЯ 8. WARM DENSE MATTER

<u>Минаков Д.В., Левашов П.Р., Силько Г.В., Смирнов Н.А., Хищенко К.В.</u> Расчеты термодинамических свойств металлов методом функционала плотности и квантовой молекулярной динамики для уточнения полуэмпирических уравнений состояния	28
<u>Ланкин А.В., Норман Г.Э.</u> Эффекты плотности и неидеальности в плазме	28
<u>Ланкин А.В., Норман Г.Э., Саитов И.М.</u> Распределение флуктуаций давления в неидеальной плазме	29
<u>Стегайлов В.В.</u> Ab initio моделирование атомной динамики после сверхбыстрого энерговысвобождения в электронную подсистему	29

СЕКЦИЯ 9. НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

<u>Белкин А.А., Рудяк В.Я.</u> Моделирование теплофизических свойств наножидкостей методом молекулярной динамики	30
<u>Виткина Д.Е., Школьников Е.И.</u> Корреляция между нанопористой структурой углеродных адсорбентов и емкостью суперконденсаторов на их основе	30
<u>Гельчинский Б.Р., Дюльдина Э.В., Коренченко А.Е., Воронцов А.Г.</u> Многомасштабное моделирование процессов зарождения и роста металлических кластеров и нанопорошков, получаемых методом газозащитной конденсации	31
<u>Гордон Е.В.</u> Каталитический рост нанопроволок в квантованных вихрях сверхтекучего гелия	31
<u>Дьячков П.Н.</u> Электронное строение и свойства нанотрубок	32
<u>Гордон Е.В., Карабулин А.В., Матюшенко В.И., Сизов В.Д.</u> Методы выращивания нанопроволочек в квантовых вихрях в сверхтекучем гелии	32
<u>Норман Г.Э., Ланкин А.В., Стегайлов В.В.</u> Атомистическое моделирование взаимодействия электролитов с графитовыми наноструктурами	32
<u>Петровский В.П., Петровская Е.В.</u> Стоимость прав на единую технологию как результат деятельности научных учреждений РАН	33
<u>Рудяк В.Я.</u> Физика микротечений. где кончается гидродинамика?	33
<u>Старииков С.В.</u> Исследование механических свойств углеродных нанотрубок методом молекулярной динамики	33

ИНДЕКС ПО АВТОРАМ	35
ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ	36
ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ	37

**ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА НА ДИНАМИЧЕСКУЮ ПЛАСТИЧНОСТЬ И
ПРОЧНОСТЬ: МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Жильяев П.А. , Кужсин А.Ю., Стегайлов В.В., Ячылкин А.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**PeterZhilyaev@gmail.com*

В работе изучается влияние микроструктуры материала (поры, включения примеси, дислокационная подсистема, границы зерен) на пластичность и прочность при высокоскоростном деформировании. Для этого проводится молекулярно-динамическое моделирование процессов деформации, возникающих при ударно-волновом нагружении и в последующих волнах разгрузки. При прямом моделировании ударно-волнового нагружения определены типы дефектов, возникающих при пластическом деформировании, и сдвиговые напряжения, необходимые для его возникновения. Рассмотрено влияние повышения температуры, наличия полостей и включений на активацию пластического течения. Проведено сопоставление с моделью зарождения дислокационных петель, позволяющей независимо менять сдвиговые и нормальные напряжения, варьировать скорость деформации в большем диапазоне. В обоих случаях обнаружены выделенные места на поверхности пор и кластеров, в которых начинается формирование дислокационных петель.

При рассмотрении процессов разрушения проанализирована зависимость механизмов разрушения и откольной прочности от скорости растяжения и температуры. При повышенных температурах в процессе растяжения может быть достигнута линия плавления. Наличие дефектов в таком случае инициирует плавление, и разрушение происходит уже в жидкой фазе. Наиболее интенсивно плавление начинается у границ зерен, для монокристаллов же, даже в присутствии дефектов типа полостей и дислокационных петель, достигается заметный перегрев твердой фазы. Рассчитана зависимость скорости плавления от степени перегрева. Приводится сопоставление с данными о динамической прочности из ударно-волновых экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН N11 и N12 и РФФИ (грант 09-08-01116а).

1. X.-Y. Liu, F. Ercolessi and J.B. Adams// Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. 2004. V.12 P.665

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ АРМКО-ЖЕЛЕЗА ПРИ
УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ НА ОСНОВЕ ФРАКТАЛЬНОГО И
КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА**

Ляпунова Е.А. , Оборин В.А., Уваров С.В., Баяндин Ю.В., Наймарк О.В.*

ИМСС УрО РАН, Пермь

**lyapunova@icmm.ru*

Целью работы является исследование эволюции структуры армко-железа, подвергнутого ударно-волновому нагружению, на основе корреляционного анализа 3D NewView данных морфологии структуры, индуцированной дефектами при прохождении ударной волны.

Эволюция дефектной подсистемы обнаруживает свойство самоорганизации, проявляющееся в возникновении пространственно-коррелированных ансамблей мезодефектов, вызванных длинно-корреляционными взаимодействиями при прохождении и взаимодействии импульсов сжатия и растяжения.

Впервые предложенный Мандельбротом, фрактальный анализ является чувствительным методом, применяющимся в материаловедении для идентификации объектов со сложной структурой, часто неразличимых при традиционных способах анализа. Проявления масштабной инвариантности разнообразных природных объектов позволяет использовать данный метод для широкого класса физических ситуаций, включая морфологический анализ структуры, сформированной при пластической деформации и разрушении. Важной количественной характеристикой таких объектов является пространственный скейлинг – свойство масштабной инвариантности, что математически выражается степенными зависимостями характеристик структуры от масштаба измерения.

В соответствии с указанной целью из цилиндрического образца, подвергнутого динамическому нагружению, был приготовлен шлиф вдоль направления распространения импульса с последующей механической полировкой и травлением стандартными реактивами. Подготовленная поверхность исследовалась с использованием данных 3D NewView-профилометрии и атомно-силовой микроскопии в диапазоне масштабов от десятых долей до сотен микрон. Проведенные исследования позволили сделать вывод о том, что эволюция структуры, вызванная многократным прохождением волн сжатия-растяжения, обуславливает характерное изменение ее фрактальных характеристик. Полученные результаты свидетельствуют о наличии двух характерных структурных масштабов, один из которых соответствует среднему размеру зерна, а второй отражает наличие длинно-корреляционных взаимодействий в системе мезоскопических дефектов дислокационной природы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 07-01-96004_р_урал_а, 07-08-96001_р_урал_а).

ВЫВОД ЭНЕРГИИ В МОЩНОЙ ПЛАЗМОФОКУСНОЙ УСТАНОВКЕ

Войтенко Д.А.*, Андреещев Е.А., Марколия А.И., Матвеев Ю.В., Тимошенко А.П.

ГНПО «СФТИ», Сухум, Абхазия

*dimvoyt@ya.ru

При кумуляции токово-плазменной оболочки (ТПО) на оси плазмфокусных систем формируются плазменные струи вдоль оси системы, как в сторону катода, так и в сторону анода, со скоростями до 10^8 см/с, плотностью $10^{18} \div 10^{19}$ см $^{-3}$ и длительностью $\sim 10^{-6}$ с. В некоторых режимах, определяемых начальными условиями и геометрией системы, генерация струй сопровождается импульсами электронных пучков с энергией $\sim 10^5$ кЭв, током $10^5 \div 10^6$ А и длительностью $10^{-8} \div 10^{-7}$ с в направлении анода. Площадь высыпания («автографа») пучка на поверхность плоского анода < 1 см 2 . На поверхности анодной вставки развиваются давления мегабарного диапазона, приводящие к откольным явлениям на тыльной стороне вставки [1]. В направлении катода формируются ионные пучки с энергией до нескольких МэВ, состоящие из ионов рабочего газа и материала электродов. В последние годы на ряде плазмфокусных установок ведутся работы по использованию плазменных струй для модификации поверхностных свойств материалов, и нанесения покрытий и др. На плазмфокусной установке КПФ-4 [2] с энергезапасом W_0 до 1 МДж проводятся исследования по выводу плазменных струй на мишени, размещаемые в полости анода и в закатодном пространстве. Калориметрические измерения энергии струй по испарению набора алюминиевых фольг дают оценку плотности энергии в плазменной струе ~ 1 кДж/см 2 на расстоянии 5 см от анодного отверстия диаметром 2 см при разрядах в водороде (начальное давление 4-6 Тор, максимальный ток $1.8 \div 2.2$ МА). Скорость плазменной струи, измеренная с помощью двух диамагнитных датчиков, размещенных в анодной полости на расстоянии 3 и 8 см от торца анодной вставки составляет $\sim 3 \times 10^7$ см/с, ($P_0 = 9$ Тор H_2 , $I = 1.9$ МА).

С целью повышения удельной нагрузки на мишень проведены исследования локализации источников жесткого рентгеновского излучения, в опытах по выводу электронного пучка на мишень размещаемую в анодной полости. Результаты опытов показали, что пучок имеет трубчатую структуру и, после прохождения отверстия в аноде, быстро расходится до диаметра ~ 4 см на расстоянии 2 см от внутреннего торца анодной вставки. При использовании приемного устройства в виде конуса, основание которого приближено к анодному отверстию, на обскурограммах, снятых со стороны катода, наблюдается фокусировка электронного пучка у вершины конуса. Проводится оптимизация таких режимов по начальным условиям при энергетике установки до 400 кДж с целью ускорения макрочастиц для опытов по изучению физики гиперскоростных соударений, моделированию микрометеоритов и других приложений.

1. Филиппов Н.В. // Физика плазмы. 1983. Т.9. С.25.
2. Андреещев Е.А. и др. // Физика плазмы. 2007. Т.33. С.247.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ И ТЕКУЧЕСТИ НА ОСНОВЕ МНОГОУРОВНЕВОГО ВАРИАНТА КРИТЕРИЯ ИНКУБАЦИОННОГО ВРЕМЕНИ

Груздков А.А.

СПбГУ, Санкт-Петербург

gruzdkov@mail.ru

Подход, основанный на понятии инкубационного времени, оказался эффективным инструментом моделирования различных особенностей динамического разрушения сплошных сред [1,2]. Основу подхода составляет явное введение в модель характерного времени релаксационных процессов в материале — инкубационного времени, которое рассматривается в качестве основной характеристики динамической прочности материала. В рамках этого подхода в работе [3] был предложен, а затем успешно применялся [4], критерий текучести металлов справедливый как для быстрого, так и для медленного нагружения. В случае одноосного нагружения этот критерий имеет вид [1-4]:

$$\frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t \left(\frac{\sigma(s)}{\sigma_0} \right)^\alpha ds < 1.$$

где σ_0 — статический предел текучести, τ — инкубационное время, α — безразмерный параметр, убывающий с ростом температуры.

Одно из основных ограничений данного критерия заключается в использовании единственного времени релаксации. Это может помешать описать в рамках одной модели весь диапазон скоростей нагружения, а использование усредненных характеристик может затушевывать особенности поведения материала в том или ином диапазоне длительности воздействия. В ряде случаев мы заведомо имеем дело с результирующим влиянием процессов, имеющих различные временные характеристики. Так, например, в [5] приводятся экспериментальные свидетельства о бимодальном характере релаксации напряжений при движении дислокаций в кристаллах для низких температур.

Предлагается вариант обобщения критерия инкубационного на случай произвольного спектра времен релаксации. Появляются возможности учесть многоуровневый характер процесса текучести, точнее описать текучесть в разных скоростных диапазонах, установить более тесные связи с физическими моделями, объяснить некоторые температурные эффекты.

1. Морозов Н.Ф., Петров Ю.В. Проблемы динамики разрушения твердых тел. СПб., изд-во СПбГУ, 1997, 132 с.
2. Петров Ю.В. Критерий инкубационного времени и импульсная прочность сплошных сред: разрушение, кавитация, электрический пробой // Доклады РАН т. 395, № 5, 2004, с. 621-625.
3. Груздков А.А., Петров Ю.В. О едином критерии текучести металлов при медленном и высокоскоростном нагружении // Труды 1-ой Всесоюзной конференции «Технологические проблемы прочности несущих конструкций». Запорожье, 1991, т. 1, часть 2, с. 378-383.
4. Gruzdkov A., Sitnikova E., Morozov N., Petrov Y. Thermal effect in dynamic yielding and fracture of metals and alloys // Mathematics and Mechanics of Solids Vol. 14, No 1-2, 2009, pp. 72-87.
5. Galligan J.M., Kim C.S., Briggs K., Gordon Y. Dislocation motion at low temperatures // Journal de Physique Colloques Vol. 49, C 3, 1988, pp. 673-676.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ОТКОЛА В ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТЕ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

*Красюк И.К.^{*1}, Вовченко В.И.¹, Гераськин А.А.¹, Пашинин П.П.¹, Семенов А.Ю.¹, Хищенко К.В.²*

¹ИОФ РАН, ²ОИВТ РАН, Москва

**krasyuk99@rambler.ru*

Для исследования откольного явления в полиметилметакрилате (ПММА) было использовано два метода воздействия на мишень: (а) непосредственное облучение лазерным импульсом и (б) ударное воздействие помощью лазерно-ускоренных тонких фольг. В качестве ударников использованы алюминиевые фольги толщиной 8 и 15 мкм. Масса и скорость фольг после лазерного абляционного ускорения определялись методом их торможения в газовой атмосфере.

В работе экспериментально определялось положение плоскости откола и время пролета откольным слоем базового расстояния. Затем величины откольной прочности и скорости деформирования вычислялись с помощью численного гидродинамического кода с учетом реального широкодиапазонного полуэмпирического уравнения состояния ПММА.

В результате экспериментов впервые определена величина откольной прочности ПММА, оказавшаяся равной приблизительно 10 кбар. В экспериментах были реализованы скорости деформирования до 10^7 с⁻¹.

ДЛИННО-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МНОГОМАСШТАБНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АНСАМБЛЯХ ДЕФЕКТОВ И ОЦЕНКА НАДЕЖНОСТИ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ И УСТАЛОСТНЫХ НАГРУЖЕНИЯХ

Оборин В.А.^{}, Банников М.В., Наймарк О.В.*

ИМСС УрО РАН, Пермь

**oborin@icmm.ru*

В настоящее время наблюдается рост интереса к исследованию влияния предварительного динамического нагружения на характеристики усталостного (многоциклового) нагружения авиационных сплавов при разработке подходов по оценке надежности конструкций газотурбинных двигателей в условиях случайных динамических воздействий.

Целью экспериментального исследования является определение влияния предварительного нагружения на сопротивление усталостному разрушению в алюминиевых сплавах на основе исследования закономерностей скейлинга в ансамблях дефектов с использованием данных 3D New View профилометрии предварительно нагруженных образцов. Исследовались два сплава алюминия: Al-Mg и Al-Cu используемые в авиационной промышленности и автомобилестроении. Нагружение образцов осуществлялось двумя способами – квазистатическим и динамическим растяжениями, после чего образцы подвергались циклической нагрузке, соответствующей базовому сроку службы (приблизительно 200 000 циклов).

Для количественной оценки возникающих длинно-корреляционных структур использовался метод показателя Херста, отражающего их эволюцию в процессе деформирования и позволяющего определить параметры структурного скейлинга. Под понятием скейлинга подразумевается свойство масштабной инвариантности измеряемых характеристик, что математически выражается степенными зависимостями характеристик структуры от масштаба измерения.

В результате проведенного исследования можно сделать выводы обуславливающие высокую для Al-Cu и низкую для Al-Mg чувствительность механических характеристик образцов к режимам предварительного нагружения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 07-08-96001-р_урал_а, 08-01-00699).

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ

Куксин А.Ю., Ячилкин А.В.^{}*

ОИВТ РАН, Москва

**aleyankin@gmail.com*

В работе исследуется гомогенное и гетерогенное зарождение дислокаций, а также их движение с помощью метода молекулярной динамики (МД). Для исследования процессов зарождения в системе создаются напряжения путем сдвиговой деформации. Межатомное взаимодействие описывается с помощью потенциала погруженного атома [1]. Расчеты проведены на примере алюминия.

Гомогенное зарождение дислокаций происходит за счет термических флуктуаций. В результате этого процесс гомогенного зарождения носит случайный спонтанный характер. В расчетах с различным микросостоянием, но соответствующим одному макросостоянию (значениям сдвиговых напряжений, температуры), дислокации зарождаются в разных местах и в разное время. Из распределения времен до момента зарождения видно, что процесс носит Пуассоновский характер. Удобно ввести в рассмотрение также частоту (или скорость) зародышеобразования J , имеющую смысл среднего числа зародышей дислокаций, образующихся в системе за единицу времени.

Проведено моделирование зарождения дислокации при наличии полостей. Зарождение происходит в области концентрации напряжений. Также проведено исследование механизма зарождения, роль полости как концентратора напряжений, и получены зависимости характерных напряжений зарождения от температуры.

На основе МД рассчитаны трение краевых частичных дислокаций в алюминии и динамические характеристики их взаимодействия с включениями меди при температурах до температуры плавления. Обобщение полученных зависимостей позволило рассчитать кинетику деформации и оценить величину динамического предела текучести. Проанализировано влияние температуры и размера включений на динамический предел текучести алюминия.

В МД расчетах используется модель, представляющая собой гцк монокристалл с краевой частичной дислокацией и препятствиями в виде кластеров примеси или полостей нанометрового размера (0.5 – 3 нм). Характерное расстояние между препятствиями, рассмотренное в расчетах, составляет 10–60 нм.

На основе полученных данных проведены оценки динамического предела текучести для монокристаллического Al и Al с включениями Cu (4%) постоянного размера 1.5 нм. Оценки согласуются с измерениями динамических пределов текучести в ударно-волновых экспериментах [2].

Работа ведется при финансовой поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН N11 и N12 и РФФИ (гранты 09-08-01116а и 09-08-12161-офи_м).

1. Liu X.-Y., Xu Wei, Foiles S.M., Adams J.B. // Applied Physics Letters. 1998. V.72. P.1578.
2. Канель Г.И., Фортон В.Е., Разоренов С.В. // УФН. 2007. Т.177. №8. С.809.

ДИНАМИКА ПУЗЫРЬКОВОГО РАСПАДА СЛОЯ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЫСОКОЙ ВНЕШНЕЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ

Кузнецов В.В.

ИТ СО РАН, Новосибирск-90

vladkuz@itp.nsc.ru

Быстрый нагрев жидкости до температуры предельного перегрева происходит в условиях существенной термодинамической неравновесности и сопровождается переводом вещества в метастабильное состояние с последующим распадом в результате спонтанного фазового перехода [1]. При распаде метастабильной жидкости интенсивность фазового перехода возрастает на порядки по сравнению с обычным кипением и возможен переход к фазовому взрыву или взрывному вскипанию.

В работе теоретически и экспериментально рассмотрены условия возникновения и свойства пузырькового распада слоя жидкости при высокой внешней плотности тепловой энергии. Распад метастабильной жидкости был исследован экспериментально при ступенчатом нагреве плоским микронагревателем, покрытым субмикронным карбидокремниевым слоем или наноструктурным танталовым покрытием. Для исследования динамики фазового перехода использована оптическая методика, основанная на измерении интенсивности зеркального отражения лазерного луча от поверхности нагревателя, импульсная высокоскоростная видеосъемка и высокочастотные пьезоэлектрические датчики давления. Сверхгладкая поверхность карбидокремниевого слоя и плотности теплового потока, достигающие 40 Вт/см², обеспечили подавление гетерогенного зародышеобразования на готовых центрах и переход к режиму фазового взрыва. Эксперименты были проведены для воды и спиртов. Показано, что частота зародышеобразования при фазовом взрыве спиртов на порядок превосходит частоту зародышеобразования при фазовом взрыве воды. Получены экспериментальные данные по динамике фазового взрыва; структуре излучаемой волны давления; взаимодействию пузырей, зародившихся на слабых местах и в результате фазового взрыва, данные по времени вскипания и времени жизни парового пузыря в зависимости от теплового потока и времени нагрева. Показано, что фазовый взрыв жидкости в зоне глубокой метастабильности имеет пороговый характер.

Экспериментально изучена динамика пузырькового распада при ступенчатом нагреве жидкости плоским микронагревателем с наноструктурной поверхностью. Определен размер наноструктур поверхности, при котором пузырьковый распад жидкости проходит в виде волны гетерогенного взрывного вскипания, исследована динамика низкотемпературных пузырей, включая механизм межфазной неустойчивости, взаимодействие низкотемпературных пузырей и пузырей в волне взрывного вскипания.

Развита теория самосогласованного зародышеобразования и роста пузырей в поле давления, возникающем при фазовом взрыве и взрывном вскипании слоя жидкости для гладкой и наноструктурной поверхности микронагревателя. Рост пузырей в экстремальных условиях в окрестности спинодали рассмотрен с учетом сжимаемости жидкости и неоднородности поля ее температуры, исследован механизм подвода тепла со стороны окружающей жидкости и через микрослой, в том числе при образовании сухих пятен при высокой внешней плотности энергии. Рассмотрена трехтемпературная схема роста пузырька с учетом неравновесности испарения и запасенного тепла в жидкости. Получено, что взаимодействие пузырьков радикально влияет на динамику вскипания и его учёт имеет принципиальное значение. Получены свойства фазового перехода в зоне глубокой метастабильности, численно проанализирована динамика волн фазового взрыва и взрывного вскипания. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными для воды и спиртов показало достоверность развитой теории пузырькового распада слоя жидкости при высокой внешней плотности энергии.

Работа выполнена при поддержке Интеграционного проекта СО РАН № 54.

1. Скрипов В.П. *Метастабильная жидкость*. М.: Наука, 1972.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ КИПЕНИИ И ИСПАРЕНИИ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

Павленко А. Н.

ИТ СО РАН, Новосибирск-90

pavl@itp.nsc.ru

В докладе представлены результаты исследования переходных процессов и кризисных явлений при различных законах тепловыделения в условиях свободной конвекции и пленочных течений жидкости. Основное внимание уделено анализу динамики вскипания жидкости, развития кризиса теплоотдачи и смены режимов кипения при квазистационарном, ступенчатом и периодическом импульсном законах тепловыделения. Показано, что характер развития кризиса и величина критического теплового потока при нестационарном тепловыделении существенно зависят от характеристик, определяющих температурный напор вскипания жидкости. Опытные данные показывают, что на характер зависимости критического теплового потока от скорости нарастания тепловыделения существенно влияет наличие готовых центров парообразования. Проведено обсуждение результатов экспериментальных исследований и численного моделирования динамики развития и тепловой устойчивости локальных очагов пленочного кипения при различных граничных условиях во фронте смены режимов кипения. Проведен анализ новых результатов по изучению переходных процессов при вскипании и развития кризиса при пленочных течениях волновых пленок жидкости в условиях интенсивных набросов тепла.

Результаты проведенных экспериментальных исследований и математического моделирования выявили различные механизмы распада стекающей жидкости при ступенчатом тепловыделении в зависимости от числа Рейнольдса, волновых характеристик и плотности теплового потока при набросе. При тепловых потоках высокой интенсивности распад стекающей пленки жидкости определяется режимом распространения самоподдерживающегося фронта вскипания со сложной формой промежуточных пространственных структур, имеющих вид, подобный фрактальным кластерам. С использованием высокоскоростной цифровой камеры получены данные по скорости

распространения фронтов испарения и характерным геометрическим параметрам возникающих структур. Показано, что при менее интенсивных набросах теплового потока параметры возникающих метастабильных регулярных структур и критические параметры осушения теплоотдающей поверхности определяются динамикой подвижных границ смачивания в процессе самоорганизации системы. В области малых чисел Рейнольдса, когда происходит подавление вскипания жидкости, скорости распространения фронтов осушения после образования сухих пятен определяются продольной теплопроводностью в теплопередающей стенке и зависят от интенсивности испарения в смоченных зонах.

Предложены теоретические модели для описания динамических параметров переходных процессов и проведено сравнение расчетных зависимостей с полученными опытными данными для скоростей распространения фронтов испарения и границ смачивания, размеров структур. Определены области изменения теплового потока, для которых при расчете времен ожидания вскипания в импульсных режимах необходимо учитывать влияние конвективной составляющей теплообмена и развитие интенсивного испарения со свободной поверхности волновой пленки. Эксперименты подтверждают выводы численного моделирования о том, что для неравномерно распределенной по толщине пленки вскипание жидкости при гомогенном зародышеобразовании при умеренных тепловых потоках начинается в первую очередь в гребнях волн.

Полученные результаты важны для описания динамики распада жидкости в условиях свободной конвекции и стекающих тонких пленок в условиях высокоинтенсивных тепловых набросов. В практическом плане полученные карты переходных режимов необходимы для обеспечения безопасной работы устройств с пульсациями теплового потока, при разработке малоинерционных испарителей, теплообменников-дозаторов, смесителей, специальных отборников в измерительном оборудовании, в том числе, в биотехнологиях, биомедицине, и т. д.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-08-00118-а) и Интеграционного проекта СО РАН совместно с УрО РАН (№ 68).

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ И КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ

Куксин А.Ю., Норман Г.Э., Писарев В.В. , Стегайлов В.В., Янилкин А.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**pisarevvv@gmail.com*

В работе предлагается кинетическая модель разрушения жидкостей, основанная на результатах молекулярно-динамических (МД) расчетов. Для моделирования была взята леннард-джонсовская жидкость. Результаты модели сопоставлены с результатами экспериментов по растяжению гексана в ударно-волновых экспериментах и с результатами прямого МД-моделирования.

Прямое МД-моделирование разрушения произведено для скоростей растяжения $\sim 10^7 - 10^9 \text{ с}^{-1}$. Получены величины максимально достижимого напряжения при постоянной скорости растяжения, распределение полостей по размерам.

Для перехода к меньшим скоростям растяжения методом молекулярной динамики исследованы элементарные процессы зарождения и роста полостей. Показано, что частота зародышеобразования описывается формулой классической теории гомогенной нуклеации [1]

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right),$$

где $W = \frac{16\pi\gamma^3}{3(P-P')^2}$ – работа образования критического зародыша, γ – поверхностное натяжение на границе критического зародыша, P – давление в жидкости, P' – давление пара внутри пузырька, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

Получены величины поверхностного натяжения леннард-джонсовской жидкости для различных температур.

Исследована кинетика роста полостей в растянутой жидкости. Показано соответствие результатов МД-моделирования роста полости и результатов расчета по уравнению Рэлея-Плессета из классической гидродинамики.

На основе полученных методом МД кинетических закономерностей построена модель разрушения, относящаяся к подходу "нуклеация и рост полостей"(NAG). Максимально достижимое напряжение, рассчитанное по этой модели хорошо воспроизводит экспериментальные результаты по откольной прочности гексана [2] и результаты по максимальному напряжению в прямом МД-моделировании. Распределение полостей по размерам также хорошо соответствует результатам прямого МД-моделирования.

Работа ведется при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Термофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества" и РФФИ (грант 09-08-12161-офи_м).

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М: Наука, 1972.
2. Уткин А.В., Сосиков В.А., Богач А.А. Импульсное растяжение гексана и глицерина при ударно-волновом воздействии. // ПМТФ. 2003. Т.44. №2. С.27-33.

ВЯЗКОСТЬ ЖИДКОГО ЖЕЛЕЗА: МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ С ПОТЕНЦИАЛОМ ПОГРУЖЕННОГО АТОМА

Мальцев И.В. , Мирзоев А.А.*

ЮУрГУ, Челябинск

**maltsev.ilya@gmail.com*

Железо—доминирующий компонент большинства используемых человечеством металлических конструкций. Экспериментально были обнаружены гистерезис свойств (вязкость, поверхностное натяжение, магнитная восприимчивость, плотность) при нагреве и охлаждении расплава, осцилляция этих свойств со временем [1]. В настоящее

время отсутствует общепринятое достоверное описание связи свойств расплава и его внутренней структуры. В работе Медделева и др. [2] был разработан ЕАМ (Embedded atom method, метод погруженного атома) потенциал для жидкого железа, хорошо предсказывающий температуру плавления, плотность, энергию. Вязкость жидкого железа при высоких температурах и давлениях была исследована Белащенко с применением собственного потенциала [3].

В настоящей работе представлен расчет сдвиговой вязкости чистого железа с ЕАМ потенциалом Менделеева. Расчет проводился в рамках метода равновесной молекулярной динамики с использованием метода Грина-Кубо [4].

Молекулярно-динамический расчет проводился для температур из интервала 1650–2100 К и равном нулю давлении. Для верификации расчета была получена плотность жидкого железа в МД модели. При температурах, выше точки плавления, МД значения плотности преимущественно лежат в пределах области разброса экспериментальных данных [5].

Получение автокорреляционной функции тензора давления требует усреднения по большому количеству различных исходных конфигураций. Подготовка и расчет независимых конфигураций занимает существенное вычислительное время, для оптимизации временных затрат была выбрана следующая схема. Проводится расчет одной исходной конфигурации с количеством шагов интегрирования, равным 1000000 (шаг интегрирования уравнений движения – 0,001 пс). Далее из всей полученной траектории через каждые 100 шагов выбираются субтраектории длиной 100000 шагов. Каждая из них считается независимой и участвует в построении автокорреляционной функции. Таким образом, получаем 90000 траекторий для получения среднего по ансамблю. Для улучшения качества автокорреляционной функции выполнялся расчет от 40 до 160 исходных конфигураций. Исходные конфигурации были получены двумя способами, отличающимися способами подготовки. Как для первого набора конфигураций, так и для второго есть области плавного и скачкообразного изменения вязкости. Выше температуры плавления в каждом из наборов конфигураций наблюдается участок (1833–1883 К — набор 1, 1816–1850 К — набор 2) с плавным изменением вязкости. Далее (до 1950 К) в каждой из зависимостей наблюдаются скачкообразные изменения вязкости, а также почти горизонтальные участки. Это сигнализирует об интенсивном изменении структуры в этом интервале температур, что отмечалось во множестве экспериментальных работ. Различие в способе подготовки исходных конфигураций приводит к смещению интервалов с особенностями на температурной зависимости вязкости.

Полученные значения вязкости лежат в пределах существующих экспериментальных данных [1], что свидетельствует о пригодности используемого потенциала Менделеева для расчета вязкости жидкого железа вблизи точки плавления.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-03-00584.

1. Свойства металлических расплавов: сборник/ В.С. Цепелев, В.В. Коначков, Б.А. Баум, Г.В. Тягунов, Е.Е. Барышев. В 2 ч. Екатеринбург: УГТУ–УПИ, 2008. Ч.1. 358 с.
2. Mendeleev M.I., Han S., Srolovitz D.J. et al. // *Phil.Mag.A.*— 2003.—V.83.—P.3977.
3. Белащенко Д.К. Применение модели погруженного атома к жидким металлам. *Жидкое железо*//Журнал Физической Химии.—2006.—V.80.—P.1-11.
4. Kubo R. *Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems*//*J. Phys. Soc. Jpn.*—1957.—V.12.—P. 570-586.
5. Еланский Г.Н., Еланский Д.Г. *Строение и свойства металлических расплавов*—М.:МГВМИ, 2006.—228 с.

ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ И КИНЕТИЧЕСКАЯ СПИНОДАЛЬ В МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЛЕННАРД-ДЖОНСОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Сергеев О.В. , Стегайлов В.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**seoman@yandex.ru*

Флуктуации плотности играют важную роль в процессах, происходящих в метастабильной области фазовой диаграммы. В работе они исследуются при помощи методов фурье-анализа [1], применяемых к молекулярно-динамической траектории, получаемой при моделировании леннард-джонсовской жидкости. В качестве модельной системы рассматривается кубическая ячейка размером около 80σ по каждой оси в периодических граничных условиях. Вначале частицы располагаются в ней в узлах простой кубической решетки, их координаты и скорости при этом определяются в соответствии со значениями плотности и начальной температуры. Эти значения подбираются таким образом, чтобы после плавления решетки и установления равновесия давление и температура принимали интересные значения. Эволюция образующейся в результате плавления жидкости рассматривается в течение периода $400 (\sigma^2/\epsilon)^{1/2}$. Радиус обрезки потенциала в работе принимается равным 4σ . По молекулярно-динамической траектории рассчитываются спектры коллективных колебаний атомов. Такие расчеты проведены для стабильной и метастабильной областей фазовой диаграммы. Получены спектры флуктуаций плотности вблизи спинодали. Установлено, что в области больших длин волн на спектрах наблюдается пик на некоторой ненулевой частоте ω_s , соответствующей распространяющейся моде. При этом с увеличением волнового числа происходит снижение интенсивности и уширение пиков, что отражает усиление затухания с уменьшением длины волны. Зависимость значения ω_s от частоты выражает закон дисперсии коллективных колебаний атомов [2]. В каждой исследованной точке фазовой диаграммы построены такие дисперсионные кривые, а также определено максимальное значение волнового числа k_{max} , для которого еще возможно выделение ω_s . Существование такого максимального волнового числа означает, что более короткие волны затухают на расстояниях порядка своей длины из-за неоднородностей плотности, образующихся за счет термодинамических флуктуаций [3]. Исходя из предположения, что размеры неоднородностей в стабильной жидкости примерно соответствуют межчастичному расстоянию, можно оценить их характерные размеры в любой точке фазовой диаграммы с помощью определения значений k_{max} в некотором стабильном состоянии и в данной точке. Соответствующий анализ показал, что с приближением к границе устойчивости характерный размер неоднородностей плотности растет. Такие неоднородности можно считать зародышами полостей. Тогда состояние, в котором характерный размер возникающих в результате термодинамических флуктуаций неоднородностей плотности сравнивается с размером критического зародыша, соответствует кинетической

спинодали.

Работа ведется при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества».

1. Hansen J.P., Klein M.L. // Phys. Rev. B. 1976. V.13. №2. P.878.
2. Boon J.P., Yip S. Molecular hydrodynamics. New York: Dover Publications, 1991.
3. Горелик Г.С. Колебания и волны. М.: Физматлит, 2007.

ОБТЕКАНИЕ ПРЕПЯТСТВИЙ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИМ КОНДЕНСАТОМ

Миронов В.А., Смирнов А.И., Смирнов Л.А.*

ИПФ РАН, Нижний Новгород

**smirnov@appl.sci-nnov.ru*

В экспериментах в качестве «инструмента» воздействия на бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) с отталкивающим взаимодействием между атомами часто используются сфокусированные лазерные пучки, частота которых выше линии поглощения атомов. В этой области частот диэлектрическая проницаемость газа $\varepsilon(\omega) < 1$, поэтому атомы выталкиваются из занятой полем области, и образуется локальный провал концентрации на месте, где только что был лазерный луч. В результате такого воздействия в БЭК, благодаря его нелинейным и дисперсионным свойствам, могут излучаться линейные волны плотности и формироваться разнообразные нелинейные структуры типа темных солитонов и вихрей. Изучению этих процессов и посвящена данная работа. Анонсируем кратко ее содержание.

Динамику разреженного БЭК будем описывать с помощью уравнения Гросса-Питаевского (ГП) для классической волновой функции конденсата $\Psi(t, \mathbf{r}) = \psi(t, \mathbf{r}) e^{i\theta(t, \mathbf{r})}$:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + \frac{4\pi\hbar a}{m} |\Psi|^2 \Psi + V(t, \mathbf{r}) \Psi.$$

где m – масса атомов, a – длина s -рассеяния атомов друг на друге. Считалось, что длина рассеяния положительная величина ($a > 0$), что соответствует взаимному отталкиванию между атомами конденсата. При решении уравнения ГП мы ограничились двумерной задачей: $\mathbf{r} = (x, y)$, а потенциал $V(t, \mathbf{r})$ считали имеющим гауссову форму и движущимся с постоянной скоростью v_0 :

$$V(t, \mathbf{r}) = V_{max} \exp\left(-\frac{2}{\delta^2} (\xi^2 + y^2)\right).$$

где $\xi = (x - v_0 t)$, δ – характерные размеры потенциала.

В линейном приближении при сверхзвуковом движении за барьером образуется область тени в виде конуса Маха с углом раствора 2β ($\sin\beta = M^{-1}$, где $M = c_s/v_0$ – число Маха, c_s – скорость звука в конденсате, v_0 – скорость барьера). Граница этой области играет роль каустики, и возмущения плотности вблизи нее на больших расстояниях от источника описываются производной функции Эйри.

В нелинейном режиме сильно возмущающие бозе-конденсат сверхзвуковые барьеры оставляют за собой кильватерный след из четного числа провалов концентрации (темных солитонов), лежащих внутри конуса Маха. Их ширина, число и угол расхождения зависят как от параметров возбуждающего барьера, так и от характеристик самого конденсата. Из-за развития модуляционной неустойчивости кильватерный след эволюционирует в набор дорожек из вихревых пар.

В случае дозвукового движения потенциала могут возбуждаться парами вихри. Этот процесс происходит, когда число Маха M превышает критическое значение $M_{cr} \approx 0.43$. От разности $(M - M_{cr})$ существенно зависит частота генерации вихрей и особенности их поведения в потоке БЭК за препятствием.

ДИНАМИКА РАСПАДА СТЕКАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ПЛЁНОК ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИИ

*Павленко А.Н., Суртаев А.С.**

ИТ СО РАН, Новосибирск-90

**surtaev@itp.nsc.ru*

Обладая малым термическим сопротивлением, стекающие плёнки жидкости обеспечивают перенос высоких плотностей теплового потока при большой поверхности контакта и малых температурных напорах. Устройства с их использованием можно встретить в различных областях промышленности и приборостроения. Однако области высокоэффективного теплообмена при кипении и испарении в стекающих плёнках жидкости ограничены по тепловому потоку развитием кризиса, появлением сухих пятен на теплоотдающей поверхности и, как следствие, резким снижением теплоотдачи. Как показывает анализ литературы, изучение условий образования сухих пятен, развития кризисных явлений в стекающих пленках жидкости было проведено только в условиях стационарного тепловыделения. В тоже время исследование динамики распада плёнок жидкости при нестационарных тепловых нагрузках важно для предсказания аварийных ситуаций и для обеспечения безопасной работы устройств с пульсациями теплового потока. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию динамики развития кризисных явлений в метастабильной плёнке жидкости при нестационарных законах тепловыделения, включая режимы с интенсивными ступенчатыми набросами тепловой мощности.

Экспериментальное исследование было проведено на криогенном контуре, подробное описание которого приведено в [1]. В качестве рабочей жидкости использовался жидкий азот, подаваемый на экспериментальный участок на линии насыщения. Для визуализации динамики течения и исследования закономерностей распада плёнки жидкости в опытах использовалась цифровая высокоскоростная видеокамера с максимальной частотой съёмки 45 кГц. Тепловая нагрузка варьировалась в диапазоне $q = (0.1 \div 70) \cdot 10^4$ Вт/м². Схема экспериментального участка и методика проведения опытов подробно описаны в [1].

В исследовании получены опытные данные по временам ожидания вскипания жидкости, развития регулярных структур и осушения теплоотдающей поверхности при ступенчатом законе тепловыделения. Показано, что в области умеренных тепловых потоков величина времени ожидания вскипания уменьшается с увеличением числа Рейнольдса. Выявлены границы характерных тепловых потоков, при достижении которых величина времени ожидания вскипания не зависит от числа Рейнольдса. Получен массив опытных данных по параметрам развития и структуре фронтов вскипания на различных стадиях роста паровых полостей в широких диапазонах изменения степени орошения и плотности теплового потока. В работе исследована динамика развития кризисных явлений, связанных с образованием устойчивых сухих пятен и кризисом полного осушения тепловыделяющей поверхности в стекающих плёнках жидкости при периодическом законе тепловыделения. Из анализа опытных данных следует, что образование сухих пятен в области чисел Рейнольдса $Re < 300$ связано с полным испарением жидкости в зоне остаточного слоя. В диапазоне изменения числа Рейнольдса от 300 до 990 сухие пятна возникают в местах образования первых растущих паровых пузырей. Для малых чисел Рейнольдса увеличение критического теплового потока, соответствующего образованию стабильных сухих пятен, при уменьшении длительности импульсов связано с уменьшением вероятности прохождения низкочастотных крупных волн в период тепловыделения. В области высоких степеней орошения увеличение критического теплового потока происходит вследствие изменения характеристик закипания жидкости. Критические значения амплитуды импульсов, соответствующие полному осушению, определяются динамикой подвижных границ смачивания в процессе вытеснения регулярных струй жидкости с развитым пузырьковым кипением.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-08-00118-а) и Интеграционного проекта СО РАН совместно с УрО РАН (№ 68).

1. Павленко А.Н., Мацех А.М., Суртаев А.С. // ТВТ. 2007. Т.45. №6. С.905

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В КАНОНИЧЕСКОМ АНСАМБЛЕ С УЧЕТОМ КВАНТОВЫХ СВОЙСТВ ЧАСТИЦ

Ченцов А.В. , Левашов П.Р.*

ОИВТ РАН, Москва

**alche8411@mail.ru*

Данная работа посвящена изучению термодинамических свойств модели однокомпонентной плазмы при низких температурах. Расчеты проводились при помощи метода Монте-Карло для канонического ансамбля с использованием интеграла по траекториям для учета квантовых свойств частиц. В силу дальнедействующего характера взаимодействия использовались суммы Эвальда для вычисления энергии и других величин.

Модели однокомпонентной плазмы посвящено множество работ, но, тем не менее, эта тема все еще остается полностью не изученной. В частности, представляет интерес влияние квантовых свойств частиц на плавление и кристаллизацию однокомпонентной плазмы при низких температурах. В работе сделана попытка оценить кривую плавления однокомпонентной квантовой плазмы с целью уточнить имеющиеся на сегодняшний день противоречивые результаты и выявить особенности этого явления.

Изучение однокомпонентной плазмы актуально в различных областях физики, и, в частности, в астрофизике. Эта модель хорошо подходит для описания многих особенностей полностью ионизованной плазмы высокой плотности, что характерно для «белых карликов», внешних слоев нейтронных звезд, и, возможно, недр тяжелых планет.

**МОДЕЛИ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ И МЕТОДИКА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ**

Губин С.А. , Викторов С.Б., Губина Т.В., Маклашова И.В.*

МИФИ, Москва

**gubin_sa@mail.ru*

Современные экспериментальные методы пока не позволяют напрямую получать информацию о составе и термодинамических свойствах продуктов в области высоких давлений и температур таких сложных химических систем как конденсированные взрывчатые вещества (ВВ). Поэтому термодинамическое моделирование детонации таких систем представляет значительный научный и практический интерес.

Под термодинамическим моделированием детонации понимается решение целого ряда задач термодинамики со стационарными потоками (детонация и ударная волна), а также взаимосвязанных базисных задач термодинамики с двумя заданными параметрами, которые позволяют получать информацию о параметрах состояния и составе продуктов при разных режимах детонации и оценивать работоспособность и даже взрывобезопасность конденсированных энергоёмких систем. Термодинамическое моделирование является непростой задачей, предъявляющей высокие требования к применяемым уравнениям состояния (УРС) продуктов и используемым методике и программному обеспечению.

Разработанная методика моделирования детонации учитывает возможность образования в продуктах детонации (ПД) многокомпонентной газообразной фазы и принимает во внимание фазовые превращения конденсированных веществ образующихся в ПД.

На основе недавно предложенной версии термодинамической теории возмущений построена модель уравнения состояния (УРС), позволяющая рассчитывать термодинамику многокомпонентного сверхкритического газа (флюида) с потенциалом межмолекулярного взаимодействия Eyr-6 в широкой области давлений и температур в хорошем согласии с результатами компьютерных экспериментов Монте-Карло (МК) и динамического моделирования. Разработана термодинамическая согласованная многофазная модель углерода, включающая в себя УРС для твердых и жидких наночастиц графита и алмаза, образующихся в ПД конденсированных ВВ.

Модель УРС многокомпонентного газа с модифицированными потенциалами Eyr-6 разработана на основе использования улучшенной модели эффективного однокомпонентного флюида. Созданная модель УРС воспроизводит данные МК для газовых смесей с потенциалами Eyr-6 точнее, чем теоретические модели, реализованные в лучших зарубежных термодинамических кодах. Предложена методика и определены параметры модифицированных межмолекулярных потенциалов Eyr-6 по термодинамическим данным, получаемым в ударно-волновых экспериментах и статических опытах по сжатию газов являющихся типичными продуктами в химических системах элементарного состава CHNO. Показано, что предложенные методика термодинамического моделирования и модели УРС флюидов и наноуглерода с найденными потенциалами позволяют надежно рассчитывать термодинамические свойства чистых газов и газовых смесей в широком диапазоне изменения давления, температуры и химического состава смесей. Построенные модели УРС многокомпонентного флюида и конденсированного углерода применены для термодинамического моделирования детонации. Вычислены и сопоставлены с экспериментом скорости детонации, относительная метательная способность (мощность) ВВ, теплоты взрывчатого разложения ВВ, а также химический состав ПД.

Показано, что прогнозы параметров детонации конденсированных ВВ, полученные с использованием предложенных моделей УРС многокомпонентного газа (флюида), оказываются значительно более надежными, чем сделанные на основе специализированных полуэмпирических УРС газообразных ПД. Обсуждены перспективы применения термодинамического моделирования для оценки работоспособности и чувствительности ВВ.

**ОДНОМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ЧЕРЕЗ
ИНТЕРНЕТ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ
ВЕЩЕСТВА**

Захаренков А.С. , Левашов П.Р., Поварницын М.Е., Хищенко К.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**strider@ihed.ras.ru*

В докладе будет представлен веб-интерфейс, позволяющий любому пользователю выполнять численное моделирование типичных одномерных гидродинамических экспериментов через Интернет с использованием базы данных ударно-волновых экспериментов. С использованием этого интерфейса пользователь может задавать начальные условия, управлять процессом моделирования и получать результаты в текстовом и графическом виде. Можно задать до семи взаимодействующих объектов, для каждого из которых нужно указать начальные положение и скорость, уравнение состояния и пороговое давление разрушения. В качестве численного метода используется метод Годунова 2-го порядка аппроксимации в переменных Лагранжа. Перед запуском моделирования пользователь также должен указать конечное время, «мелкость» сетки и количество моментов времени, на которые необходимо сделать вывод параметров процесса. Дополнительно пользователь может указать координаты нескольких лагранжевых маркеров. Если необходимо, моделирование можно повторить, изменив все или некоторые параметры. Главным преимуществом данной разработки является возможность выбора более 130 уравнений состояния, содержащихся в базе данных, причём база постоянно пополняется. Веб-интерфейс доступен по адресу <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ДЛЯ НЕПРЕРЫВНЫХ РЕЛАКСИРУЮЩИХ СРЕД

Пахунова Ю.О.

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

yu-pakhunova@mail.ru

В работе [1] предложена модель, учитывающая фрактальную структуру непрерывной релаксирующей среды, в которой рассматривается процесс распространения волн, и для расчета закона дисперсии в релаксирующих средах система уравнений Навье-Стокса и уравнение неразрывности дополнены уравнением состояния:

$$\frac{\rho}{t} + \frac{p}{\tau} = C_{\infty}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + C_0^2 \frac{p}{\tau}, \quad (1)$$

где p - давление, ρ - плотность среды, t - время, τ - время релаксации, C_0 и C_{∞} - скорости распространения волн, когда период звуковой волны значительно больше времени релаксации, и в противном случае соответственно.

Уравнение (1) является частным случаем уравнения:

$$p + \tau D_{0t}^{\alpha} p = C_0^2 \rho + \tau C_{\infty}^2 D_{0t}^{\beta} \rho, \quad \alpha \in (0, 1), \beta \in (0, 1). \quad (2)$$

Здесь D_{ax}^{γ} - оператор дробного дифференцирования порядка γ [1].

Для локально неоднородных и пространственно распределенных процессов, которые являются непрерывными, уравнение состояния можно представить в виде:

$$p + \tau D_{0t}^{[0,\alpha]} p = C_0^2 \rho + \tau C_{\infty}^2 D_{0t}^{[0,\beta]} \rho. \quad (3)$$

где $D_{ax}^{[0,\gamma]}$ - оператор дробного дифференцирования континуального порядка [1]. Выражение (3) учитывает также явления распределенного последствия.

Таким образом, при исследовании непрерывных процессов в релаксирующих средах более оправданным будет использование в качестве уравнения состояния уравнения (3).

Литература.

[1] Нахушев А.М. Уравнения математической биологии. М.: Высш. шк., 1995. - 301 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДАРНОЙ СЖИМАЕМОСТИ ФУЛЛЕРЕНА C₇₀ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Милявский В.В.^{*1}, Тен К.А.², Бородина Т.И.¹, Пруэл Э.Р.², Толочко В.П.³, Жуланов В.В.⁴

¹ОИВТ РАН, Москва, ²ИГиЛ СО РАН, Новосибирск, ³ИХТТМ СО РАН, Новосибирск,

⁴ИЯФ СО РАН, Новосибирск

*vlvm@ihed.ras.ru

К настоящему моменту термодинамические свойства и фазовые превращения фуллерена C₇₀ при высоких давлениях изучены лишь фрагментарно. В данной работе первые измерения ударной сжимаемости фуллерена C₇₀ была выполнены с использованием импульсно-периодического источника синхротронного излучения Института ядерной физики СО РАН.

Исходные образцы фуллерена C₇₀ были изготовлены методом прессования высоким (1 ГПа) гидростатическим давлением и имели плотность 1.65 г/см³, диаметр 15 мм и толщину 2.5-3.5 мм. Образцы нагружались ударом алюминиевых пластин (с диаметром 16 мм), разогнанных взрывными метательными устройствами до скоростей 1.3-1.8 км/с.

Для измерения термодинамических параметров ударно-сжатого фуллерена была применена методика измерений с использованием синхротронного излучения (СИ) [1]. Эта методика измерений основана на непосредственной визуализации X-Т диаграммы ударно-волновых процессов путем измерения степени поглощения синхротронного излучения исследуемым материалом непосредственно во время прохождения через него ударной волны. Положение скачков плотности в исследуемом материале определялось каждые 250 нс. Для этого каждые 250 нс невидимый луч СИ подавался во взрывную камеру через узкую щель, прикрытую бериллиевым окном, проходил через экспериментальную сборку и через другое бериллиевое окно выводился на линейный детектор СИ. Луч СИ имел ширину 22 мм и толщину 1 мм. Длительность импульса СИ составляла 1 нс. Пространственное разрешение детектора составляло 0.1 мм.

Анализ полученных описанным выше способом экспериментальных X-Т диаграмм позволяет провести измерение скорости подлета ударника, скорости ударной волны в фуллерене и скорости границы раздела ударник-фуллерен. Первые измерения, выполненные в диапазоне давлений 6.3 - 9.3 ГПа, показали, что ударная адиабата фуллерена C₇₀ в исследованном диапазоне давлений на P-V плоскости проходит несколько ниже ударной адиабаты фуллерена C₆₀ [2].

Работа поддержана РФФИ (грант № 07-02-00625).

1. Ten K.A., Evdakov O.V., Zhogin I.L., Zhulanov V.V., Zubkov P.I., Kulipanov G.N., Lukyanchikov L.A., Merzhievsky L.A., Pirogov B.Ya., Prueel E.R., Titov V.M., Tolochko B.P., Sheromov M.A. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2005. V.543. №1. P.170.
2. Milyavskiy V.V., Utkin A.V., Zhuk A.Z., Yakushev V.V., Fortov V.E. // Diamond and Related Materials. 2005. V.14. №11-12. P.1920.

ГИБРИДНЫЕ РАДИАЦИОННО-СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕРАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН

Суржиков С.Т.

ИПМех РАН, Москва

surg@ipmnet.ru

В гибридных радиационно-столкновительных модели часть энергетических состояний атомов и молекул (примерно по десять энергетических состояний на каждую частицу) описываются так называемой поуровневой моделью физико-химической кинетики, а часть энергетических состояний описывается некоторой эффективной температурой и локальным бoльцмановским распределением.

В поуровневых моделях подробно рассматриваются энергетические переходы возбуждения и дезактивации между внутренними степенями свободы (электронные, колебательные, вращательные степени свободы), диссоциации и ионизации (ассоциации и рекомбинации). При этом, вероятности указанных энергетических переходов описываются с использованием квантово-механического или квазиклассического подходов. Так, для расчетов вероятностей электронных переходов в атомах используются квазиклассические соотношения Томсона, Дравина и Грязинского. А для описания процессов электронного возбуждения атомов и ионов используются различные приближения квантовой теории рассеяния электронов и тяжелых частиц на частицах – мишенях.

Анализируется возможность расчетов вероятностей электронных переходов в двухатомных молекулах с использованием результатов *ab-initio* расчетов коэффициентов Эйнштейна. Сделана попытка расчета скоростей электронного возбуждения двухатомных молекул методом молекулярной динамики.

Для создания реализованной на компьютере радиационно-столкновительной модели созданы соответствующие учитываемым элементарным процессам электронные базы данных.

Для упрощения расчета сечений элементарных процессов энергообмена в атомах и молекулах, газодинамическая часть задачи упрощается до одномерного приближения задачи о кинетике ударной волны. Однако важным элементом новизны разрабатываемой модели является подробный учет особенностей радиационного переноса (в рамках двумерной осесимметричной постановки, отвечающей модели ударной трубы). С этой целью используется компьютерный код ASTEROID и разработана одномерная модель переноса неравновесного излучения. Заметим, что изложенный теоретический подход к решению поставленной задачи относится к так называемым интегрированным подходам современной физической механики, в которых уравнения механики сплошной среды интегрируются совместно с уравнениями статистической термодинамики и квантовой механики.

Представлены результаты расчетов неравновесного излучения в интенсивных ударных волнах в воздухе и смесях CO₂-N₂. Выполнено сопоставление с экспериментальными данными.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Дикалюк А.С., Суржиков С.Т.*

ИПМех РАН, Москва

**aleks.dikalyuk@gmail.com*

Методами компьютерной физики исследуется пылевая плазма, формируемая в пространстве тлеющего разряда, горящего в режиме нормальной плотности тока между двумя плоскими электродами бесконечной протяженности. В рассматриваемом случае плазма тлеющего разряда существует в режиме самоорганизации локализованной токовой структуры вдали от боковых поверхностей электроразрядного промежутка.

Тлеющий разряд моделируется в 2-мерной цилиндрической геометрии в рамках диффузионно-дрейфовой модели. Учитываются приэлектродные слои пространственного заряда (катодный и анодный слой). Исследуются давления 1 и 2 тора, напряжения на разрядном промежутке 600 и 2000 В. Характерная температура нейтральных частиц и ионов в таком разряде близка к комнатной, а температура электронов достигает нескольких эВ. Типичные концентрации электронов и ионов составляют 10^{11} см^{-3} , а нейтральных частиц - 10^{17} см^{-3} .

Пылевая составляющая моделируется в виде заряженных материальных точек, не возмущающих окружающую плазму (в виду небольшого количества частиц и их малого размера мкм) и подчиняющихся Лагранжевой механике. В исследуемой модели на пылевые частицы действуют электрическое поле плазмы, сила трения Эпштейна, сила трения, обусловленная столкновением и рассеянием ионов на пылевой частице. Взаимодействие частиц пылевой компоненты друг с другом описывается потенциалом Юкавы.

В работе показано, что даже в отсутствии ограничивающих препятствий (стенки колб, в которых в лабораторных условиях исследуются разрядные процессы) пылевая плазма склонна к упорядочиванию. Варьируя параметры частиц и разряда есть возможность влиять на положение и размер пылевого образования. Представлены результаты расчетов структуры пылевой плазмы в зависимости от условий в разряде.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

*Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Тимофеев А.В.**

ОИВТ РАН, Москва

**ihed.timofeev.av@gmail.com*

Данная работа посвящена исследованию явления "разогрева" (увеличения кинетической энергии) заряженных пылевых частиц в плазме до температур, значительно превышающих температуры остальных компонентов плазмы. Механизм "разогрева" пылевых частиц основан на явлениях флуктуаций заряда пылевых частиц, явлениях параметрического резонанса и особенностях приэлектродного слоя газового разряда. Различные по природе физические явления влияют на величину и изменения заряда пылевой частицы. Флуктуации и колебания заряда пылинок являются главными причинами возникновения параметрического резонанса и "разогрева" пылевых частиц. Разработаны механизм передачи энергии от внешнего источника к движению пылевых частиц и механизм передачи энергии от одной степени свободы колебаний пылевых частиц к другой. Написаны и исследованы уравнения движения пылинок в приэлектродном слое газового разряда с точки зрения теории колебаний с учётом флуктуаций и колебаний заряда пылевых частиц. Флуктуации заряда пылевых частиц обусловлены флуктуациями плазменного потока, падающего на пылевую частицу, а колебания заряда обусловлены колебаниями пылевых частиц в приэлектродном слое газового разряда, где параметры плазмы сильно меняются. Проанализированы перекрытия диапазонов частот основных колебательных процессов в пылевой плазме. Обнаружены перекрытие диапазона собственных частот колебаний пылинок в плазменно-пылевом кластере, диапазона частот вертикальных колебаний пылевых частиц в приэлектродном слое и диапазона частот флуктуаций заряда пылинок. Описанные перекрытия диапазонов частот позволяет предположить наличие резонанса из-за вынуждающей силы и параметрического резонанса, которые могут объяснить аномально высокую кинетическую энергию пылевых частиц в плазме. Оценены средние равновесные амплитуда и кинетическая энергия вертикальных колебаний, условия возникновения параметрического резонанса. Показана возможность "разогрева" горизонтальных колебаний пылевых частиц до энергий вертикальных колебаний при выполнении условий возникновения параметрического резонанса. Обнаружено, что в рассмотренной модели колебательный спектр взаимодействующих пылевых частиц определяется не потенциалом взаимодействия, а параметрами приэлектродного слоя газового разряда и поведения заряда пылевой частицы в этом слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества" и Программы фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН "Физико-химическая механика неравновесных систем".

ВЛИЯНИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА СВОЙСТВА ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Шумова В.В., Василяк Л.М., Поляков Д.Н.*

ОИВТ РАН, Москва

**shumova@ihed.ras.ru*

Для описания как плазмы тлеющего разряда (ТР), так и зарядки и поведения пылевых частиц в плазме в настоящее время существуют достаточно развитые модели. При этом влияние частиц на свойства плазмы изучено недостаточно подробно. В плазме частицы являются дополнительным фактором гибели электронов, заряжаются при этом и создают объемный отрицательный заряд. В присутствии частиц в горизонтальном сечении разрядного

промежутка изменяется как полное количество электронов, так и их распределение по сечению. Актуальным является совместное описание распределений и параметров плазменной и пылевой компонент.

В работе делается первый шаг в решении этой задачи: рассматривается влияние пылевой компоненты на свойства плазмы ТР. Расчеты проведены в условиях экспериментов [1,3]. В работе [1] были получены пылевые структуры из частиц окиси алюминия диаметром $3 \div 10$ мкм в плазме ТР в воздухе в трубках радиусом $R = 0.5 \div 1$ см при давлении $0.2 \div 0.8$ Тор, токе $0.5 \div 2.5$ мА и показано их влияние на напряженность продольного электрического поля. В таких условиях реализуется столкновительный режим, и плазма разряда описывается в рамках диффузионного приближения [2]. Плотности потоков ионов и электронов в радиальном направлении $J_{i,e}(r)$ определяются суммой дрейфовой и диффузионной составляющих: $J_{i,e}(r) = \pm \mu_{i,e} n_{i,e} E(r) - D_{i,e} \nabla n_{i,e}$ (1), где $\mu_{i,e}$, $D_{i,e}$ - коэффициенты подвижности и диффузии ионов и электронов, $E(r)$ - радиальная составляющая поля. $J_{i,e}(r)$ удовлетворяют также уравнениям непрерывности: $\text{div} J_{i,e} = q$ (2), где q - число рожденных зарядов в $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$. В отсутствие частиц $q = n_e \nu_i$, где ν_i - частота ионизации электронным ударом. При наличии частиц $q = n_e \nu_i - \beta_d$, где β_d - частота гибели зарядов на пылевой частице, определяемая концентрацией частиц n_d и потоком зарядов $J_{i,e}^d$ на нее. Граничное условие по концентрациям частиц: $n_{i,e} |_{r=R} = 0$ (3).

В указанных условиях $J_{i,e}^d$ рассчитываются в приближении ОМЛ и определяют заряд Z_d частицы: $J_e^d = \sqrt{8\pi} a^2 n_e v_e \exp(-e\phi/T_e)$, $J_i^d = \sqrt{8\pi} a^2 n_i v_i (1 - e\phi/T_i)$, где a - радиус частицы, $T_{e,i}$ - температуры, ϕ - поверхностный потенциал частицы, $Z_d = a\phi/e$. Условие электронейтральности плазмы: $n_i = n_e + Z_d n_d$ (4).

Система ОДУ (1,2) решалась методом Рунге-Кутты четвертого порядка точности совместно с уравнением (4) и условием нормировки по току. Соответствующая условию (3) краевая задача - методом стрельбы. Распределение частиц по радиусу трубки было задано размытой ступенчатой функцией: $n_d = n_{d,0}$ при $r < r_d$, $n_d = n_{d,0} \exp((r_d - r)/0.1)$ при $r > r_d$, $r_d = R/2$. Пылевые частицы при этом предполагались неподвижными.

Расчет выполнен для частиц радиусом 2 мкм в ТР в трубке диаметром 16 мм при давлении воздуха 0.5 Тор, токе 0.5 мА, концентрации $n_d = (0.12 \div 1.0) 10^5 \text{ см}^{-3}$. Значения $\mu_{i,e}$, $D_{i,e}$ для воздуха взяты из [2]. Рассчитаны распределения по радиусу компонент плазмы и радиальной составляющей поля. При увеличении n_d равновесная концентрация электронов на оси трубки уменьшалась от $1.7 \cdot 10^8$ до $9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, а продольная составляющая поля возрастала более чем на 2 В/см, что согласуется с [1,3]. В отсутствие частиц распределение электронов близко к теоретически рассчитанному распределению Бесселя. При высокой концентрации частиц увеличивающаяся скорость гибели электронов в центре трубки приводит к тому, что концентрация электронов на внешней границе области, заполненной частицами, может быть даже выше, чем в центре трубки, а их распределение сильно отличается от невозмущенного. Из-за различия подвижностей электронов и ионов n_i испытывает скачок на границе области пылевых частиц в силу условия (4), при этом n_e при переходе границы не меняется.

1. Балабанов В.В., Василяк Л.М., Поляков Д.Н. и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119(1). С. 99-106.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М:Наука. 1992. 536 с.
3. Василяк Л.М., Жадина Е.В., Поляков Д.Н. // Тр. V Всерос. конф. по физ. электронике, Махачкала, 2008, С.55-59.

МУЛЬТИТЕРАВАТТНАЯ Ti:Sapphire/KrF ЛАЗЕРНАЯ УСТАНОВКА ГАРПУН-МТВ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ И СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Зворыкин В.Д. , Ионин А.А., Левченко А.О., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Устиновский Н.Н.*

ФИАН, Москва

**zvorykin@sci.lebedev.ru*

В данной работе рассматривается возможность работы KrF лазера в качестве драйвера для ЛТС с быстрым поджиганием. Предлагается новый подход к построению таких установок – одновременное усиление в одних и тех же крупномасштабных KrF усилителях наносекундных импульсов для сжатия термоядерных мишеней и пикосекундных – для их поджигания [1], что дает важные преимущества в архитектуре проектируемой энергетической установки [2].

Гибридная Ti:Sapphire/KrF лазерная система ГАРПУН-МТВ недавно запущена на базе широкоапертурных KrF лазерных усилителей с электронно-пучковой накачкой и Ti:Sapphire стартового комплекса “Старт-248 М” [3]. Оконечный усилитель ГАРПУН с активным объемом $16 \cdot 18 \cdot 100 \text{ cm}^3$ накачивается в поперечной геометрии двумя встречными электронными пучками (350 кэВ, 60 кА, 100 нс). Для предотвращения пинчевания пучков используется импульсное магнитное поле 0,08 Тл. В режиме свободной генерации с этого модуля снимается энергия 100 Дж за 100 нс. Предусилитель Бердыш с объемом $10 \cdot 10 \cdot 110 \text{ cm}^3$ накачивается одним электронным пучком и имеет выходную энергию 25 Дж за 100 нс в режиме генерации. В режиме усиления импульсы электроразрядного KrF задающего генератора EMG150 Lambda Physik (0,2 Дж, 20 нс), последовательно усиливаются в обоих усилителях и имеют энергию на выходе до 30 Дж.

Ti:Sapphire стартовый комплекс, (ООО Авеста-Проект) после утроения частоты излучения генерирует ультракороткие УФ импульсы (0,5 мДж, 100 фс) на длине волны 248 нм, согласованной с полосой усиления KrF усилителей. В первых экспериментах по усилению УКИ получена выходная энергия 0,5 Дж. Выходной импульс, уширенный спектральной дисперсией окон усилителей и воздушной трассы, имел длительность 500 фс, что соответствует пиковой мощности 1 ТВт. Ожидается, что при внесении отрицательного начального chirpa частоты длительность УКИ после усиления может быть уменьшена до 100 фс. Численное моделирование предсказывает возможность увеличения энергии УКИ до 1,5-2,0 Дж и, соответственно, пиковой мощности до 20 ТВт. Обсуждаются планируемые эксперименты по усилению цуга УКИ и их комбинации с длинными (20-100 нс) лазерными импульсами, а также их взаимодействию с веществом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Проект № 08-02-01331-а.

1. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1997. № 9–10, С.20.
2. Obenschain S.P., Colombant D.G., Schmitt A.J., et al. // Phys. of Plasmas. 2006. V.13. P.056320.
3. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. // Laser and Particle Beams. 2007. V.25, P.435.

ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРА И ФОРМЫ ИМПУЛЬСА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ КОЛИМИРОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТОМАРНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

Урюпина Д.С. , Мажорова А.В., Курилова М.В., Волков Р.В., Косарева О.Г., Савельев А.Б.*

МЛЦ МГУ, Москва

**dasha_uryupina@mail.ru*

Известно, что явление филаментации мощного лазерного излучения в газовой среде может сопровождаться рядом нелинейных процессов. Наибольший интерес в настоящее время вызывают явления самокомпрессии лазерного импульса, четырехволнового смещения частот, когерентного рамановского рассеяния, генерации терагерцового излучения и т.п. В данной работе мы останавливаем свое внимание на эффектах самокомпрессии лазерного импульса и генерации новых спектральных компонент при филаментации коллимированного лазерного излучения в молекулярных и атомарных газах. Очевидно, что при использовании коллимированного лазерного импульса длина области филамента значительно больше, чем в случае сфокусированного излучения, чаще всего используемого в подобного рода экспериментах. Это обстоятельство позволяет в полной мере проявиться эффектам волнового смещения и более подробно проследить изменения спектра и формы импульса по пути следования излучения.

В экспериментах для формирования филамента использовалось излучение, генерируемое лазерной системой на кристалле сапфира с титаном (длительность импульса 55 фс, длина волны 805 нм, частота повторения импульсов 10 Гц, качество пучка $M^2=1.8$, мощность излучения 80 ГВт). Излучение было предварительно телескопировано и на входе в среду имело диаметр 1.3 мм. Формирование филамента происходило в кювете, наполняемой различными газами (аргон, азот, воздух). Для диагностики генерируемого излучения проводились измерения спектра импульса и его фазы с помощью методики SPIDER как вдоль распространения излучения, так и в различных приосевых областях, вырезаемых диафрагмой с размером от 100 мкм до 3 мм.

Было получено, что спектр излучения, испытавшего филаментацию в молекулярном газе, значительно отличается от спектра излучения, формируемого в благородных газах. В частности, в атомарных газах спектр излучения имеет гладкую форму без значительных провалов с шириной порядка 200 нм по полувысоте. Именно это уширение ответственно за генерацию короткого импульса при филаментации. В эксперименте удалось добиться стабильной генерации импульса длительностью порядка 13 фс, содержащего около 70% энергии исходного излучения.

В молекулярных газах в спектре излучения за счет рамановского рассеяния появляется новая спектральная компонента, сдвинутая в инфракрасную область относительно основного излучения. В приосевой области филамента (в диафрагме с диаметром 200 мкм) амплитуда генерируемой спектральной компоненты в семь раз превышает амплитуду излучения на исходной длине волны. Интересно отметить, что центральная длина волны генерируемого излучения сдвигается по длине волны с изменением расстояния вдоль филамента, а также зависит от chirpa исходного излучения. Измерения временной формы импульса с помощью методики SPIDER показали, что в моле-

кулярном газе генерируется отдельный импульс с длительностью порядка 60фс, сдвинутый по длине волны. Это позволяет предположить существование солитонного режима распространения импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты ## 09-02-01200-а, 06-02-17508-а, и гранта Президента РФ # МК-2519.2008.2.

**ДИНАМИКА И МЕХАНИЗМЫ ЭМИССИИ КЛАСТЕРОВ С ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

*Булгаков А.В.*¹, Булгакова Н.М.¹, Озеров И.², Марин В.²*

¹ ИТ СО РАН, Новосибирск-90, Россия, ² CINAM, Marseille, France

*bulgakov@itp.nsc.ru

Абляция материалов ультракороткими лазерными импульсами низкой и умеренной интенсивности является перспективным методом синтеза нанокластеров и прецизионного структурирования поверхности, а также мощным инструментом изучения поведения вещества в экстремальных условиях сверхбыстрого подвода энергии. В последние годы ведутся активные исследования характеристик и механизмов фемтосекундной лазерной абляции, однако многие важные аспекты уноса вещества остаются слабо изученными. Это относится, в частности, к прямой эмиссии кластеров с поверхности, облучаемой ультракороткими лазерными импульсами. В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования лазерно-индуцированной эмиссии кластеров кремния. Эксперименты проведены с атомно-чистой поверхностью монокристаллического кремния Si(100), облучаемой в условиях сверхвысокого вакуума импульсами титан-сапфирового лазера (100 фс, 800 нм). Методом времяпролетной масс-спектрометрии анализировались состав и распределения по скоростям эмитируемых с поверхности частиц в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Теоретический анализ ответственных за эмиссию процессов на облучаемой поверхности (возбуждение, нагрев, зарядка) выполнен с использованием дрейфово-диффузионного подхода [1].

В продуктах абляции кремния обнаружена значительная концентрация малых заряженных кластеров Si_n^+ ($n = 2-12$) с явно выраженным бимодальным распределением по скоростям. При низких интенсивностях облучения (вблизи порога абляции) наблюдается только быстрая популяция кластеров, при этом скорости частиц разных размеров масштабируются по их импульсу. В работе обсуждаются механизмы лазерной генерации кластеров разных популяций. Показано, что скейлинг скоростей по импульсу не может быть объяснен механизмом кулоновского взрыва мишени. Развита модель ускорения ионов в электрическом поле, существующем короткое время (порядка 100 пс) вблизи поверхности вследствие фотоэлектронной эмиссии, индуцированной лазерным импульсом. На основе рассчитанных значений поля оценены предельные скорости кластерных ионов, которые хорошо согласуются с результатами измерений.

С целью более детального изучения механизмов эмиссии кластеров проведены эксперименты с использованием двух идентичных фемтосекундных лазерных импульсов низкой интенсивности, задержанных друг относительно друга (схема «накачка-зондирование»). Найдено, что при задержках между импульсами 400-700 фс эмиссия кластеров является более сильной, чем для случая одиночного импульса, и доля кластеров в продуктах абляции может достигать 50%. На основе моделирования динамики нагрева мишени предложен новый механизм эмиссии, связанный со структурным фазовым переходом на поверхности кремния, реализуемом под действием ультракоротких лазерных импульсов на субпикосекундных временах. Обсуждаются эффекты инкубации эмиссии кластеров при последовательном воздействии многих импульсов в одну точку поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 09-02-91291-ИНИС).

1. Bulgakova N.M., Stoian R., Rosenfeld A., Hertel I.V., Campbell E.E.B. // Phys. Rev. B. 2004. V.69. №5. P.054102.

**ШИРОКОПОЛОСНОЕ ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ГЕНЕРИРУЕМОЕ ПРИ БЫСТРОЙ
ИОНИЗАЦИИ ГАЗА УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

Введенский Н.В., Костин В.А., Силаев А.А.*

ИПФ РАН, Нижний Новгород

*vved@appl.sci-nnov.ru

В докладе представлен обзор результатов недавних экспериментальных и теоретических исследований явления генерации широкополосного терагерцового излучения (с центральной частотой 0.5–10 ТГц) при ионизации различных газов (включая воздух атмосферного давления) интенсивными ультракороткими лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Интерес к исследованию этого явления обусловлен перспективами использования широкополосного терагерцового излучения для развития методов диагностики многих распространенных в природе веществ, включая биоткани и биомолекулы, химические соединения, полупроводники и др. Рассматриваются схемы *самоиндуцированной* генерации, в которых излучающие терагерцовые токи в плазме возбуждаются полем самого ионизирующего лазерного импульса [1–5], и *вынужденной* генерации, когда полем накачки является некоторое внешнее поле [5–8]. В случае *самоиндуцированной* генерации ускорение свободных электронов и генерация низкочастотных (терагерцовых) токов в образующейся плазме происходит либо усредненной пондеромоторной силой лазерного импульса [2, 5], либо его электрическим полем, сообщаящим электронам в момент ионизации некоторую квазипостоянную составляющую скорости [1, 3, 4]. В случае *вынужденной* генерации в качестве внешнего поля рассматриваются статическое [5, 7] или микроволновое [6] электрическое поле или поле второй гармоники самого лазерного импульса [8].

Представлены теоретические модели, дающие хорошее согласие с результатами экспериментов, включающие в себя квантовомеханические и полуклассические подходы к расчету плотности низкочастотных токов, возбуждаемых в плазме в процессе ионизации различных газов ультракороткими лазерными импульсами, и основанные на решении точных уравнений Максвелла самосогласованные модели расчета параметров порождаемого этими токами терагерцового излучения. Определены оптимальные условия для наиболее эффективной генерации терагерцового излучения и возможные схемы получения сверхмощного излучения (гигаваттного уровня мощности) при использовании предельно коротких (содержащих малое число колебаний оптического поля) ионизирующих лазерных импульсов.

1. Kref M. et al. // Nature Phys. 2006. V. 2. P. 327.
2. D'Amico C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 235002.
3. Gildenburg V. B., Vvedenskii N. V. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 245002.
4. Silaev A. A., Vvedenskii N. V. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 115005.
5. Kostin V. A., Vvedenskii N. V. // Phys. Rev. Lett. 2009 (submitted).
6. Быстров А. М., Введенский Н. В., Гильденбург В. Б. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 852.
7. Houard A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 255006.
8. Kim K. Y. et al. // Nat. Photon. 2008. V. 2. P. 605.

МЕТОД И АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ НЕ КОНГРУЭНТНО ПЛАВЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ

Вервикишко П. С. , Шейндлин М. А.*

ОИВТ РАН, Москва

**endypauls@mail.ru*

Исследование фазовых диаграмм многокомпонентных тугоплавких систем в области высоких температур представляет большой интерес в частности в связи с разработкой и созданием новых видов топлив энергетических ядерных реакторов и выработки критериев безопасности. Соответствующие экспериментальные исследования при температурах, близких к температурам, возникающим при гипотетических, так называемых, тяжелых авариях невозможно выполнить с использованием стандартных методов и аппаратуры.

В настоящей работе предлагается использовать нагрев образца из многокомпонентного материала мощным лазерным импульсом, приводящим к его плавлению с последующим охлаждением и кристаллизацией, и анализом фазовых превращений с использованием экспериментально полученной термограммы [1]. Данный метод позволяет избежать контакта расплавленного вещества с материалом держателя, который может изменить химический состав образца, а также исключается разделение компонент с различной плотностью под действием силы тяжести. Лазерное излучение (длина волны 1,064 мкм) после прохождения через световод диаметром 400 мкм и при помощи двухлинзовой оптической системы фокусируется в пятно диаметром около 4 мм. Мощность лазера как функция времени задаётся программно и может варьироваться в диапазоне от 125 до 3500 Вт.

В ходе работы были исследованы и отработаны режимы работы лазера, разработана аппаратура управления лазером. Проведены первые измерения фазовых переходов в системе. Также были получены температуры ликвидуса. С помощью анализа видеоизображения определена временная эволюция зоны расплава, получено хорошее совпадение с результатами математического моделирования эксперимента.

1. D. Manara, C. Ronchi, M. Sheindlin, M. Lewis, M. Brykin // Journal of Nuclear Materials 2005. V.342 P.148

РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 15 кэВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ ИОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ МЕНЕЕ 100 кэВ, УСКОРЯЕМЫМИ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ: ИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКИХ ОБОЛОЧЕК И ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Головин Г.Г. , Савельев А.Б., Урюпина Д.С., Волков Р.В.*

МЛЦ при МГУ им.М.В.Ломоносова, Москва

**gregorygolovin@gmail.com*

При облучении поверхности мишени из ^{57}Fe ионами (H^+ , Fe^+ , Fe^{2+} , Fe^{3+}) с энергиями в диапазоне от 20 до 100 кэВ, источником которых служила плазма мощного фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью 10^{17} Вт/см², зарегистрированы электроны с аномально высокими энергиями до 16 кэВ, что свидетельствует о практически полной передаче энергии от налетающего иона к выбитому из мишени электрону.

Полученный спектр электронов имеет вид суммы квазиэкспоненты и двух максимумов. Квазиэкспоненциальную составляющую можно объяснить ударной ионизацией с глубоких оболочек, тогда как максимумы свидетельствуют о возбуждении и последующей релаксации ядер ^{57}Fe .

Действительно, для низколежащих ядерных состояний (14,4 кэВ для ^{57}Fe) основным механизмом релаксации является конверсионный распад, когда энергия возбуждения ядра передается одному из электронов атомной оболочки. В результате этого электрон вылетает из атома с энергией, равной разности энергии возбуждения ядра и энергии связи электрона с атомом. Зарегистрированные нами максимумы соответствовали энергиям 7,2 и 13,5 кэВ, что может быть объяснено конверсионной релаксацией через K- и L-оболочку соответственно (14,4-7,2=7,2 кэВ, 14,4-0,9=13,5 кэВ).

ПРИМЕНЕНИЕ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ ОТ УСКОРИТЕЛЯ ТВН-ИТЭФ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ

*Колесников С.А.^{*1}, Голубев А.А.², Демидов В.С.², Дудин С.В.¹, Канцырев А.В.², Минцев В.Б.¹, Смирнов Г.Н.², Туртиков В.И.², Уткин А.В.¹, Фортвов В.Е.¹, Шарков Б.Ю.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва

*ksa@icp.ac.ru

Метод радиографического исследования вещества с использованием высокоэнергетических пучков заряженных частиц предоставляет уникальные возможности для получения прямой информации о важных материальных характеристиках вещества, таких, как плотность и внутренняя структура, для плотных оптически непрозрачных объектов непосредственно в условиях быстропротекающего динамического эксперимента.

В настоящее время на базе ускорителя ТВН-ИТЭФ на пучке протонов с энергией 800 МэВ создается радиографический комплекс для исследования процессов, происходящих при высоких скоростях с высокой плотностью энергии. Магнитно-оптическая система установки состоит из 7 квадрупольных линз МЛ-15, используемых для формирования изображения объекта в плоскости регистрации. Интенсивность пучка составляет 10^{10} частиц на сброс, состоящий из четырех импульсов длительностью 70 ± 5 нс каждый с интервалом между импульсами 250 ± 15 нс. Такая структура пучка позволяет сделать до четырех протонно-радиографических снимков за цикл. Регистрация изображений осуществляется с помощью высокоскоростных цифровых фотокамер с привязкой к отдельному импульсу пучка протонов.

С целью определения пространственного разрешения установки проведены статические эксперименты с рядом тестовых объектов. Измеренное разрешение составило 300 ± 10 мкм.

Проведены первые динамические эксперименты по регистрации детонационных волн в зарядах прессованного тротила (ТНТ) и струеобразования на неоднородных поверхностях стальных пластин при ударно-волновом воздействии. Требуемые скорости и давления в исследуемых объектах создавались при помощи взрывных генераторов, в связи с чем образцы помещались в специально разработанную взрывозащитную камеру, аттестованную на подрыв до 100 г ТНТ.

В экспериментах получена серия пар протоннографических изображений исследуемых объектов, снятых для двух последовательных протонных импульсов с интервалом 250 нс. Восстановленные из них для случая детонации ТНТ профили объемной плотности показывают не только качественное, но и хорошее количественное совпадение в области зоны разгрузки с литературными данными и результатами численного расчета, что свидетельствует о применимости протонной радиографии в качестве методики для проведения абсолютных измерений плотности в динамических экспериментах.

В то же время для полномасштабных исследований высокоскоростных процессов с высокой плотностью энергии требуется улучшение пространственного разрешения методики. С этой целью разработана и сконструирована дополнительная система магнитной оптики установки: «протонный микроскоп» с коэффициентами увеличения «4» и «8». Эксперименты со статическими мишенями, проведенные с использованием протонного микроскопа, показали улучшение пространственного разрешения установки до 50 мкм.

Работа поддерживается программой Президиума РАН №12 «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества», контрактами Росатома Н.4е.4503091061 и Н.4е.4503091081, грантами РФФИ 07-02-01396-а, Совета по грантам Президента №МК-5426.2008.2.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ГОРЯЧЕЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТИ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА

Курилова М.В.^{}, Урюпина Д.С., Иванов К.А., Волков Р.В., Савельев А.Б.*

МГУ, Москва

*kuma_hotel@mail.ru

Нами исследованы особенности формирования плазмы на поверхности расплавленных металлов (галлий, индий, висмут) фемтосекундным лазерным излучением. Небольшая медная кювета с легкоплавким металлом помещалась внутри вакуумной камеры. Кювета нагревалась до температуры в 400-600К. Фемтосекундное излучение лазерной системы на кристалле Ti-Sapphire (1мДж, 60фс, 805нм, 10Гц) фокусировалось на поверхность мишени в пятно диаметром 4 мкм до интенсивности 10^{17} Вт/см².

В результате проведенных экспериментов нами обнаружен существенный рост как выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы, так и средней энергии горячих электронов при облучении мишени импульсом, содержащим короткий предимпульс, опережающий основной импульс на 13 нс и имеющий в 10-1000 раз меньшую интенсивность. Обнаружено также, что скорость быстрых ионов, вылетающих в направлении отраженного пучка, в полтора раза превышает скорость ионов, вылетающих в направлении вдоль нормали к поверхности мишени. Показано также, что при увеличении энергии предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд, скорость быстрых и медленных ионов уменьшается независимо от поляризации лазерного импульса.

Проведенное теневое фотографирование разлетающейся плазмы показало, что при достаточно существенной амплитуде предимпульса лазерный импульс взаимодействует с сильно неоднородной расширяющейся критической плазмой с характерным масштабом выпуклости порядка 10 мкм (при диаметре фокусировки около 4 мкм). Более того нами обнаружено формирование под действием предимпульса тонких микронных струй жидкого металла, вылетающих из мишени навстречу лазерному пучку. Именно взаимодействие с такими микронными струями и является на наш взгляд, причиной существенного повышения эффективности генерации горячих электронов при взаимодействии с жидким металлом.

Настоящая работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00724а и 09-02-12112-офи-м.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ ЭНЕРГИЕЙ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЕЙ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

*Пачулия А.Э., Иремашвили Д.В.**

ГНПО "СФТИ", Республика Абхазия Гулрыпшский р-он, пос. Агудзера, Республика Абхазия

**sfti-era@mail.ru*

Показана возможность использования сильноточных электронных ускорителей оригинальной конструкции, обеспечивающих энерговыход $\sim 10^4$ Дж/см², для изучения процессов взаимодействия импульсных высокоинтенсивных пучков в электронах с различными материалами в диапазоне длительности (0.2-2) мкс, токов (10-70) кА и энергией электронов (20-300) КэВ. Рассматриваются вторичные процессы взаимодействия: образование примененного плазменного факела (ППФ), взрывная сублимация тонкого слоя мишени, унос массы, импульс отдачи, изменение прочностных характеристик, структуры аморфизации поверхностного слоя и др.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

*Потапенко А.И.*¹, Ефремов В.П.², Демидов Б.А.³, Скрипов П.В.⁴, Ульянчиков Р.В.¹*

¹ ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад, ² ОИВТ РАН, Москва, ³ РИЦ КИ, Москва, ⁴ ИТФ УрО РАН, Екатеринбург

**a.potapenko@mail.ru*

Работа посвящена изучению процессов теплопереноса в твердых полимерных материалах, импульсно нагретых до температур, существенно превышающих температуру их терморазрушения в условиях квазистатического нагрева. Постановка исследований актуальна в связи с развитием быстродействующих динамических методов [1, 2], дающих ключ к пониманию явлений и свойств вещества в экстремальных состояниях, востребованных как фундаментальной наукой, так и практическими приложениями. В частности, данные по теплофизическим свойствам и кратковременной термоустойчивости полимерных материалов важны для анализа хода процессов, сопровождающих интенсивное импульсное воздействие на образец, поиска критериев оценки их живучести в экстремальных температурных условиях. Выбор объекта исследования обусловлен перспективностью использования высокомолекулярных соединений при создании теплозащитных и отражающих покрытий, и их незаменимостью в ряде критических технологий. Существенная нестационарность и нелинейность задачи, взаимосвязь в процессе теплопереноса химических и физических превращений со своими характерными временами делают необходимым совместное использование экспериментальных и численных подходов.

Базовым в настоящей работе служил метод импульсного (единицы микросекунд) нагрева тонкого проволочного зонда, погруженного в вещество [1]. Метод позволяет в малом объеме смоделировать импульсный процесс тепловыделения с заданным, в общем случае, произвольным профилем изменения температуры во времени и по характеристикам отклика оценить результат такого воздействия. Другим направлением исследований был метод импульсного (десятки наносекунд) воздействия мощным потоком электронов [2]. Метод позволяет обеспечить недостижимые другими способами темпы объемного поглощения энергии и генерацию ударных волн в веществе, а в сочетании с высокоскоростными способами регистрации зафиксировать динамику быстротекущих процессов фазовых переходов и разлета исследуемого вещества.

Предложена модель разрушения полимерного материала при импульсном нагреве. Экспериментально определены условия терморазрушения ряда полимерных связующих. Показана зависимость температуры терморазрушения от ряда параметров. Проведено двумерное численное моделирование тепловых и механических процессов.

1. Skripov P.V., Smotritskiy A.A., Starostin A.A., Shishkin A.V. A Method of Controlled Pulse Heating: Applications // Journal of Engineering Thermophysics. 2007. Vol. 16(3). P. 155-163.
2. Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивкин М.В., Петров В.А., Мещеряков А.Н. Динамика процесса взаимодействия сильноточного импульсного электронного пучка с полимерными материалами // Поверхность. № 8. С. 55-61.

ГЕНЕРАЦИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СУБРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ПЛОТНЫМИ МИШЕНЯМИ

*Савельев А.Б.*¹, Урюпина Д.С.¹, Иванов К.А.¹, Большаков В.В.¹, Воробьев А.А.², Сидоров И.А.², Брантов А.В.³, Быченков В.Ю.³, Волков Р.В.¹, Еремин Н.В.⁴, Пасхалов А.А.⁴*

¹ МГУ, ² ИОФ РАН, ³ ФИАН, ⁴ НИИЯФ МГУ, Москва

**ab_savelev@phys.msu.ru*

Механизмы генерации горячих электронов при интенсивностях лазерного излучения ниже $(3-5) \times 10^{16}$ Вт/см² (так называемый диапазон умеренных интенсивностей) исследованы достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально. При интенсивностях выше так называемой релятивистской основную роль в ускорении электронов играет ряд других механизмов. Эти механизмы генерации горячих электронов активно исследуются в последнее десятилетие в связи с появившейся возможностью получения релятивистских интенсивностей в лабораториях с использованием относительно небольших лазерных установок. В частности, данные механизмы не чувствительны к направлению линейной поляризации лазерного излучения, однако существенно модифицируются при переходе от линейной к циркулярной его поляризации. Промежуточная область субрелятивистских интенсивностей, в которой возможно участие всех вышеперечисленных механизмов в формировании горячего электронного компонента изучена значительно хуже. В этом диапазоне интенсивностей становится возможной генерация горячих электронов s-поляризованным излучением, а распределение горячих электронов по энергиям может содержать несколько компонентов за счет действия различных физических механизмов.

В настоящей работе представлены результаты по исследованию генерации горячих электронов при взаимодействии фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью $10^{16}-2 \times 10^{18}$ Вт/см² с плотной горячей плазмой.

Эксперименты проводились с использованием субтераваттной лазерной системы на сапфире с титаном ЦКП МЛЦ МГУ (50 фс, 805 нм, 30 мДж, 10 Гц).

Нами исследована зависимость параметров, характеризующих горячие электроны плазмы, от интенсивности, поляризации и контраста воздействующего излучения. Показано, что для твердотельных мишеней при интенсивности свыше 10^{16} Вт/см² средняя энергия горячих электронов слабо зависит от направления линейной поляризации лазерного излучения и величины наносекундного контраста. В тоже время при снижении интенсивности до 10^{16} Вт/см² и ниже, наблюдается существенная разница между случаями р- и s-поляризаций, характерная для данного режима взаимодействия. Аналогичные результаты получены с использованием мишени в виде расплавленных металлов.

Обнаружен эффект двукратного увеличения средней энергии горячих электронов при ухудшении наносекундного контраста лазерного излучения от 4×10^6 до 5×10^2 и интенсивности основного импульса свыше 10^{18} Вт/см². Эффект является пороговым по интенсивности лазерного излучения и наблюдается при интенсивности свыше 5×10^{17} Вт/см².

Проведено сравнение и интерпретация экспериментальных результатов на основе компьютерного моделирования с использованием 3D PIC кода «Мандор».

Данная работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00724а и 09-02-12112-офи-м.

МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Савинцев А.П.

КБГУ, Нальчик

pnr@kbsu.ru

В настоящее время отсутствуют сведения о моделях и порогах лучевого разрушения поверхности ионных кристаллов короткими фемтосекундными лазерными импульсами [1].

В ходе наших работ было рассмотрено оптическое повреждение поверхности ионных кристаллов инфракрасными лазерными импульсами с длиной волны 1240 нм и длительностью 80 фс.

Эксперименты проводились в Центре коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» Объединенного института высоких температур РАН на тераваттной фемтосекундной лазерной системе на хром-форстерите. Интенсивность излучения в импульсе достигала 22 ТВт/см², а критическая напряженность поля доходила до 90 МВ/см.

Лазерные импульсы падали на поверхность кристалла под углом 35 градусов. Пространственное распределение падающего излучения на мишени соответствовало гауссову.

Исследовалось воздействие на поверхность образцов р-поляризованного лазерного излучения. Относительная погрешность измерений составляла 0.2% .

Использовалась методика микроскопической съемки поверхности. Изображение поверхности регистрировалось с помощью ССД-камеры зондирующим импульсом на длине волны 620 нм.

Система наблюдения позволяла контролировать изучаемую область на предмет наличия дефектов, регистрировать картинки поверхности до облучения, в момент облучения (с задержкой 0.5 нс) и после облучения.

Общепринятым механизмом повреждения поверхности прозрачных твердых тел для фемтосекундных лазерных импульсов считается абляция. В случае превышения порога абляции в области воздействия некоторая часть приповерхностного объема вещества удаляется, оставляя на поверхности образца пятно повреждения (кратер) глубиной несколько десятков нанометров.

С использованием программы обработки изображения можно определить геометрические размеры главных осей пятен повреждений, которые имели форму овала. Размеры пятен сопоставлялись с энергией лазерного импульса, вызвавшего повреждение поверхности. Строился график зависимости размера пятна от энергии лазерного импульса для нахождения такого порогового значения энергии, где размеры пятна лучевого повреждения обращаются в нуль.

По результатам аппроксимации была определена энергия импульса, соответствующая порогу повреждения поверхности ионного кристалла. Поскольку размеры лазерного пучка были известны, можно было найти поверхностную плотность энергии оптического повреждения и критическую напряженность поля.

Выяснилось, что критическая напряженность поля поверхности грани (100) лазерными импульсами длительностью 80 фс составляет для хлорида натрия 76 МВ/см, а хлорида калия – 64 МВ/см. У йодида калия разрушение поверхности происходит при критической напряженности поля 80 ± 10 МВ/см.

У стекла, сапфира и других материалов, облучаемых лазерными импульсами длительностью 200 фс, критическая напряженность поля поверхности достигает $60-100$ МВ/см [2].

Впервые предложена модель разрушения поверхности фемтосекундными лазерными импульсами, основанная на заполнении зоны проводимости электронами, возникающими за счет ударной ионизации (укороченной электронной лавины), изохорическом нагреве и появлении мегабарных давлений (в течение ультракороткого импульса), на фазовом переходе диэлектрик-металл (в конце фемтосекундного импульса), интенсивном поглощении падающего лазерного излучения возникшим «металлическим» зародышем, возникновении «узкой» ударной волны, разгрузке давления, появлении области с отрицательным давлением и абляции (в течение сотен пикосекунд).

1. Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики. М. Физматлит, 2008. 208 с.
2. Von der Linde D., Schuler H.J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V. 13. p. 216.

ПРИМЕНИМОСТЬ ЭФФЕКТА ФИЛАМЕНТАЦИИ ДЛЯ ГРОЗОЗАЩИТЫ

*Сасиновский Ю.К.¹, Петровский В.П.*¹, Наумов Н.Д.²*

¹ОИВТ РАН, Москва, ²ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад

**Petrovsky@ihed.ras.ru*

Предложена физическая модель и проведены расчёты для оценки возможности применения современных мобильных лазерных комплексов тераваттной мощности (TeraMobile) для изучения прикладного аспекта филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере - грозозащиты высотных сооружений. Полученные оценки - значения проводимости плазмы и характер влияния электрического поля на удельное сопротивление плазмы филамента, показывают, что если во время грозы начало филамента находится близи громоотвода, то высота громоотвода может увеличиться примерно на длину филамента. Если филамент “потянет” за собой градиент электрического поля, то в итоге эффективная высота громоотвода может увеличиться примерно на расстояние распространения филамента. В этом случае увеличится вероятность попадания молнии в этот громоотвод. Таким образом, установлено, что физически возможно использовать современные мобильные фемтосекундные лазерные комплексы (TeraMobile) с мощностью 2-6 ТВт для повышения эффективности грозозащиты высотных сооружений.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ФОТОСИСТЕМАХ:
УСТРАНЕНИЕ ПОДГОНОЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗ УРАВНЕНИЙ РЕДФИЛДА**

Белов А.С. , Еремин В.В.*

МГУ, Москва

**asbelov@list.ru*

Уравнения диссипативной квантовой динамики, получаемые в рамках теории Редфилда[1], широко используются для моделирования переноса энергии или заряда в природных и искусственных фотосистемах. В связи с непрерывно возрастающим интересом к последним, встает проблема увеличения точности и общности моделирования, необходимых для предсказания их функциональных характеристик. Поскольку теория Редфилда является моделью типа “система + термостат”, успех ее применения напрямую зависит от знания т.н. спектральной плотности термостата, т.е. его обобщенных свойств. Экспериментальное определение спектральной плотности является трудоемкой задачей и требует специальных методик[2], поэтому для описания термостата часто используются подгоночные, хотя и физически допустимые, плотности.

Предлагаемая нами модель является улучшением широко используемой методики описания диссипативного переноса энергии в супрамолекулярных ансамблях. Использование микроскопического описания термостата, представляемого в качестве гомогенной среды, наполненной гармоническими колебательными модами, приводит к аналитическому выражению для элементов тензора Редфилда[3]. Благодаря тому, что структура полученного выражения допускает связь с интенсивностью поглощения в колебательном спектре термостата, имеется возможность выразить скорости диссипативных переходов между энергетическими уровнями в фотосистеме через электронные и фотофизические параметры молекул, ее составляющих. Сравнение расчетных и экспериментальных [4-6] скоростей переноса энергии в фотоантенне LH2 пурпурных бактерий показало, что данная модель пригодна для полуквантитативного описания. Обсуждаются предполагаемые источники погрешностей моделирования и способы их устранения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 09-03-00889.

1. Блум К. Теория матрицы плотности и ее приложения. М.: Мир, 1983.
2. V.I. Novoderezhkin, M.A. Palacios, H. van Amerongen et al. // J. Phys. Chem. B. 2004. V.108. P.10363.
3. Белов А.С., Еремин В.В. // Вестник Моск. ун-та. Сер. Химия. 2009. Т. 50. в печати.
4. J.M. Salverda, F. van Mourik, G. van der Zwan et al. // J. Phys. Chem. B. 2000. V.104. P.11395.
5. Y.-Z. Ma, R.J. Cogdell, T. Gillbro // J. Phys. Chem. B. 1997. V.101. P.1087.
6. H.-M. Wu, S. Savikhin, N. R. S. Reddy et al. J. Phys. Chem. 1996. V.100. P.12022.

РАСЧЕТЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ И КВАНТОВОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Минаков Д.В.¹, Левашов П.Р.¹, Синько Г.В.², Смирнов Н.А.², Хищенко К.В.¹

¹ОИВТ РАН, Москва, ²РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

*minakovd@inbox.ru

Термодинамика электронной подсистемы металлов в значительной степени определяет их свойства в большом диапазоне фазовой диаграммы. Чаще всего эти свойства сами по себе не требуются, но с появлением современного фемтосекундного лазерного оборудования важность этих знаний сильно возросла. Для двухтемпературного гидродинамического моделирования требуется знание уравнения состояния и для электронов, и для ионов. Обычно уравнение состояния для электронной подсистемы вычисляется с использованием теории функционала плотности. В последнее время благодаря хорошей точности и высокой скорости расчетов очень популярны псевдопотенциальные подходы, в которых при расчетах учитываются только валентные электроны. Но использование псевдопотенциалов может существенно повлиять на результаты вычислений, по сравнению с более точными полноэлектронными вычислениями.

В данной работе анализируются термодинамические свойства электронной подсистемы металлов при различных плотностях и температурах электронов с помощью двух подходов. Один из методов, FP-LMTO [1] (модифицированный, как описано в [2], комплекс программ LMTART [3]) описывает все электроны в рамках метода функционала плотности. В другом методе, VASP [4], используются наиболее точные в настоящее время ультрамягкие псевдопотенциалы [5] также в контексте теории функционала плотности. Проведены расчеты давления и энтропии алюминия и вольфрама и определены границы применимости псевдопотенциального подхода. Результаты сравниваются с полуэмпирическими уравнениями состояния [6, 7]. Показано, что в этих уравнениях состояния нужно учитывать свойства электронных подсистем, исходя из вычислений *ab-initio*, а не простых грубых моделей. Также проведены квантовые молекулярно-динамические (МД) расчеты в псевдопотенциальном приближении для алюминия и вольфрама для вычисления их термодинамических свойств в твердой и жидкой фазах; результаты сравниваются с вычислениями по УРС [6, 7]. Квантовые МД расчеты показали хорошее совпадение с результатами расчета по многофазному уравнению состояния, тем самым показана возможность использования псевдопотенциального приближения в вычислениях при значениях параметров, недоступных для экспериментального изучения. Результаты работы будут использованы для уточнения полуэмпирических уравнений состояния. Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 08-01-00955 и 09-08-01129.

1. S.Y. Savrasov // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P.16470.
2. G.V. Sin'ko, N.A. Smirnov // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 134113.
3. <http://physics.njit.edu/savrasov>.
4. G. Kresse, J. Hafner // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 558; Ibid. 1994. V. 49. P. 14251.
5. D. Vanderbilt // Phys. Rev. B. 1996. V. 41. P. 7892.
6. V.E. Fortov, K.V. Khishchenko, P.R. Levashov, I.V. Lomonosov // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. V.415. P. 604.
7. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Вейсман М.Е., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Фортов В.Е., Хищенко К.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 6. С. 328–333.

ЭФФЕКТЫ ПЛОТНОСТИ И НЕИДЕАЛЬНОСТИ В ПЛАЗМЕ

*Ланкин А.В., Норман Г.Э.**

ОИВТ РАН, Москва

*norman@ihed.ras.ru

Во введении обсуждаются представления о "warm dense matter (WDM)". Этот термин часто вытесняет термин "неидеальная плазма". Под WDM может пониматься состояние вещества с плотностью, близкой к твердотельной, и возбужденной электронной подсистемой при холодной решетке, сохраняющей кристаллографический порядок. Такие *exotic* [1] состояния являются короткоживущими, но в течение некоторого времени могут оказаться однородными, квазистационарными и характеризоваться двумя температурами. WDM получается при взаимодействии мощных лазерных фемтоимпульсов [1] и одиночных быстрых ионов [2] с веществом, а также, вероятно, в начальной стадии перегрева проводника, предшествующей наносекундному электровзрыву [3]. При истолковании испускаемых линейчатых спектров можно воспользоваться приближением ионных остовов, погруженных в электронную плазму.

В работе представлено самосогласованное совместное описание свободных и слабосвязанных электронных состояний в плазме, находящихся в равновесии друг с другом. В развитие [4] сделана попытка разделить эффекты плотности и температуры при ограничении возбужденных состояний атомов и плавном переходе к свободным состояниям, а также рассмотрена многократная ионизация. Как и в [4], используется метод молекулярной динамики, взаимодействие электронов с ионами описывается кулоновским потенциалом с ограничением на малых расстояниях, не зависящим от температуры. Показано, что область спектра, промежуточная между парными и непрерывными состояниями, определяется плотностью, а влияние температуры второстепенно. Поэтому нет корреляции между оптическими свойствами и неидеальностью плазмы. Результаты сопоставлены с исчезновением спектральных линий, наблюдавшимся с ростом плотности при сохранении слабой неидеальности WDM [5].

В то же время переход от трехчастичного к столкновительному режиму рекомбинации плазмы [6] определяется неидеальностью плазмы. Найденное подавление столкновительной рекомбинации сравнивается с измерениями для ультрахолодной разреженной сильнонеидеальной плазмы [7].

Заключение дополнено обсуждением особенностей, характерных для состояний WDM, получаемых разными способами [1-3].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-08-00738, Программ РАН №5 и 12 (раздел 1), Госконтракта 02.740.11.0236 ФЦП Научные и научно-педагогические кадры России. АВЛ благодарит за поддержку фонд некоммерческих программ "Династия".

- [1] J.Wark. Plenary talk at 36th EPS Conference on Plasma Physics, June 29 - July 3, 2009, Sofia, Bulgaria. B.Nagel et al. Nature Physics (2009)
- [2] A.V.Lankin, I.V.Morozov, G.E.Norman, S.A. Pikuz Jr., I.Yu.Skobelev. Phys. Rev. E 79, 036407 (2009)
- [3] G.E. Norman, V.V. Stegailov, A.A. Valuev. Contrib. Plasma Phys. 43, 384 (2003)
- [4] A.V. Lankin, G.E. Norman. J. Phys. A: Math. Theor. 42, 214032 (2009)
- [5] J. Osterholz, F. Brandl, T. Fischer, D. Hemmers, M. Cerchez, G. Pretzler, O. Willi, S.J. Rose. Phys. Rev. Letters 96, 085002 (2006)
- [6] A.V. Lankin, G.E. Norman. J. Phys. A: Math. Theor. 42, 214042 (2009)
- [7] J.P. Morrison, C.J. Rennick, E.R. Grant. Phys. Rev. A 79, 062706 (2009)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

*Ланкин А.В., Норман Г.Э., Саитов И.М.**

ОИВТ РАН, Москва

**saitov_06@mail.ru*

Исследуется уравнение состояния неидеальной однозарядной равновесной плазмы в рамках флуктуационного подхода, при котором возможно самосогласованное совместное рассмотрение свободных и слабо связанных электронных состояний [1]. Этот подход свободен от особенности химической модели, обусловленной условностью деления на свободные и связанные состояния. Это деление проводится по «границе обрезания» спектра связанных состояний $\varepsilon(n, T)$, зависящей от плотности n и температуры T . Статистическая сумма приобретает вид $Q(T, \varepsilon(n, T))$, непосредственным результатом чего является появление дополнительных поправок ко всем термодинамическим величинам, содержащих производные $\partial Q(T, \varepsilon(n, T))/\partial \varepsilon$ [2], [3]. Эти поправки имеют физический смысл и приводят к дополнительному отталкиванию. Флуктуационный подход учитывает этот фактор непосредственно в неявном виде.

Для расчета давления используется классический метод молекулярной динамики. Используется потенциал, совпадающий с кулоновским на расстоянии $r > r_0 = e^2/U_0$ и равный $-U_0$ при $r < r_0$. Исследовалась зависимость результатов от выбора глубины потенциальной ямы U_0 . Диапазон изменения параметра неидеальности $\Gamma \in (0.1; 2)$. В данной области Γ возможно возникновение области неустойчивости, характеризуемой положительным значением производной давления по объему, следствием чего является возникновение двухфазной области [4].

При анализе флуктуаций давления вдоль фиксированной молекулярно – динамической траектории была обнаружена область параметров неидеальности, в которой функция распределения давления заметно отличается от нормального распределения. При этом данную функцию распределения можно довольно точно аппроксимировать суперпозицией двух нормальных распределений. Данный факт может являться косвенным подтверждением существования двухфазной области.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН №12 (раздел 1) и Госконтракта 02.740.11.0236 ФЦП Научные и научно-педагогические кадры России. А. В. Ланкин и И. М. Саитов благодарят за поддержку фонд некоммерческих программ "Династия".

1. A.V. Lankin, G.E. Norman. J. Phys. A: Math. Theor. 42, 214032 (2009)
2. В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский, в кн. Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы / под ред. В.М. Иевлева. М.: Наука, 1976. С. 25-30
3. А.С.Каклюгин, Г.Э.Норман. ТВТ 25, 209 (1987)
4. Г.Э.Норман, А.Н.Старостин. ТВТ 6, 410 (1968)

АВ ИНИТЮ МОДЕЛИРОВАНИЕ АТОМНОЙ ДИНАМИКИ ПОСЛЕ СВЕРХБЫСТРОГО ЭНЕРГОВКЛАДА В ЭЛЕКТРОННУЮ ПОДСИСТЕМУ

Стегайлов В.В.

ОИВТ РАН, Москва

stegailov@gmail.com

В моделях релаксации неравновесных состояний, возникающих в результате взаимодействия излучения с веществом и быстрых неадиабатических возмущений, необходимо описание динамики многоатомной системы с учетом эволюции электронной компоненты. Среди иерархии приближений к точному решению задачи о динамике системы многих электронов, с точки зрения баланса между количественной точностью описания реальных веществ и вычислительной сложностью, можно выделить теорию функционала электронной плотности. Существующие методы использования теории функционала электронной плотности для описания возбужденных состояний требуют исследования и совершенствования, но в тоже время позволяют создавать модели для изучения электрон-ионной релаксации в конденсированной фазе.

Проведен анализ влияния температуры электронной подсистемы на устойчивость простых и d-металлов (Al, Au, Ni) и в диэлектрике LiF. Результаты свидетельствуют о существенном изменении распределения электронной плотности и эффективного межатомного потенциала при электронных температурах выше 2-3 эВ. В рамках метода квантовой молекулярной динамики с использованием полуклассического метода переключений Тулли для описания перескоков между поверхностями различных состояний построена модель безызлучательной неадиабатической релаксации фотовозбужденных состояний молекулы N-метилформамида. Проведены пробные расчеты динамики процесса релаксации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества", Программы фундаментальных исследований ОЭММПУ РАН "Физико-химическая механика неравновесных систем" и РФФИ (грант 09-08-12161-офи_м).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЖИДКОСТЕЙ МЕТОДОМ
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ**

Белкин А.А. , Рудяк В.Я.*
НГАСУ (Сибстрим), Новосибирск
*a_belkin@ngs.ru

Проблема исследования теплофизических свойств наножидкостей, изучения механизмов релаксационных процессов и процессов переноса в таких системах является в последнее десятилетие одной из наиболее актуальных. Среди многочисленных технологических приложений, в которых используются уникальные свойства наножидкостей, в первую очередь следует упомянуть устройства теплопередачи на базе микро- и наноканалов, новые тепловые микроэлементы, другие микроэлектрические системы. Сегодня уже очевидно, что известные теории, в основном основанные на классической гидродинамике, не позволяют адекватно описывать процессы, происходящие в наножидкостях [1]. С другой стороны, экспериментальные данные разных авторов часто слабо согласуются между собой, что обусловлено рядом проблем, в частности, кластеризацией наночастиц, их нестабильностью, сложностью получения монодисперсных суспензий. В такой ситуации одним из наиболее аккуратных и информативных инструментариев исследований становится моделирование методом молекулярной динамики. В данной работе представлены результаты, полученные авторами с помощью этого метода за последние несколько лет.

Систематически изучена диффузия наночастиц в жидкостях и ее механизмы, показано, что релаксация наночастиц является многоэтапным процессом, связанным с образованием микрофлуктуаций несущей среды. Исследована влияние этих флуктуации на вязкость и теплопроводность наножидкостей. Проведено моделирование коэффициентов вязкости и теплопроводности в широком диапазоне параметров системы. Были подтверждены экспериментальные данные о том, что при добавлении в жидкость даже малого количества наночастиц ее вязкость и теплопроводность существенно увеличивается. Установлено, что коэффициенты переноса определяется не только объемной долей наночастиц, но и отношением радиусов и масс наночастицы и молекулы жидкости. Построены корреляции для определения коэффициентов переноса. Важной частью исследований стало изучение влияния наночастиц на структуру несущей жидкости, в том числе на характеристики фазового перехода.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президента РФ поддержки ведущих научных школ (грант 454.2008.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 07-08-00164).

1. Koblinski P., Eastman J.A., Cahill DG. // Mat. Today. 2005. V.8. P.36

**КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ НАНОПОРИСТОЙ СТРУКТУРОЙ УГЛЕРОДНЫХ АДсорбЕНТОВ
И ЕМКОСТЬЮ СУПЕРконденсаторов НА ИХ ОСНОВЕ**

Виткина Д.Е. , Школьников Е.И.*
ОИВТ РАН, Москва
*daryav1988@mail.ru

Интерес к новейшим суперконденсаторам (СК) – источникам энергии – постоянно растет. В настоящее время ведется активная работа по совершенствованию структуры электродов СК и подбору электролитов. Целью данной работы было выявить определяющие параметры нанопористой структуры углеродных адсорбентов (удельная поверхность, распределения микро и мезопор по размерам) для обеспечения эффективной работы СК. Изучались СК на основе активированных углей с ионной жидкостью в качестве электролита и СК на основе углеродных волокнистых материалов «УВИС-АК» с электролитом – серная кислота.

Объектами исследования в данной работе являлись активированные угли (ФАС, ФАС окисленный, ФАД, ФЕН, СКТ-6) и углеродные волокнистые материалы «УВИС-АК» (Т-0,4, Т-0,56, Т-0,7). Основной метод исследования – метод Динамической Десорбционной Порометрии, предложенный в [1].

Угли ФАС, ФАС окисленный и СКТ-6 имеют сходную пористую структуру в области радиусов менее 50 А. Суммарный объем пор ФАСа и СКТ-6 сильно отличаются, за счет разного объема мезопор (диапазон радиусов 40 - 310А). Поверхность транспортных пор образца ФАС - 50м², образца СКТ-6 - 23м². При сопоставлении данных о пористой структуре с электрохимическими параметрами исследуемых углей [2], было установлено, что емкости СК на основе углей ФАС и ФАС окисленный практически совпадают (120 Ф/г), что хорошо согласуется с полученными экспериментальными кривыми распределения пор по размерам (РПР). Емкость СК на основе СКТ-6 в два раза меньше емкости СК на основе ФАСа. Молекулы ионной жидкости (электролита в данных СК) достаточно большие (катион около - 8,5А x 5А x 2А, анион – сфера диаметром 4,5 А). В связи с этим встает вопрос о нахождение минимального радиуса пор, в которые еще проникает электролит. Но, анализируя данные по РПР, замечаем, что для ФАСа и СКТ-6 практически нет отличия в области микропор. Именно поэтому, вероятно, для активированных углей особую роль играет оптимальное соотношение микро-мезо пор.

Данные по емкости при работе с углеродными материалами «УВИС-АК» свидетельствуют о том, что наилучшими характеристиками обладает СК на основе «УВИС-АК» Т-0,4. Возможно, для данных образцов определяющими факторами являются объем и удельная поверхность микропор, которая для Т-0,4 составляет 220 м²/г, для Т-0,56 – 140 м²/г, для Т-0,7- 185 м²/г при минимальном радиусе пор 8,3А, 9,3А и 9,6А соответственно. Молекула электролита - серной кислоты - не превышает 4А в диаметре. Именно поэтому, вероятно, для волокнистых материалов стоит задача создание структур с более развитой микропористостью. Наличие мезопор, в данном случае, не играет важной роли.

1. Школьников Е.И., Волков В.В. // Доклады Академии Наук 2001. Т.378. №4. с.507.
2. Denshchikov K.K., Izmaylova M.Y. et al. // ISEE' Cap09 New generation of stacked supercapacitors, France, Nantes, 2009.

МНОГОМАСШТАБНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ И НАНОПОРОШКОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ МЕТОДОМ ГАЗОФАЗНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

*Гельчинский Б.Р.*¹, Дюльдина Э.В.², Коренченко А.Е.³, Воронцов А.Г.⁴*

¹ИМЕТ УрО РАН, Екатеринбург, ²МГТУ им. Г.И. Носова, Магнитогорск, ³ИМЕТ УрО РАН, Екатеринбург, ⁴ЮУрГУ, Челябинск

*brg@rimet.ru

Рассмотрены методы микроскопического и макроскопического моделирования процессов возникновения и роста наночастиц металлов из газовой фазы (многомасштабное моделирование).

Мотивация работы: Необходимо понимание фундаментальных процессов формирования металлических наночастиц, получаемых методом «испарение-конденсация» для получения металлических нанопорошков требуемого размера, формы и дисперсности.

Решаемые задачи:

- анализ важнейших факторов и условий, при которых возможно образование наночастиц определенного размера и формы при гомогенной нуклеации и конденсации из газовой фазы методом «испарение – конденсация»,
- описание, методами теории непрерывной среды, конвективного движения потоков смеси инертного газа, металлического пара и металлических наночастиц в поле температурных градиентов, создаваемых в установке для синтеза нанопорошков,
- описание и анализ микроскопических процессов возникновения и роста наночастиц металла из газовой фазы методом молекулярной динамики.

Математическая модель задачи представляет собой систему нелинейных уравнений в частных производных. Для моделирования гетерофазной системы методами непрерывной среды необходимые задать, кроме граничных условий, ряд параметров:

- скорость образования устойчивых зародышей,
- размер критического зародыша и др.

Применяемые методы моделирования:

- Макроскопическое моделирование - применение методов теории непрерывной среды для описания конвективного движения потоков гомо- и гетерофазной смеси нейтрального газа, металлического пара и металлических нанокластеров в поле температурных градиентов.
- Атомное и микроскопическое моделирование процессов формирования металлических нанокластеров – метод молекулярной динамики, периодические граничные условия, ЕАМ потенциал.

Конечным результатом работы предполагается возможность прогнозировать размеры частиц, полученных при различных условиях: перепадах температуры в камере, давлении инертного газа и степени пересыщения металлического пара.

Работа поддержана: проектами РФФИ 09-03- 00069, проектом по Программе фундаментальных исследований Президиума РАН 27 «Основы фундаментальных исследований фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

КАТАЛИТИЧЕСКИЙ РОСТ НАНОПРОВОЛОК В КВАНТОВАННЫХ ВИХРЯХ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

Гордон Е.Б.

ИПХФ РАН, Черноголовка

gordon@icp.ac.ru

Обнаружено явление катализа коалесценции любых микропримесей в сверхтекучем гелии, на многие порядки увеличивающее скорость процесса. Благодаря существованию энергии сродства примеси к квантованному вихрю, возрастающей по мере увеличения длины примесного кластера, и коллинеарности движения частиц внутри вихря, конденсация примесей самоускоряется и при достаточной концентрации вихрей процесс идет исключительно внутри них. При этом в виду одномерности квантованных вихрей (размер их сердцевин меньше размера атома) исходным продуктом конденсации введенных в сверхтекучий гелий микрочастиц должны быть нанопроволоки большой длины.

При введении молекулярного водорода в жидкий гелий методом шпирен-фотографии было обнаружено, что в нормальном его состоянии образуются только сферические частицы, а в сверхтекучей жидкости – исключительно длинные нити, ведущие себя как квантованные вихри. Последующий переход гелия в нормальное состояние не разрушал эти нити.

Абляция металла внутри HeII (лазером или искрой) позволяла исследовать продукты конденсации вне криостата в нормальных условиях. Во всех изученных металлах – золото, медь и никель – продуктами были исключительно длинные нанопроволоки. Для золота их диаметр составлял 4 нм, а рентгеноструктурный анализ и электропроводность, измеряемая в процессе образования, подтверждали металлическое строение нити.

В докладе обсуждаются перспективы использования нового явления для фундаментальной науки и в прикладных целях.

ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА НАНОТРУБОК

Дьячков П.Н.

ИОНХ РАН, Москва

p_dyachkov@rambler.ru

С учетом всех свойств симметрии, а именно винтовой и вращательной симметрии нанотрубок развит метод линейно-присоединенных цилиндрических волн для расчета их электронной структуры. Метод реализован в виде компьютерной программы. Рассчитаны законы дисперсии электронов и полные и парциальные плотности электронных состояний углеродных нанотрубок, содержащих от нескольких десятков до 118 тысяч атомов в трансляционной элементарной ячейке. Благодаря учету всех свойств симметрии нанотрубки для сходимости электронных состояний с точностью лучше 0,01 эВ требуется всего 150 базисных функций. Дана классификация электронных состояний нанотрубок в зависимости от двух квантовых чисел: обобщенного брэгговского вектора и проекции орбитального момента электрона на ось нанотрубки. Предложен разработан и реализован в виде компьютерной программы на языке Фортран метод линейно-присоединенных цилиндрических волн для двустенных нанотрубок. В рамках приближения функционала локальной плотности найдены аналитические выражения для матричных элементов гамильтониана и интегралов перекрытия. Показано, что, независимо от типа внутренней трубки, энергетическая щель внешней трубки уменьшается на 0.15 - 0.22 эВ, если трубка принадлежит к ряду $n \bmod 3 = 2$. Для внешних трубок ряда $n \bmod 3 = 1$ сдвиги щели всегда отрицательны: от -0.15 до -0.05 эВ. В обоих случаях сдвиги щели не уменьшаются, а слабо осциллируют при переходе к трубкам большего диаметра. Для внутренних трубок изменения щели более чувствительны к диаметру. При n от 10 до 16 сдвиги щели положительны, а максимальное значение равно 0.39 и 0.32 эВ для рядов $n \bmod 3 = 2$ и 1, соответственно. При переходе к внутренним трубкам большего диаметра сдвиги щели быстро спадают, а затем колеблется в интервале от -0.05 до 0.06 эВ. Результаты имеют значение для оптической спектроскопии нанотрубок. Рассчитано электронное строение нанотрубок, погруженных в кристаллическую матрицу. Установлено, что погружение нанотрубки в матрицу оказывает значительное влияние на ее электронное строение нанотрубки. Основной эффект погружения - сдвиг сигма-уровней в высокоэнергетическую область, что приводит к металлизации полупроводниковых нанотрубок и усилению металлических свойств металлических нанотрубок. Данные результаты следует учитывать при создании нанoeлектронных устройств, использующих нанотрубки в качестве рабочего элемента. Работа поддержана РФФИ (грант 08-03-00262).

1. П.Н.Дьячков // Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. Москва, Изд-во Бинум, 2006, 293 с.
2. P.N. D'yachkov and D.V. Makaeв. Phys. Rev. B, 2007, v 76, 195411.
3. P.N. D'yachkov and D.V. Makaeв. Phys. Rev. B, 2006, v 74, 155442.
4. P.N. D'yachkov and D.V. Makaeв. Phys. Rev. B, 2005, v 71, 081101.

МЕТОДЫ ВЫРАЩИВАНИЯ НАНОПРОВОЛОЧЕК В КВАНТОВЫХ ВИХРЯХ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Гордон Е.Б., Карабулин А.В., Матюшенко В.И., Сизов В.Д.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**avkarabulin@gmail.com*

Квантованные вихри, появляющиеся при возбуждении сверхтекучего гелия, имеют поперечник менее 1А, в то время как их длина может составлять многие см. Они способны захватывать любые примеси, взвешенные в сверхтекучем гелии, и в результате плотность нанокластеров на оси вихря значительно выше, чем в окружающем объеме жидкости. Кроме того, захваченные частицы могут двигаться лишь навстречу друг другу, так что скорость их слипания в большие кластеры настолько велика, что в сверхтекучем гелии коагуляция атомов и малых кластеров идет исключительно внутри вихрей, и в отличие от нормальной жидкости в результате получают длинные проволочки – нанонити [1]. Учитывая большие перспективы использования нанопроволок в фундаментальной и прикладной науке мы использовали этот эффект для создания метода их выращивания.

Для образования нанонитей прежде всего необходимо, вводить примесь в сверхтекучий жидкий гелий в виде атомов, молекул или, в крайнем случае, наночастиц, и при этом желательно образовывать квантовые вихри в месте их ввода. Нами были реализованы три способа ввода вещества в сверхтекучий гелий: 1) впрыск вещества в виде газовой струи через поверхность жидкости; 2) искровой разряд внутри жидкости между электродами из заданного материала; 3) лазерная абляция из погруженной в жидкости мишени.

Метод ввода вещества через поверхность хорошо подходит для получения проволочек из материалов, находящихся в газообразном состоянии при нормальных условиях. Метод искрового разряда является наиболее простым и дешевым методом ввода примесей из проводников. Искра испаряет материал электрода и одновременно создает за счет кавитации возмущение в сверхтекучем гелии, вызывающее квантовые вихри. Метод лазерной абляции позволяет вводить в сверхтекучий гелий примеси практически из любых веществ. В докладе рассмотрены особенности всех трех методов и приведены первые результаты по получению проволочек из водорода и никеля.

Литература

1. E.B. Gordon, R. Nishida, R. Nomura and Y. Okuda. Filament Formation by Impurities Embedding into Superfluid Helium, JETP Letters, 2007, Vol. 85, No. 11, pp. 581

АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОЛИТОВ С ГРАФИТОВЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

Норман Г.Э., Ланкин А.В., Стегайлов В.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**lankin@ihed.ras.ru*

Углеродные суперконденсаторы представляют собой перспективные устройства для хранения энергии, основанные на адсорбции ионов жидкого электролита на поверхности высокопористого углерода. Наличие развитой

поверхности с размерами пор вплоть до единиц нанометров обеспечивает большую площадь контактной поверхности на единицу массы. Для оптимизации подобного рода технологии требуется детальное понимание физики образования двойного электрического слоя и его поведения при зарядке и разрядке суперконденсаторов, информация о механизмах диффузии электролита в нанопорах. Уровень развития методов классической и квантовой молекулярной динамики и использование параллельных высокопроизводительных вычислений позволяет строить реалистические модели подобных процессов.

В данной работе разработана методика сопряжения классических и квантовых моделей системы электролит-графит. Построены модели щелочных электролитов. Проведены расчеты емкостных характеристик двойного слоя и диффузионных свойств электролитов при различных условиях. Показана значительная роль двойного электрического слоя электрон-дырочной плазмы в графите в формировании ёмкостных характеристик системы.

Работа ведется при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-08-12161-офи_м) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Фундаментальные основы развития энергетических систем и технологий”.

СТОИМОСТЬ ПРАВ НА ЕДИНУЮ ТЕХНОЛОГИЮ КАК РЕЗУЛЬТАТ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ НАУЧНЫХ УЧРЕЖДЕНИЙ РАН

*Петровский В.П.^{*1}, Петровская Е.В.²*

¹ ОИВТ РАН, Москва, ² МФТИ, Долгопрудный

*Petrovsky@ihed.ras.ru

В рамках настоящей работы предложен методический подход к оценке стоимости прав на единую технологию, как результат научно-технической деятельности, академического института, который включает в том, или ином сочетании изобретения, полезные модели, промышленные образцы, программы для ЭВМ или другие результаты интеллектуальной деятельности, подлежащие правовой охране в соответствии с IV частью ГК РФ, способный служить технологической основой определенной практической деятельности в гражданской или военной сфере. Появление нового сложного объекта интеллектуальной деятельности – единой технологии, а также закона о передаче прав на единые технологии, вызвало необходимость разработки методического аппарата для оценки стоимости прав на единые технологии, учитывающего особенности деятельности учреждений РАН, как основного носителя инновационных идей и разработок. Процедуры, разработанного методического подхода, базируются на методе анализа иерархий, методе рейтинга и ранжирования, модифицированном методе исходных затрат и учитывают основные особенности единой технологии - назначение и область применения, стадию готовности к промышленному использованию, формы передачи исключительных прав, научно-техническую и коммерческую значимость, а также статуса и бренд разработчика единой технологии.

ФИЗИКА МИКРОТЕЧЕНИЙ. ГДЕ КОНЧАЕТСЯ ГИДРОДИНАМИКА?

Рудяк В.Я.

НГАСУ, Новосибирск

valery.rudyak@mail.ru

Классическая гидродинамика сформировалась в XIX столетии задолго до появления теории относительности. Она выросла из классической механики и ей свойственны недостатки последней. Так, например, определяющие соотношения Ньютона и Фурье, на основе которых строятся уравнение Навье–Стокса, локальные. Это следствие принятого в механике дальнего действия. Вместе с тем вызовы сегодняшнего дня приводят к необходимости описания сред и процессов, которые в рамки классической гидродинамики не вписываются или не описываются во всем требуемом диапазоне параметров. Микротечения, интерес к которым возрос особенно в последние два десятилетия в связи с бурным развитием МЭМС- и нанотехнологий, из этого ряда. Этот интерес столь велик, что на западе появилось специальное слово, *microfluidics*, которое трудно перевести, в русском языке отсутствует эквивалент. Если следовать семантике, то *microfluidics* — это разделы физики и механики, в которых изучаются течения гомогенных и гетерогенных сред на микро- и наномасштабах. Сложность состоит еще и в том, что здесь наряду с обычными макроскопическими течениями изучаются течения на мезомасштабах, до сих пор фактически не исследовавшиеся. Оказывается, что даже в обычных микротечениях, которые с точки зрения устоявшихся в механике представлений можно рассматривать как макроскопические, появляется необходимость строить описание течения также на мезоуровне, а иногда требуется переходить на микроуровень.

В настоящем докладе исследуется физика микротечений как однородных, так и неоднородных жидкостей, включая наножидкости. В частности, обсуждаются:

- технологические применения, приведшие к развитию этой области физики жидкости;
- необычность свойств течений на микро- и наномасштабах;
- методы описания данных течений;
- гидродинамическое описание микромиксеров;
- границы применимости гидродинамического описания;
- новые технологии моделирования течений в микро- и наноканалах методом молекулярной динамики.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-08-00164) и гранта № НШ-454.2008.1 поддержки ведущих научных школ.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Стариков С.В.

ОИВТ РАН, Москва

starikov@ihed.ras.ru

Углеродные нанотрубки (УНТ) обладают уникальными упругими и прочностными свойствами. Большая величина прочности на разрыв, многофункциональность, малый вес и жесткость делают УНТ привлекательными для

создания композиционных материалов на их основе, электронных и механических устройств наномасштаба [1]. Однако результаты различных экспериментальных измерений и теоретических расчетов механических характеристик УНТ сильно различаются между собой, порою больше чем на порядок [2, 3].

В данной работе механические свойства углеродных нанотрубок были исследованы методом молекулярной динамики. Были вычислены коэффициент Пуассона, жёсткость и предельное напряжение сжатия при котором происходит потеря устойчивости при различных геометрических параметрах нанотрубок. Проведено сравнение результатов моделирования с предсказаниями классической теории упругости. Показано, что представления классической теории упругости к описанию механических свойств одностенных УНТ могут применяться только с очень большой осторожностью.

1. Елецкий А.В. // УФН. Т. 172. №4. 2002. С. 401.
2. Yakobson V.I., Brabec C.J., Bernholc J. // PRL. V. 76. №14. 1996. P. 2511.
3. Huang Y., Wu J., Hwang K.C. // PRB. V. 74. №24. 2006. P. 245413.

ИНДЕКС ПО АВТОРАМ

- Андреещев Е.А., 6
 Банников М.В., 7
 Баяндин Ю.В., 5
 Белкин А.А., 30
 Белов А.С., 27
 Быченков В.Ю., 24
 Большаков В.В., 24
 Бородина Т.И., 15
 Брантов А.В., 24
 Булгакова Н.М., 21
 Булгаков А.В., 21
 Ченцов А.В., 13
 Демидов Б.А., 24
 Демидов В.С., 23
 Дикалюк А.С., 17
 Дьячков П.Н., 32
 Дудин С.В., 23
 Дюльдина Э.В., 31
 Ефремов В.П., 24
 Еремин Н.В., 24
 Еремин В.В., 27
 Фортгов В.Е., 23
 Гельчинский Б.Р., 31
 Гераськин А.А., 7
 Головин Г.Г., 22
 Голубев А.А., 23
 Гордон Е.Б., 31, 32
 Груздков А.А., 6
 Губина Т.В., 14
 Губин С.А., 14
 Хищенко К.В., 7, 14, 28
 Ионин А.А., 19
 Иремашвили Д.В., 24
 Иванов К.А., 23, 24
 Канцырев А.В., 23
 Карабулин А.В., 32
 Колесников С.А., 23
 Коренченко А.Е., 31
 Косарева О.Г., 19
 Костин В.А., 21
 Красюк И.К., 7
 Куксин А.Ю., 5, 7, 10
 Курилова М.В., 19, 23
 Кузнецов В.В., 9
 Ланкин А.В., 28, 29, 32
 Левашов П.Р., 13, 14, 28
 Левченко А.О., 19
 Ляпунова Е.А., 5
 Маклашова И.В., 14
 Мальцев И.В., 10
 Марин В., 21
 Марколия А.И., 6
 Матвеев Ю.В., 6
 Матюшенко В.И., 32
 Мажорова А.В., 19
 Милявский В.В., 15
 Минаков Д.В., 28
 Минцев В.Б., 23
 Миронов В.А., 12
 Мирзоев А.А., 10
 Наймарк О.Б., 5, 7
 Наумов Н.Д., 26
 Норман Г.Э., 10, 17, 28, 29, 32
 Оборин В.А., 5, 7
 Озеров И., 21
 Пачулия А.Э., 24
 Пахунова Ю.О., 15
 Пасхалов А.А., 24
 Пашинин П.П., 7
 Павленко А. Н., 9
 Павленко А.Н., 12
 Петровская Е.В., 33
 Петровский В.П., 26, 33
 Писарев В.В., 10
 Поляков Д.Н., 17
 Потапенко А.И., 24
 Поварницын М.Е., 14
 Прууэл Э.Р., 15
 Рудяк В.Я., 30, 33
 Сайтов И.М., 29
 Савельев А.Б., 19, 22–24
 Савинцев А.П., 25
 Селезнев Л.В., 19
 Семенов А.Ю., 7
 Сергеев О.В., 11
 Сидоров И.А., 24
 Силаев А.А., 21
 Синецын Д.В., 19
 Синько Г.В., 28
 Сизов В.Д., 32
 Скрипов П.В., 24
 Смирнов А.И., 12
 Смирнов Г.Н., 23
 Смирнов Л.А., 12
 Смирнов Н.А., 28
 Стариков С.В., 33
 Стегайлов В.В., 5, 10, 11, 17, 29, 32
 Суртаев А.С., 12
 Суржииков С.Т., 16, 17
 Шарков Б.Ю., 23
 Шейндлин М.А., 22
 Школьников Е.И., 30
 Шумова В.В., 17
 Тен К.А., 15
 Тимофеев А.В., 17
 Тимошенко А.П., 6
 Толочко Б.П., 15
 Туртиков В.И., 23
 Ульянчиков Р.В., 24
 Урюпина Д.С., 19, 22–24
 Устиновский Н.Н., 19
 Уткин А.В., 23
 Уваров С.В., 5
 Василяк Л.М., 17
 Вервикишко П.С., 22
 Викторов С.Б., 14
 Виткина Д.Е., 30
 Войтенко Д.А., 6
 Волков Р.В., 19, 22–24
 Воробьев А.А., 24
 Воронцов А.Г., 31
 Вовченко В.И., 7
 Введенский Н.В., 21
 Янилкин А.В., 5, 7, 10
 Захаренков А.С., 14
 Зворыкин В.Д., 19
 Жилиев П.А., 5
 Жуланов В.В., 15
 Сасиновский Ю.К., 26

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

CINAM — Centre Interdisciplinaire de Nanoscience de Marseille
12 ЦНИИ МО РФ — 12-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ
ГНЦ РФ ИТЭФ — Государственный научный центр РФ Институт теоретической и экспериментальной физики
ГПНО “СФТИ” — Государственное научно-производственное объединение “Сухумский физико-технический институт”
ИГиЛ СО РАН — Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН
ИМЕТ УрО РАН — Институт металлургии Уральского отделения РАН
ИМСС УрО РАН — Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН
ИОНХ РАН — Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова
ИОФ РАН — Институт общей физики РАН
ИПМех РАН — Институт проблем механики РАН им. А.Ю. Ишлинского
ИПФ РАН — Институт прикладной физики РАН
ИПХФ РАН — Институт проблем химической физики РАН
ИТ СО РАН — Институт теплофизики Сибирского отделения РАН
ИТФ УрО РАН — Институт теплофизики Уральского отделения РАН
ИХТТМ СО РАН — Институт химии твердого тела и механохимии Сибирского отделения РАН
ИЯФ СО РАН — Институт ядерной физики им. Будкера Сибирского отделения РАН
КБГУ — Кабардино-Балкарский государственный университет
МГУ — Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
МГТУ — Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова
МИФИ — Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)
МЛЦ МГУ — Международный учебно-научный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
МФТИ — Московский физико-технический институт (государственный университет)
НГАСУ — Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин)
НИИ ПМА КБНЦ РАН — Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН
НИИЯФ МГУ — Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
ОИВТ РАН — Объединенный институт высоких температур РАН
РНИЦ КИ — Российский научный центр «Курчатовский институт»
РФЯЦ-ВНИИТФ — Российский Федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. ак. Е.И. Забабахина
СПбГУ — Санкт-Петербургский государственный университет
СПФ МГИУ — Сергиево-Посадский филиал Московского Государственного индустриального университета
ФИАН — Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
ЮУрГУ — Южно-уральский государственный университет

ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. *Баяндин Юрий Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. Ак. Королева, д. 1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, buv@icmm.ru
2. *Белкин Александр Анатольевич*, НГАСУ (Сибстрин), 630054, Новосибирск, Римского-Корсакова, д. 12а, кв. 69, тел.: +7(383)3149160, факс: +7(383)2662527, a_belkin@ngs.ru
3. *Белов Александр Сергеевич*, МГУ, 119234, Москва, Ленинские горы, д.1., стр.1, тел.: (926)5674420, факс: (495)9391286, asbelov@list.ru
4. *Булгаков Александр Владимирович*, ИТ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, д. 1, тел.: +7(383)3307542, факс: +7(383)3308480, bulgakov@itp.nsc.ru
5. *Введенский Николай Вадимович*, ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46, тел.: +7(831)4164993, факс: +7(831)4160616, vvded@appl.sci-nnov.ru
6. *Вервикишко Павел Сергеевич*, ОИВТ РАН, 141700, Московская обл, Долгопрудный, Первомайская, д301, тел.: +7(905)5564475, факс: нет, endypauls@mail.ru
7. *Виткина Дарья Евгеньевна*, ОИВТ РАН, 141700, Московская обл, Долгопрудный, Первомайская, д301, тел.: +7(905)7512659, факс: нет, darjav1988@mail.ru
8. *Войтенко Дмитрий Алексеевич*, ГНПО «СФТИ», 384914, Абхазия, Сухум, Кодорское шоссе 665, тел.: 99544296173, факс: 99544269621, dimvoyt@ya.ru
9. *Гельчинский Борис Рафаилович*, ИМЕТ УрО РАН, 620016, Свердловская обл., Екатеринбург, ул. Амундсена, 101, тел.: +79222162633, факс: +7 (343) 2679182, brg@rimet.ru
10. *Головин Григорий Владимирович*, МЛЦ МГУ, 119991, Москва, Воробьевы горы, д.1/62, тел.: +7(495)9395318, факс: +7(495)9395318, deer68@yandex.ru
11. *Гордон Евгений Борисович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Садовая, д. 16, тел.: +7(496)5221031, факс: +7(496)5225060, gordon@icp.ac.ru
12. *Груздков Алексей Андреевич*, СПбГУ, 191119, Санкт-Петербург, ул. Боровая, д.24, кв.9, тел.: +7(812)7122417, факс: нет, gruzdkov@mail.ru
13. *Губин Сергей Александрович*, МИФИ, 117218, Москва, ул. Профсоюзная, д. 7/12, кв. 83, тел.: +7(916)9546110, факс: +7(495)2373025, gubin_sa@mail.ru
14. *Дикалюк Алексей Сергеевич*, ИПМех РАН, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +79263697848, факс: +79263697848, aleks.dikalyuk@gmail.com
15. *Дьячков Павел Николаевич*, ИОНХ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр. 31, тел.: +7(903)2011976, факс: +7(495)9541279, p_dyachkov@ Rambler.ru
16. *Дюльдина Эльвира Владимировна*, МГТУ им. Г.И. Носова, 455000, Челябинская обл., Магнитогорск, ул. Ленина,38, тел.: +7(3519)298514, факс: +7(3519)298426, dev@magtu.ru
17. *Жиляев Пётр Александрович*, ОИВТ РАН, 125412, Московская обл., Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, PeterZhilyaev@gmail.com
18. *Захаренков Алексей Сергеевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, strider@ihed.ras.ru
19. *Зворыкин Владимир Дмитриевич*, ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр. 53, тел.: +7-(499)-132-6739, факс: +7-(499)-783-3690, zvorykin@sci.lebedev.ru
20. *Карабулин Александр Владимирович*, МИФИ, 105122, Москва, Измайловский проезд, д. 24, корп. 1, тел.: +7(499)1662049, факс: +7(499)1662049, avkarabulin@gmail.com
21. *Кипрова Виктория Васильевна*, СПФ МГИУ, 141300, Московская область, Сергиев Посад, Спортивный переулок дом 4, тел.: +79261838473, факс: +7(495)4857990, kiprova-vika@yandex.ru
22. *Колесников Сергей Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Ак. Семенова, д. 1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(49652)49472, ksa@icp.ac.ru
23. *Красюк Игорь Корнелиевич*, ИОФ РАН, 117647, Москва, ул. Академика Капицы, д. 26, кор.1, кв. 410, тел.: +7 499 503 8130, факс: +7 499 135 2055, krasjuk99@ Rambler.ru
24. *Кузнецов Владимир Васильевич*, ИТ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д.1, тел.: +7(383)3307121, факс: +7(383)3308480, vladkuz@itp.nsc.ru
25. *Курилова Мария Владимировна*, МГУ, 119991, Москва, Ленинские горы, ГСП1, ул. Хохлова, д1, стр. 62, тел.: +7(495)9395318, факс: +7(495)9393113, kuma_hotel@mail.ru
26. *Ланкин Александр Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: 89035768208, факс: +7(495)4857990, lankin@ihed.ras.ru
27. *Мальцев Илья Владимирович*, ЮУрГУ, 454138, Челябинск, Комсомольский пр-т, д. 42, тел.: +7(922)7100472, факс: нет, maltsev.ilya@gmail.com
28. *Милявский Владимир Владимирович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, vlvm@ihed.ras.ru
29. *Минаков Дмитрий Вячеславович*, ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Московское шоссе, д.25, тел.: +79629668335, факс: +79629668335, minakovd@inbox.ru
30. *Норман Генри Эдгарович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, norman@ihed.ras.ru
31. *Оборин Владимир Александрович*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. Ак. Королева, д.1, тел.: +7(342)378312, факс: +7(342)378487, oborin@icmm.ru
32. *Павленко Александр Николаевич*, ИТ СО РАН, 630090, Новосибирск, Просп. Академика Лаврентьева, 1, тел.: 89139201248, факс: 8(383)3308480, pavl@itp.nsc.ru
33. *Пахунова Юлия Олеговна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360030, Нальчик, ул. Кулиева 18, кв. 103, тел.: +7(928)7085367, факс: +7(8662)474355, yu-pakhunova@mail.ru
34. *Пачулия Анатолий Энверович*, ГНПО «СФТИ», 252091, Республика Абхазия Гулрыпшский район пос. Агудзер, Поселок Агудзера, ул. Курчатова, тел.: +99544252166, факс: 81099544252000, sfti-era@mail.ru
35. *Петровский Виктор*, ОИВТ РАН, 125412, москва, ул. Ижорская д.13, стр.2, тел.: +7(495) 4859155, факс: +7(495)4857990, petrovsky@ihed.ras.ru
36. *Писарев Василий Вячеславович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, pisarevvv@gmail.com

37. *Потапенко Андрей Иванович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 131307, Московская обл., Сергиев Посад, -, тел.: +7(495)9930962, факс: +7(496)5497719, a.potapenko@mail.ru
38. *Рудяк Валерий Яковлевич*, НГАСУ, 630063, Новосибирск, а/я 258, тел.: +7(383)2668014, факс: +7(383)2664394, valery.rudyak@mail.ru
39. *Савельев Андрей Борисович*, МГУ, 119991, Москва, ленинские горы д.1 корп.62 МЛЦ МГУ, тел.: +7(495)9395318, факс: +7(495)9393113, ab_savelev@phys.msu.ru
40. *Савинцев Алексей Петрович*, КБГУ, 360004, Нальчик, ул. Чернышевского, д.173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(8662)422560, pmr@kbsu.ru
41. *Сайтов Ильнур Миннигазыевич*, ОИВТ РАН, 141700, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +79154625989, факс: +7(495)4857990, saitov_06@mail.ru
42. *Сасиновский Юрий Константинович*, ОИВТ РАН, 125412, москва, Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4859155, факс: +7(495)4857990, petrovsky@ihed.ras.ru
43. *Сергеев Олег Вячеславович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, seoman@yandex.ru
44. *Смирнов Александр Ильич*, ИПФ РАН, 603116, Нижний Новгород, Московское шоссе, д.17, кв.24, тел.: +7-831-4160656, факс: +78314160616, smirnov@appl.sci-nnov.ru
45. *Стариков Сергей Валерьевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: 89268950020, факс: +7(495)4857990, starikov@ihed.ras.ru
46. *Стегайлов Владимир Владимирович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, stegailov@gmail.com
47. *Суржиков Сергей Тимофеевич*, ИПМех РАН, 119526, Москва, проспект Вернадского 101-1, тел.: +7(495)4338298, факс: 84997399531, surg@ipmnet.ru
48. *Суртаев Антон Сергеевич*, ИТ СО РАН, 630090, Новосибирская обл., Новосибирск, пр. Лаврентьева 1, лаб. 1.3, тел.: +7(383)3308700, факс: +7(383)3308480, surtaev@itp.nsc.ru
49. *Тимофеев Алексей Владимирович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, ihed.timofeev.av@gmail.com
50. *Тимошенко Анатолий Павлович*, ГНПО «СФТИ», 384914, Абхазия, г. Сухум, КОдорское шоссе,665, тел.: 99544296173, факс: 99544269621, timanat1@ya.ru
51. *Урюпина Дарья Сергеевна*, МГУ, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр. 62, Корпус нелинейной оптики, тел.: +7(495)9395318, факс: +7(495)9393113, dasha_шрюпина@mail.ru
52. *Ченцов Алексей Викторович*, ОИВТ РАН, 121357, Москва, Москва, ул. Артамонова, д.4, к. 1, тел.: 8(916)3873270, факс: 8(916)3873270, alche8411@mail.ru
53. *Шумова Валерия Валерьевна*, ОИВТ РАН, 125412, москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2, тел.: (495)4842610, факс: (495)4857990, shumova@ihed.ras.ru
54. *Янилкин Алексей Витальевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, aleyanilkin@gmail.com