

НОВЫЙ АФОН 2007

23 июля – 1 августа



5-й Российский симпозиум

Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах

Тезисы докладов

НАУЧНЫЙ СОВЕТ РАН ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ
«ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ»
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ
5-го РОССИЙСКОГО СИМПОЗИУМА

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

В сборнике представлены тезисы докладов 5-го Российского симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, 23 июля - 1 августа 2007 г.) Доклады отражают современное состояние исследований в следующих областях: ударная прочность твёрдых тел, накопление дефектов при импульсных нагрузках, метастабильные состояния вещества и их распад, отрицательные давления, релаксационные процессы и химические реакции во фронте ударных и детонационных волн, взаимодействие мощных ионных, электронных и лазерных пучков с веществом, лазерная физика ультракоротких, в том числе фемтосекундных импульсов, неравновесная и неидеальная плазма. Рассмотрены экспериментальные исследования, теория и атомистическое моделирование релаксации и динамических процессов.

Под редакцией
Нормана Г. Э., Савинцева А. П., Стегайлова В. В., Кима 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 №07-02-06096).

Веб-сайт конференции
<http://www.ihed.ras.ru/afon07>

Фото Новоафонской пещеры: Султанов В. В., ИПХФ РАН

Отпечатано в ИПХФ РАН, г. Черноголовка Московской области

ОГЛАВЛЕНИЕ

СЕКЦИЯ 1. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

<u>Гордон Е.Б.</u> Химический ВКР ИК-УФ преобразователь лазерного излучения	5
<u>Ланкин А.В.</u> Рекомбинация в многозарядной неидеальной плазме	5
<u>Корнеев Ф.А., Попруженко С.В., Зарецкий Д.Ф.</u> Механизмы генерации гармоник атомарным кластером в лазерном поле	6

СЕКЦИЯ 2. НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА, ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ, ПРОБОЙ В ГАЗАХ

<u>Кузнецова Л.В., Ступицкий Е.Л.</u> Исследование возможности формирования токопроводящего канала в приземной атмосфере с помощью широкополосных тепловых излучателей	7
<u>Богатов Н.А.</u> Структура высотных разрядов в атмосфере	7
<u>Левашов П.Р., Филинов В.С.</u> Методы квантовой динамики: современные подходы и проблемы	7

СЕКЦИЯ 3. МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ИХ РАСПАД

<u>Павленко А. Н.</u> Распад стекающей пленки в условиях интенсивного нестационарного тепловыделения	8
<u>Поварнищын М.Е., Хищенко К.В., Левашов П.Р.</u> Кинетика распада метастабильных состояний при ультракоротких лазерных воздействиях на металлические мишени	8
<u>Гавашели Д.Ш., Карпенко С.В., Савинцев А.П.</u> Моделирование сил кулоновского взаимодействия щелочно-галлоидных кристаллов	9
<u>Карпенко С.В., Копцева А.А.</u> Применение метода молекулярной динамики к исследованию фазовых переходов в ионных кристаллах	9
<u>Мирзоев А.А., Соболев Н.И., Воронцов А.Г.</u> Расчет электропроводности жидких металлов методом кубо-гринвуда в широком диапазоне температур	10

СЕКЦИЯ 4. УДАРНАЯ ПРОЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ ТЕЛ, КРИСТАЛЛЫ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

<u>Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В.</u> Влияние предварительного бокового напряжения на распространение волны разрушения в стеклах	11
<u>Радченко П.А., Радченко А.В.</u> Высокоскоростное взаимодействие компактных ударников с монолитными и разнесенными анизотропными преградами	11
<u>Куксин А.Ю., Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Янцлжин А.В.</u> Атомистическое моделирование структурных превращений в металлах при высокоскоростном растяжении	12
<u>Куксин А.Ю., Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Янцлжин А.В.</u> Молекулярно-динамическое моделирование пластичности и разрушения твердых металлов	12
<u>Матвеевичев А.В., Ломоносов И.В.</u> Линейная зависимость скорости пробивания от скорости удара	12
<u>Мамчуев М.О., Карпенко С.В.</u> Фазовый переход «диэлектрик–металл» в массивных и наноразмерных щелочно-галлоидных кристаллах	13

СЕКЦИЯ 5. УДАРНЫЕ И ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, РЕЛАКСАЦИЯ, ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

<u>Милявский В.В., Хищенко К.В.</u> Фуллериты в ударных волнах	14
<u>Долгобородов А.Ю., Махов М.Н., Стрелецкий А.Н., Колбанев И.В., Фортвов В.Е.</u> Механоактивированные энергетические наноконпозиаты на основе смесей металл-окислитель	14
<u>Губин С.А., Викторов С.Б., Шаргатов В.А., Богданова Ю.А.</u> Термодинамическое моделирование параметров состояния продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ на основе уравнений состояния плотной многокомпонентной смеси флюидов и конденсированного нанокремнезема	14
<u>Кудин А.М., Галимов Э.М.</u> Адиабатическая кавитация — ультракороткий процесс в сильнонеравновесных средах. Первые экспериментальные исследования	15
<u>Жерноклетов Д.М., Милявский В.В., Хищенко К.В., Чарахчьян А.А., Бородин Т.И., Вальяно Г.Е., Жук А.З.</u> Фазовые превращения в графитах ГМЗ, МПГ-7, MF-307 при ударно-волновом нагружении в стальных мишенях с коническими полостями	16
<u>Хорев И.Е., Горельский В.А., Азанова Я.В.</u> Моделирование синтеза неорганических материалов при ударно-волновом нагружении	16
<u>Петров Ю.В., Братов В.А., Исаков Л.М.</u> Критерий инкубационного времени для прогнозирования возникновения детонации газовых смесей	17
<u>Беспалов Е.В., Ефремов В.П., Жогин И.Л., Лукьянчиков Л.А., Мерзиевский Л.А., Пруэлл Э.Р., Тен К.А.</u> Использование СИ-излучения для исследования поведения пористых материалов при импульсном воздействии	17
<u>Туртиков В.И., Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В., Кац М.М., Марков Н.В., Смирнов Г.Н., Фертман А.Д., Шарков Б.Ю., Дудин С.В., Колесников С.А., Минцев В.Б., Уткин А.В., Фортвов В.Е.</u> Диагностика бестропотокающихся процессов пучком протонов от ускорителя ТВН-ИТЭФ	18
<u>Груздков А.А., Петров Ю.В., Ситникова Е.В.</u> Моделирование температурных эффектов при высокоскоростном нагружении металлов	18
<u>Хищенко К.В.</u> Уравнение состояния и фазовые превращения диоксида кремния при ударно-волновом нагружении	19
<u>Султанов В.Г., Ким В.В., Ломоносов И.В., Шутков А.В., Фортвов В.Е.</u> Численное моделирование результатов космического эксперимента DEEP IMPACT	19

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

<u>Фролов А.А.</u> Генерация терагерцевого излучения при отражении лазерного импульса от плотной плазмы	20
<u>Потапенко А.И., Гуков С.В., Шаховский В.В., Михайлова Л.И.</u> Поля излучений при воздействии на плоские преграды фотонами и электронами. Сравнение с расчетными и экспериментальными данными	20
<u>Ашхотов О.Г.</u> Зондирование поверхности металлов электронными и ионными пучками	20
<u>Шпатаковская Г.В.</u> Потенциалы ионизации и статистические суммы ионов в квазиклассической модели	21
<u>Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Агранат М.Б.</u> Исследование оптических свойств металлов при фемтосекундном лазерном нагреве	21
<u>Колесников С.А.</u> Применение метода протонной радиографии в исследованиях ударно-волновых и детонационных процессов	22
<u>Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Пикуз Т.А., Магунов А.С., Болдарев А.С., Гасилов В.А., Гасилов С.В.</u> Рентгеноспектральная диагностика фемтосекундной лазерной плазмы легких кластеров на этапе формирования однородного плазменного канала	23
<u>Кузнецов С.В.</u> Ускорение немоноэнергетического электронного сгустка, инжектируемого перед лазерным импульсом, генерирующим ускоряющую кильватерную волну	23
<u>Золотухина Т.Н., Кавагучи К., Иваки Т.</u> Характеристика движения теплового фронта в наноленте	24
<u>Потапенко А.И., Метёлкин С.Ю., Ульяновков Р.В., Грибанов В.М., Слободчиков С.С.</u> Конечно-элементное моделирование термомеханических процессов в материалах и конструкциях	24
<u>Кузнецов А.И., Богатов Н.А., Смирнов А.И., Степанов А.Н.</u> Транспортировка СВЧ сигналов по двухпроводной линии, образованной в воздухе лазерными филаментами	25
<u>Петровский В.П.</u> Физическое моделирование механического действия излучений мощного энерговыделения на элементы конструкций РКТ	25
<u>Калажиков З.Х., Дзакуреев М.А., Калажиков Х.Х., Петров В.В., Карамурзов Б.С.</u> Изучение газочувствительности пленок состава $\text{SiO}_2(\text{SnO}_x, \text{AgO}_y)$ методом измерения контактной разности потенциалов	25
<u>Калажиков Х.Х., Калажиков З.Х., Хоконов Х.Б.</u> Измерение работы выхода электрона чистых р-металлов при одновременном облучении поверхности мощным световым пучком видимого света	26
<u>Пикуз м.л. С.А., Фаенов А.Я., Магунов А.И., Гасилов С.В., Пикуз Т.А., Скобелев И.Ю.</u> Ускорение многозарядных ионов при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на газовые и твердотельные кластеры	26

СЕКЦИЯ 7. БИОФИЗИКА И БИОХИМИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ПРОЦЕССОВ

<u>Ракитянский М. М., Агранат М. Б.</u> Оптическая манипуляция биологическими микробиологическими объектами и их модификация с помощью сверхкоротких лазерных импульсов	27
---	----

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ	28
ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ	29

ХИМИЧЕСКИЙ ВКР ИК-УФ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гордон Е.Б.

ИПХФ РАН, Черноголовка

gordon@fcr.ac.ru

Мощный разветвленно-цепной взрыв способен привести в ряде случаев к выделению значительной доли химической энергии на колебательных степенях свободы молекул – продуктов химической реакции, при этом иногда с инверсной населенностью большинства уровней.

С другой стороны, мощное лазерное излучение способно в процессе вынужденного комбинационного антистоксова рассеяния суммировать колебательную энергию молекулы с энергией рассеивающегося на ней кванта электромагнитного излучения и в результате приводить к увеличению частоты самого лазерного излучения.

Идея настоящей работы состоит в использовании одновременно обоих эффектов, с тем, чтобы, используя многократно антистоксово ВКР преобразование на каскаде инверсно заселенных колебательных уровней молекул, достичь, за счет затраченной химической энергии, преобразования ИК-излучения мощного короткоимпульсного лазера в УФ лазерный свет.

В качестве химической реакции идеально подходит исследованная нами ранее цепная разветвленная реакция окисления сероуглерода, приводящая к образованию инверсно-заселенных колебательно-возбужденных молекул СО; средняя колебательная энергия на одну молекулу – более 2 эв. В качестве исходного лазера предлагается использовать неодимовый лазер на кристалле граната ($\lambda = 1,06$ мкм).

При стандартном подходе - учетверении частоты неодимового лазера методом генерации гармоник в нелинейном оптическом элементе - максимальный КПД преобразования составляет 0.1, в то время как в предлагаемом подходе максимальный КПД такого преобразования составляет 4 (дополнительная энергия берется из энергии химической реакции).

РЕКОМБИНАЦИЯ В МНОГОЗАРЯДНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Ланкин А.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

lankin@ihed.ras.ru

Работа посвящена изучению скорости рекомбинации в двухкомпонентной невырожденной неидеальной плазме. Неидеальная плазма является неудобным объектом для теории, так как сильное межчастичное взаимодействие затрудняет применение стандартных методов теоретической физики. При этом адекватный учет связанных состояний (возбужденных атомов) представляет собой одну из наиболее сложных проблем при описании неидеальной низкотемпературной плазмы.

Поскольку в этом случае область высоковозбужденных связанных состояний изолированного атома, срезаемых микрополем, занимает энергетический интервал порядка нескольких $e^2 n_i^{1/3}$, примыкающий снизу к пределу ионизации и в сильно неидеальной плазме в эту область попадают почти все возбужденные атомы, причём здесь уровни перекрываются в силу штарковского уширения, образуя квазинепрерывный спектр. В силу этого, оказывается естественным применить классический метод молекулярной динамики для изучения не только свободных, но и связанных состояний электронов и ионов в неидеальной плазме, т.е. рассматривая их совместно в рамках одного расчета[1,2].

В результате были выявлены ряд особенностей процесса рекомбинации в неидеальной плазме[2].

Первой такой особенностью является аномальный характер зависимости скорости рекомбинации от плотности плазмы. При этом для сильно неидеальной плазмы с степенью неидеальности порядка единицы в однозарядной плазме с увеличением плотности скорость рекомбинации начинает падать.

Вторая особенность связана с быстрым уменьшением с ростом заряда иона и степени неидеальности плазмы отношения скоростей рекомбинации для плазм с многозарядными и однозарядными ионами. Что ведёт к тому, что в сильнонеидеальной плазме, содержащей многозарядные ионы, скорость рекомбинации будет сильно подавляться, оказываясь на много порядков меньше, чем следует из экстраполяции в эту область соотношения для столкновительной рекомбинации в идеальной плазме. Такая ситуация наблюдается в частности в ультрахолодной плазме[3].

Третья особенность - сильное влияние на скорость рекомбинации характера расположения ионов в плазме. В частности, при умеренных степенях неидеальности порядка 0.1-1 наблюдается замедление рекомбинации для случая ионов, локализованных в узлах кристаллической решётки, что должно учитываться при расчёте характеристик плазмы, возникающей под воздействием лазерного излучения или ионов высоких энергий на твёрдое вещество, так как плавление кристаллической решётки в этих случаях происходит медленно.

1. Ланкин А.В. // В сб. Физика экстремальных состояний вещества - 2006 (Черноголовка: ИПХФ РАН). 2006. С. 222-225
2. Ланкин А.В. // В сб. Физика экстремальных состояний вещества - 2007 (Черноголовка: ИПХФ РАН). 2007. С. 283-286.
3. T.C. Killian, M.J. Lim, S.Kulin, R.Dumke, S.D. Bergeson, S.L. Rolston // Phys. Rev. Letters. 86. 2001. 3759 (2001)

МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК АТОМАРНЫМ КЛАСТЕРОМ В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Корнеев Ф.А.^{*1}, Попрузенко С.В.², Зарецкий Д.Ф.³

¹МИФИ, Москва, Россия, ²MPS, Katlenburg/Lindau, Germany, ³РНИИ КИ, Москва, Россия

*ph.korneev@mail.ru

Процессы генерации гармоник в атомах под действием интенсивного лазерного поля к настоящему времени хорошо изучены. В полуклассической модели в процессе генерации гармоник электрон ионизуется из родительского атома, распространяется в континууме, возвращается на родительский атом и рекомбинирует. При этом генерируются высокие гармоники лазерного излучения. Отличительной чертой этого процесса в атомах является существование в спектре гармоник области плато, которое простирается до величины в $3.17U_P$, где U_P – ponderomotive энергия электрона. Это предельное значение хорошо видно в экспериментах и следует из классических законов сохранения энергии и импульса для электрона в лазерном поле. Важным обстоятельством является также когерентность процесса генерации высоких гармоник в атомах, позволяющая получать достаточно интенсивное излучение гармоник.

Аналогичный эффект в атомарных кластерах, облучаемых короткими интенсивными лазерными импульсами, изучен весьма поверхностно. В то же время, кластерные среды отличаются от газовых большей поглощательной способностью, что приводит ко многим выразительным явлениям. К настоящему времени опубликовано всего три экспериментальных работы об излучении высоких гармоник кластерной средой [1,2,3], в которых, однако, были отмечены интересные отличия от генерации гармоник в газах, в частности, превышение порогового значения в $3.17U_P$. При этом физика генерации высоких гармоник в кластерах существенно богаче и разнообразнее, чем в газах.

При облучении достаточно интенсивными лазерными полями в кластере образуется наноплазма – горячая локализованная классическая плазма. Электроны в ней под действием лазерной волны в поле ионного остова совершают нелинейные колебания и излучают гармоники. Однако, вследствие наличия в системе большого числа нелинейных резонансов, движение различных электронов стохастично, так что излучение оказывается некогерентным [4]. В результате хорошо заметны только самые низкие гармоники, хорошо описываемые в гидродинамическом подходе [5].

Если лазерное поле достаточно сильно, чтобы электронный газ не мог удержаться зарядом ионной подсистемы, электроны совершают колебания с большой амплитудой вокруг ионного остова. В этом случае колебания близки к синфазным, однако величина эффекта спадает с увеличением амплитуды колебаний.

Более интересным представляется рассмотрение эффекта генерации гармоник кластером при умеренных интенсивностях лазерного поля, когда механизм генерации напоминает атомный. При этом, однако, отдельный электрон уже не обязан возвращаться в свой родительский ион, в результате чего возможно существенное уширение плато гармоник. В этом случае важным является выполнение условия когерентности для различных амплитуд; необходимым для последнего является рассмотрение переходов между общими начальным и конечным состояниями всех электронов системы, то есть их делокализация между несколькими атомами, составляющими кластер. При выполнении дополнительных условий возможно и когерентное сложение соответствующих разным классическим траекториям амплитуд переходов из одного в другой атомные центры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 06-02-16916-а), Президентской программы поддержки ведущих научных школ (№ НШ-320.2006.2) и гранта Министерства образования и науки РФ РНП 2.1.1972.

1. C. Vozzi, M. Nisoli, *et. al.* // Appl. Phys. Lett. 86, 111121 (2005)
2. Donnelly T.D., Ditmire T., Neuman K., Perry M.D., Falcone R.W. // Phys. Rev. Lett. 76 (14) P. 2472 (1996)
3. Tisch J.W.G., Ditmire T., *et. al.* // J. Phys. B 30 (20), L709-L714 (1997)
4. Bauer D., Popruzhenko S.V., *Private discussion*
5. Fomichev S.V., Popruzhenko S.V., Zaretsky D.F., Becker W. // J. Phys. B., 36 (2003), P.3817

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТОКОПРОВОДЯЩЕГО КАНАЛА В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ТЕПЛОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Кузнецова Л.В. , Ступицкий Е.Л.*

12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад

**larlotos@tsinet.ru*

Разработана физическая и расчетная модель взаимодействия потока излучения с тепловым планковским спектром ($T = 1$ эВ) с молекулами воздуха с учетом поглощения при прохождении излучения на большое расстояние (около 100 м). Представлены результаты подробного теоретического и численного анализа роли ступенчатого механизма фотоионизации в создании протяженного токопроводящего канала необходимой электронной концентрации (около 10^{11} см⁻³). Проанализирована возможность многофотонной ионизации молекул кислорода лазерными источниками различных длин волн и показано, что требуемые для этого плотности потока лазерного излучения сравнимы с пробойными. Доказана возможность создания протяженного токопроводящего канала в приземной атмосфере с помощью широкополосных дуговых излучателей с яркостной температурой порядка 1 эВ.

СТРУКТУРА ВЫСОТНЫХ РАЗРЯДОВ В АТМОСФЕРЕ

Богатов Н.А.

ИПФ РАН, Нижний Новгород

bogatov@appl.sci-nnov.ru

Доклад посвящен критическому анализу современных представлений о природе светящихся образований в верхней атмосфере – спрайтов, джетов, эльфов и гало - сопровождающих грозовую активность в тропосфере, и механизмах, определяющих наблюдаемые структуры и свойства этих образований. Исследования этих явлений активно ведутся последние 15 лет. Определенно установлено, что все они являются нестационарными разрядами разных типов, возбуждаемыми в атмосфере на разной высоте квазистатическим и электромагнитным полем, генерируемым в грозовых облаках. Изменение вида атмосферных разрядов с высотой следует общей тенденции разрядов в газах становиться более диффузными с уменьшением плотности газа и, напротив, более контрагированными при увеличении плотности газа. Формы диффузных высотных разрядов - эльфов и гало, - возникающих на высоте 70-90 км, хорошо соответствуют крупномасштабной структуре электрического поля и распределения нейтральных и заряженных частиц в атмосфере. Сложная же фрактальная структура спрайтов (высота 40-70 км) во многом определяется свойствами стримеров, из которых, по-видимому, состоят эти разряды. Физика стримеров недостаточно изучена даже в условиях нормального атмосферного давления, несмотря на широкое применение стримерных разрядов в технических приложениях. Экспериментальные исследования стримерного разряда при давлении < 0.1 атм отсутствуют вовсе. Экспериментальные трудности изучения стримеров при нормальной плотности атмосферы связаны с их малым (доли мм) поперечным размером. При уменьшении плотности газа размеры стримеров растут, и для исследования стримеров в широком диапазоне пониженных плотностей газа необходимо решать уже противоположную техническую задачу – увеличивать объем вакуумной камеры. В докладе представлен проект экспериментального исследования стримерного разряда в большой вакуумной камере (диаметр 3 м, длина 10 м), имеющейся в ИПФ РАН. В такой камере можно будет исследовать стримеры с поперечным размером до 1 м, приближающимся к размерам структур в нижней части спрайтов.

МЕТОДЫ КВАНТОВОЙ ДИНАМИКИ: СОВРЕМЕННЫЕ ПОДХОДЫ И ПРОБЛЕМЫ

Левашов П.Р. , Филинов В.С.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**pasha@ihed.ras.ru*

Классический метод молекулярной динамики успешно применяется на протяжении 50 лет, однако до настоящего времени не создан его аналог для случая квантовых частиц. Такой метод, который можно было бы назвать методом квантовой динамики, должен описывать эволюцию системы квантовых частиц и совпадать с классическим методом молекулярной динамики, если частицы можно считать материальными точками (при стремлении постоянной Планка к нулю).

В данной работе обсуждаются различные подходы к построению метода квантовой динамики: метод квантовой молекулярной динамики [1], метод молекулярной динамики с волновыми пакетами [2], молекулярная динамика с использованием интегралов по траекториям [3], молекулярная динамика со случайными скачками координаты и импульса [4], гауссова квантовая молекулярная динамика [5] и молекулярная динамика в томографическом представлении квантовой механики. Обсуждаются достоинства и недостатки вышеперечисленных методов; для подходов, развиваемых авторами, приведены решения тестовых задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке CRDF и Министерства образования и науки Российской Федерации, грант Y2-P-11-02.

1. Car R., Parrinello M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2471.
2. Heller E. J. // J. Chem. Phys. 1975. V. 62. P. 1544.
3. Tuckerman M. E., Berne B. J., Martyna G. J., Klein M. L. // J. Chem. Phys. 1993. V. 99. P. 2796.
4. Filinov V., Thomas P., Varga I., Meier T., Bonitz M., Fortov V., Koch S. W. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 165124.
5. Corney J. F., Drummond P. D. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 260401.

РАСПАД СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

Павленко А. Н.

ИТ СО РАН, Новосибирск

pavl@itp.nsc.ru

В докладе представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования динамики распада стекающих пленок жидкости при ступенчатом и периодическом импульсном законах тепловыделения. Схемы экспериментальной установки, рабочих участков и описание использованных методик представлены в [1]. Результаты проведенных экспериментальных исследований показывают, что в исследованном диапазоне изменения толщины пленок азота (от 5 до 300 мкм) параметры, характеризующие распад стекающей жидкости при ступенчатом тепловыделении (распределенность времени ожидания вскипания вдоль волновой пленки жидкости, скорости подвижных границ во фронтах вскипания и осушения, интенсивность выброса жидкости с теплоотдающей поверхности, параметры факела капель), сложным образом зависят 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 Phantom 7.0, позволяющей проводить съемку быстропротекающих процессов с частотой кадров до 150 тыс. кадр/сек, получены данные по скорости распространения фронтов испарения и характерным геометрическим параметрам возникающих структур. Показано, что при малых значениях плотности теплового потока в кризисных режимах в условиях ступенчатого наброса распад пленки жидкости происходит с возникновением метастабильных регулярных структур со струями жидкости и крупномасштабными несмоченными зонами между ними. 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. Из анализа опытных данных и результатов численного моделирования следует, что при расчете времен ожидания вскипания жидкости при импульсных набросах тепла в исследованном диапазоне изменения теплового потока необходимо учитывать влияние конвективной составляющей теплообмена и развитие интенсивного испарения со свободной поверхности волновой пленки. Расчеты, проведенные с учетом перемещения крупных волн на характерных временах процесса, показывают, что для неравномерно распределенной по толщине пленки вскипание жидкости при гомогенном зародышеобразовании начинается в первую очередь в гребнях волн. Показано влияние гетерогенных центров парообразования в режимах с периодическими импульсами тепловыделения на динамику развития переходных процессов. Полученные результаты важны для описания динамики распада метастабильных тонких пленок жидкости 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 № 05-08-18022-а) и Интеграционного проекта СО РАН совместно с УрО РАН (№ 2.5).

[1]. Павленко А.Н., Суртаев А.С., Мацех А.М. Переходные процессы в стекающих пленках жидкости при нестационарном тепловыделении // ТВТ, Т.46, № 4, 2007.

КИНЕТИКА РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ

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

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*povar@ihed.ras.ru

Исследование отклика вещества на пико- и фемтосекундные лазерные импульсы представляет фундаментальный и прикладной интерес. При этом экспериментальная диагностика часто дает только интегральные значения интересующих величин. Этим объясняется возрастающий интерес к численному моделированию, которое ведется в данном направлении в основном методами молекулярной динамики [1] и континуальной гидродинамики [2]. Первый подход позволяет описать процессы в веществе на уровне отдельных атомов, а динамика фазовых переходов, образование пор, конденсация и рост кластеров и прочие эффекты определяются потенциалом межатомного взаимодействия. Нормировка этого потенциала для описания конкретного вещества в широком диапазоне макроскопических параметров представляет, однако, весьма сложную задачу. Гидродинамический подход во многом опирается на уравнение состояния, которое строится на основе многочисленных экспериментальных данных и дает широкодиапазонную связь макроскопических параметров вещества. Однако неравновесные быстропротекающие процессы могут не описываться в рамках континуального подхода. Для преодоления этих трудностей делаются попытки построения и использования кинетических моделей. Возможно, что наилучшие результаты можно будет получить путем объединения этих двух методов.

Для описания процессов поглощения лазерной энергии и последующей релаксации вещества нами разработана двухтемпературная модель, объединяющая в себе несколько численных подходов [3]. В работе проведено моделирование взаимодействия одиночных лазерных импульсов с металлическими мишенями. Установлено, что картина процесса во многом определяется кинетикой распада метастабильного жидкого состояния [4]. Этот распад происходит вблизи критической точки ($0.9T_c \lesssim T \lesssim T_c$, где T_c — критическая температура на кривой испарения) посредством гомогенной нуклеации при разделении однородного состояния за пикосекундные времена на двухфазную смесь жидкость-пар. Механические разрушения при сильных растяжениях и отрицательных давлениях

наблюдаются вдали от критической точки ($T \lesssim 0.6T_c$). Результаты расчетов согласуются с данными лабораторных экспериментов для разных металлов (Au, Al и Cu).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 06-02-17464).

1. Ivanov D.S., Zhigilei L.V. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 064114.
2. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 235414.
3. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Appl. Surf. Sci. 2007. V. 253. P. 6343.
4. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

*Гавашели Д.Ш.¹, Карпенко С.В.*¹, Савиццев А.П.²*

¹ НИИ ПМА КБНЦ РАН, ² КБГУ, Нальчик

*sv_karpenko@mail.ru

Проблема определения температурной зависимости постоянной постоянной кулоновского взаимодействия (постоянная Маделунга) возникла в процессе изучения характеристик полиморфных превращений в ионных кристаллах.

По определению постоянная Маделунга определяется следующим образом

$$\alpha_\mu = R_0 \sum_{j,j \neq i} \frac{(\pm)q}{r_j}, \quad (1)$$

где R_0 -расстояние между ближайшими соседями; r_j -расстояние между ионом с номером j и ионом, выбранным за начало отсчета; q -заряд иона (для щелочно-галогидных кристаллов $|q|=1$). Знак «+» в выражении (1) берется для случая одноименных ионов, а «-» - для разноименных. Алгоритм расчета был следующий:

1. Выбирается исходный ион - положительный или отрицательный (мы выбирали отрицательный ион).
2. Задаются кристаллографические координаты окружения начального иона для заданного числа координационных сфер (напомним, что мы используем приближение семи координационных сфер).
3. Вычисляются расстояния от исходного (отрицательного) иона до каждого j -го иона в исследуемой области.
4. Производится суммирование величин с учетом знака: если j -й ион положительный, то величина $\frac{1}{r_j}$ входит в сумму со знаком «+»; если же данный ион отрицательный, то $\frac{1}{r_j}$ входит в сумму со знаком «-».
5. По формуле (2), зная R_0 , вычисляется значение постоянной Маделунга.

При моделировании колебаний решетки мы задавали амплитуды колебаний вдоль координатных осей при помощи генератора случайных чисел

$$\Delta x = RND\alpha(T), \Delta y = RND\alpha(T), \Delta z = RND\alpha(T), \quad (2)$$

где $\alpha(T)$ - среднеквадратичное смещение иона при температуре T . Пользуясь соотношением (3), можно вычислить новые координаты иона по формулам

$$x = x_0 + \Delta x, y = y_0 + \Delta y, z = z_0 + \Delta z, \quad (3)$$

где x_0, y_0, z_0 - координаты иона при температуре абсолютного нуля. Расчеты по описанной схеме повторялись многократно, а затем вычислялось среднее значение постоянной Маделунга, которое и принималось за значение α_μ при данной температуре. Затем проводился расчет для другого значения температуры - вплоть до температуры плавления кристалла.

Таким образом, было рассчитано, что температурный параметр кулоновского взаимодействия (аналог постоянной Маделунга) структуры типа NaCl уменьшается приблизительно на 33% при температуре порядка температуры плавления, тогда как для структуры типа CsCl это уменьшение составляет лишь 27%. Следовательно, кулоновская энергия ОЦК решетки с ростом температуры изменяется слабее, чем в случае ГЦК решетки и разница в значениях постоянной α_μ растет с увеличением температуры.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Карпенко С.В. , Копцева А.А.*

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

*sv_karpenko@mail.ru

В настоящее время большой интерес представляет исследование фазовых переходов в галогенидах щелочных металлов, которые являются простейшими представителями ионных кристаллов, а именно их компьютерное моделирование структуры данных соединений в различных условиях. В работе применялся метод молекулярной динамики. Подавляющее большинство теоретических работ посвящено изучению фазовых превращений при температуре абсолютного нуля. Если говорить об экспериментальных работах, то они малочисленны и затрагивают в основном область низких температур, так как при температурах, достаточно близких к температуре плавления кристалла, наблюдается ряд кинетических эффектов, затрудняющих регистрацию фазового превращения.

В работе построена модель фазового перехода в рамках метода молекулярной динамики, рассчитан температурный параметр кулоновского взаимодействия (аналог постоянной Маделунга). Проанализировано влияние температурных вкладов в термодинамический потенциал кристалла на характеристики реконструктивных фазовых переходов. Метод молекулярной динамики позволяет моделировать поведение многочастичной системы, используя уравнения движения частиц, причем позволяет получать как статистические, так и динамические характеристики.

Суть метода, состоит в численном решении уравнений движения . Для этого они аппроксимируются подходящей численной схемой, предназначенной для расчетов на ЭВМ.

Метод молекулярной динамики позволяет исследовать системы при температурах $T > 0$. Модель исследуемой системы представляет собой набор частиц, помещенных в основной куб с периодическими граничными условиями (ПГУ). Использование ПГУ означает, что основной куб вместе с его содержимым транслируется по трем осям координат, образуя бесконечную простую кубическую сверхрешетку (иногда применяются ячейки некубической формы). В методе молекулярной динамики на каждом шаге определяются силы, действующие на частицы, а затем все частицы одновременно смещаются в новое положение.

В нашей модели начальные положения частиц кристалла задаются в узлах ГЦК - или ОЦК - решетки, а скорости частиц - соответствующим распределением Максвелла для заданной температуры. Временной шаг $h = 10^{-14}$ с полное время эволюции системы $t = 10^{-8}$ с Результаты расчетов показывают, что температурный параметр кулоновского

взаимодействия $K_T(T)$ при температуре порядка температуры плавления меньше постоянной Маделунга структуры на 18% для кристаллов с решеткой типа NaCl и на 12% - для кристаллов с решеткой типа CsCl. При $T = 0$ К разница между постоянными Маделунга В1- и В2-структур составляет лишь около 1%; при разница между величинами K_T^{B1} и K_T^{B2} составляет около 7,5%.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для соединений со структурой решетки типа CsCl энергия кулоновского взаимодействия частиц с ростом температуры изменяется слабее, чем для соединений со структурой решетки типа NaCl. Тогда мы можем предсказать, что ионные кристаллы с решеткой В1-типа должны иметь температуру и теплоту плавления в среднем выше, чем кристаллы с решеткой В2-типа.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ КУБО-ГРИНВУДА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР

Мирзоев А.А. , Соболев Н.И, Воронцов А.Г.*

ЮУрГУ, Челябинск

**mirzoev@physics.susu.ac.ru*

С помощью формулы Кубо-Гринвуда рассчитана температурная зависимость электропроводности нескольких различных типов жидких металлов: цезия, рубидия, ртути, железа на основе метода ЛМТО-рекурсии. Модели атомной структуры жидких металлов, содержащие от 1000 до 4000 атомов были построены методом Шоммера на основе данных дифракционного эксперимента в широком интервале температур. Электронная структура и параметры взаимодействия рассчитывались методом ЛМТО для суперячейки из 30-50 атомов. Метод рекурсии использовался для реалистического расчета плотности электронных состояний (ПЭС) и коэффициента электропереноса расплавов. Для анализа природы перехода металл-неметалл особое внимание обращалось на поведение ПЭС вблизи уровня Ферми и параметра локализации электронов проводимости. Рассчитанные значения электропроводности всех металлов находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. Работа поддержана грантом РФФИ No 06-03-32690-а.

**ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО БОКОВОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ
ВОЛНЫ РАЗРУШЕНИЯ В СТЕКЛАХ**

*Савиных А.С.^{*1}, Канель Г.И.², Разоренов С.В.¹*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ОИВТ РАН, Москва

**savas@icp.ac.ru*

Эксперименты с ударными волнами позволяют изучать поведение и механические свойства даже высокотвердых материалов в широком диапазоне напряжений сжатия. Однако одномерные условия деформирования в плоских ударных волнах не дают возможности варьировать соотношение между компонентами напряжений. Между тем известно, что отклик хрупких материалов сильно чувствителен к напряженному состоянию. При увеличении бокового сжимающего напряжения подавляется осевое растрескивание в хрупких гомогенных материалах и тем самым смещается порог разрушения в направлении более высоких значений напряжений. В данной работе представлены результаты экспериментов с образцами стекол К8, К14 и плавленным кварцем, находящихся в свободном и предварительно напряженном состояниях. Контролируемое боковое сжимающее напряжение в диапазоне от 200 до 300 МПа в образцах создавалось методом горячей посадки. Ударно-волновое нагружение стеклянных образцов осуществлялось ударом алюминиевых пластин толщиной 2 мм, разогнанных до скоростей 1.25 км/с и 1.9 км/с, с помощью взрывных плоско-волновых генераторов ударных волн. С целью исследования влияния бокового сжимающего напряжения на распространение волн разрушения и на порог разрушения в тестируемых образцах создавались условия нагружения, при которых была бы возможна остановка волны разрушения. Для этого целью использовались экраны ПММА толщиной 8 мм, и входящий импульс имел треугольную форму с максимальной амплитудой не превышающей предел упругости стекла. Остановка сетки распространяющихся трещин происходила при достижении порога разрушения в волне разгрузки. Анализ волновых процессов осуществлялся путем обработки волновых профилей, регистрация которых с наносекундным разрешением проводилась с помощью лазерного Доплеровского измерителя скорости "VISAR".

Измеренные профили скорости свободной поверхности демонстрируют в случае присутствия бокового сжимающего напряжения более раннюю остановку волны разрушения, что связано с ростом величины порога разрушения. Однако проведенный анализ полученных экспериментальных данных показал, что стекла имеют более низкую чувствительность величины порога разрушения к изменению бокового сжимающего напряжения, чем это было предсказано критерием разрушения Гриффитса. Вероятно, отличие полученных результатов от критерия разрушения Гриффитса связано с необратимым уплотнением стекла под давлением.

**ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОМПАКТНЫХ УДАРНИКОВ С
МОНОЛИТНЫМИ И РАЗНЕСЕННЫМИ АНИЗОТРОПНЫМИ ПРЕГРАДАМИ**

Радченко П.А.^{}, Радченко А.В.*

ИФПМ СО РАН, Томск

**pavel@academ.tsc.ru*

Последнее время актуальным направлением является создание материалов с заданными свойствами. Современные технологии позволяют оптимизировать прочностные параметры конструкции для работы в определенных диапазонах внешних воздействий. Такая оптимизация может быть произведена либо благодаря сообщению структуры материала упорядоченности, либо благодаря армированию материала упрочняющими элементами.

К сожалению, несмотря на высокую активность исследований по созданию материалов с заданными свойствами, разработок, касающихся анизотропных материалов, крайне мало. Практически отсутствуют данные о поведении таких материалов при динамических нагрузках. Это относится как к экспериментальным исследованиям, так и к математическому и компьютерному моделированию.

В данной работе методами компьютерного моделирования исследуется процесс деформирования и развития разрушений в монолитных и разнесенных преградах при высокоскоростном взаимодействии.

Моделирование динамического взаимодействия проводится в трехмерной постановке методом конечных элементов. Для получения уравнений движений произвольного конечного элемента используется принцип возможных скоростей. Основываясь на данном подходе, можно получить общие уравнения движения для элементов сплошной среды. При разбитии тела используются тетраэдры в качестве симплексов, применяется равномерное распределение массы по узлам элемента.

Для реализации граничных условий скольжения используется следующий алгоритм расчета контактных границ. Проводится проверка на проникание граничных узлов одного тела через границу другого тела и устанавливается соответствие между узлами одного тела и граничными элементами другого, через которые эти узлы проникли. Для устранения перекрытия счетных областей выполняется корректировка значений векторов скоростей и положений граничных узлов. Если при расчете возникает ситуация, при которой невозможно определить граничный элемент поверхности для сноса проникшего узла, тогда данный алгоритм корректировки узла применяется для сноса на ближайшую точку граничной поверхности.

Для проверки адекватности модели и численной методики было проведено сравнение численных и экспериментальных результатов.

Исследован широкий диапазон скоростей взаимодействия от 750 до 3000 м/с. Результаты позволяют заключить, что алгоритмы данного компьютерного моделирования позволяют адекватно моделировать и оптимизировать свойства анизотропных материалов и конструкций из них для работы в определенном диапазоне внешних воздействий.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ №06-01-00081 И программы Президиума РАН №9.5.

АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ РАСТЯЖЕНИИ

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

ОИВТ РАН, Москва

**norman@ihed.ras.ru*

Рассматриваются подходы для атомистического моделирования процессов пластической деформации и разрушения твердых металлов в условиях, соответствующих интенсивным волнам разгрузки. Сформулированы основные требования к молекулярно-динамическому моделированию релаксации: (1) выбор размера системы, числа частиц и граничных условий в соответствии с характерными масштабами временных и пространственных корреляций рассматриваемых явлений, (2) методы диагностики. Приводятся результаты расчетов откольной прочности в рамках многомасштабной модели, связывающей молекулярно-динамические расчеты и кинетическое описание зарождения и роста повреждений.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИЧНОСТИ И РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДЫХ МЕТАЛЛОВ

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

ОИВТ РАН, Москва

**stegailov@ihed.ras.ru*

Приводятся результаты атомистического моделирования пластической деформации и разрушения твердых металлов при высокоскоростной деформации. Рассмотрены случаи одноосного и всестороннего растяжения, прохождения ударной волны сжатия и волны разгрузки. Исследованные модели включают монокристаллы, нанокристаллические структуры и структуры с наноразмерными включениями.

ЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ПРОБИВАНИЯ ОТ СКОРОСТИ УДАРА

Матвеев А.В., Ломоносов И.В.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**matveichev@fcp.ac.ru*

В работе [1] проведен статистический анализ экспериментов по пробиванию керамических мишеней металлическими ударниками в диапазоне скоростей 2 – 8 км/с и сделано заключение о существовании линейной зависимости скорости пробивания от скорости удара. Однако, как указывают авторы, у проведенного исследования существуют определенные ограничения по корректности сделанных выводов. В связи с использованием рентгеновской съемки для определения положения и размера ударника в мишени, разница их плотностей должна быть существенна для возможности разрешения данных параметров на фотографиях. При компьютерном моделировании данного процесса авторы использовали метод СТН [2] со «стандартным» уравнением состояния.

В данной работе проведено численное моделирование процесса пробивания тонким металлическим стержнем массивной металлической преграды методом конечно-размерных частиц в ячейке [3] с использованием широкодиапазонного многофазного уравнения состояния [4]. Помимо проверки наличия эффекта линейной зависимости скорости пробивания от скорости удара перед нами стояли следующие задачи: проведение моделирования для материалов со сравнимыми значениями плотностей, расширения диапазона скоростей пробивания, проверка влияния эффектов плавления и испарения на коэффициенты линейной зависимости.

Материалы и диапазоны скоростей, использованные при моделировании, приведены в таблице 1. Диапазоны скоростей были выбраны таким образом, что мишень и ударник находились в различных фазовых состояниях (твердое тело – твердое тело, твердое тело – жидкость, твердое тело – пар).

Материал ударника	Материал мишени	Диапазон скоростей, км/с
алюминий	алюминий	1 – 15
медь	алюминий	1 – 15
медь	медь	1 – 11.7
медь	вольфрам	1 – 12
свинец	алюминий	1 – 15
свинец	медь	1 – 11.5
свинец	свинец	1 – 7.8
свинец	вольфрам	1 – 11
вольфрам	вольфрам	1 – 14

Таблица 1. Материалы ударника и мишени, диапазоны скоростей ударника

По результатам моделирования была подтверждена линейная зависимость скорости пробивания от скорости удара в диапазоне скоростей 1 – 15 км/с, изменений в значениях коэффициентов линейной зависимости при фазовых переходах в материалах ударника и мишени не было обнаружено.

1. Orphal D.L., Anderson C.E. // Int. J. Impact Engng. 2006. V.33. P.546.
2. McGlaun J.M., Thompson S.L., Erick M.G. // Int. J. Impact Engng. 1990. V.10. P.351.
3. Fortov V.E., Kim V.V., Lomonosov I.V., Matveichev A.V., Ostik A.V. // Int. J. Impact Engng. 2006. V.33. P.244.
4. Fortov V.E., Lomonosov I.V. // Pure & Appl. Chem. 1997. V.89. №4. P.893

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД «ДИЭЛЕКТРИК- МЕТАЛЛ» В МАССИВНЫХ И НАНОРАЗМЕРНЫХ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Мамчуев М.О., Карпенко С.В.*

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

*sv_karpenko@mail.ru

Переход "диэлектрик - металл" под действием высокого давления в кристаллах имеет место, в основном, в результате усиливающегося взаимодействия между атомными валентными орбиталями, которое уширяет энергетические зоны и, в конечном итоге, предельно сужает энергетическую щель между валентной зоной и зоной проводимости. Различные авторы приводят значения давления металлизации ионных кристаллов $\rho_{мет}$ 0,04 - 0,07 ТПа. Переход диэлектрика в металлизированное состояние произойдет, когда кристалл будет сжат до такой степени, что сравняются термодинамические потенциалы обеих фаз

$$G_1(T, p) = G_2(T, p) \quad (1)$$

В данной работе для расчета давления всестороннего сжатия, при котором должна происходить "металлизация" диэлектрика, используется электронно - статистическая модель в формализме метода функционала плотности. При нулевом внешнем давлении стабильной является структура типа NaCl (B1), затем, при достижении точки полиморфного превращения, осуществляется фазовый переход к структуре типа CsCl (B2 - структура), в малой окрестности давления металлизации $\rho_{мет}$ термодинамические потенциалы диэлектрической и металлизированной фаз равны, при дальнейшем увеличении давления более стабильной становится металлизированная фаза. В выражение для термодинамического потенциала для наноразмерных ЩГК кристаллов необходимо добавить член, описывающий поверхностную энергию кристалла

$$G_{Bi} = G_{Bi}^V + G_{Bi}^S, \quad (2)$$

где G_{Bi}^V -объемная часть термодинамического потенциала, G_{Bi}^S -поверхностная часть термодинамического потенциала. Для расчета термодинамического потенциала металлической фазы используется (для объемной части) модель Гомбоша, удовлетворительно описывающая свойства щелочных металлов, а также модель "желе" (для расчета поверхностного вклада в потенциал). Для металлизированной фазы кристалла термодинамический потенциал запишется в виде

$$G_2 = G_{mv} + AN + 6d_m^2 \sigma_m N, \quad (3)$$

где G_{mv} -объемная часть термодинамического потенциала металлизированной фазы, A - потенциал сродства электрона к хлору, d_m - сторона куба кристалла в фазе, N - число пар ионов разного знака в исходном кристалле. Давление металлизации можно определить из условия

$$G_1 = G_2, \quad (4)$$

Минимизируя термодинамические потенциалы диэлектрической и металлизированной фаз и определяя межионные расстояния при данном внешнем давлении, в результате решения на ЭВМ уравнения (4) были определены давления "металлизации" для ряда щелочно - галогидных кристаллов. полученные результаты демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными и результатами расчетов других авторов.

ФУЛЛЕРИТЫ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Милявский В.В. , Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**vlvm@ihed.ras.ru*

Рассматриваются ударно-иницированные фазовые превращения фуллеритов C_{60} и C_{70} и их термодинамические свойства при высоких давлениях и температурах. Проводится обзор экспериментальных данных по ударно-волновому нагружению фуллеритов в ампулах сохранения различной геометрии, по измерению ударной сжимаемости и зависимостей электропроводности и скорости звука в ударно-сжатом материале от давления при однократном и ступенчатом (квазиизотропическом) ударно-волновом сжатии. Экспериментальные данные анализируются с привлечением результатов расчетов по полуэмпирическим уравнениям состояния фуллерита C_{60} , графита и алмаза. Обсуждаются особенности полимеризации фуллерита C_{60} при ударно-волновом нагружении. Проводится сравнительный анализ ударно-волнового синтеза алмаза из фуллеритов и графитов и демонстрируется эмпирическая взаимосвязь между микроструктурой аллотропных модификаций углерода и параметрами ударно-иницированных фазовых превращений. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ НАНОКОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ СМЕСЕЙ МЕТАЛЛ-ОКИСЛИТЕЛЬ

*Долгобородов А.Ю.*¹, Махов М.Н.¹, Стрелецкий А.Н.¹, Колбанев И.В.¹, Фортвов В.Е.²*

¹ИХФ РАН, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**aldol@chph.ras.ru*

Проведен поиск оптимальных методов повышения реакционной способности смесей окислитель - металлическое горючее, не образующих газов в конечных продуктах реакции. Наибольший эффект получен при использовании предварительной обработки смесей в механохимическом активаторе. Условия обработки компонентов в шаровой мельнице подбираются такими, чтобы происходило максимальное измельчение, перемешивание и активация компонентов при отсутствии реакции между ними. Получаемые материалы названы механоактивированными энергетическими композитами (МАЭК). МАЭК представляет собой высоко гомогенную систему, состоящую из механически связанных субмикронных и наноразмерных слоев металл-окислитель с высокой поверхностью контакта реагентов. Механоактивация смесей приводит к значительному увеличению скорости распространения химической реакции, недоступных для аналогичных составов, приготовленных в обычных условиях. Проведены исследования распространения химической реакции в МАЭК на основе смесей алюминия и магния с окислителями (фторопласт, оксиды молибдена, железа и меди) в режимах горения и детонации. При поджигании МАЭК наблюдается взрывное горение со скоростями несколько сотен метров в секунду. При инициировании реакции детонацией зарядов ВВ в МАЭК на основе смесей алюминия и магния с фторопластом получены стационарные детонационно-подобные режимы со скоростями более 1000 м/с. Проведены экспериментальные исследования устойчивости детонационно-подобных процессов в низкоплотных зарядах этих систем в зависимости от концентрации компонентов, диаметра заряда и дозы активации. Механизм распространения реакции в данных смесях имеет ярко выраженный гетерогенный характер, при котором продукты реакции в виде микроструй, исходящих из одного очага, инициируют реакцию в последующих очагах эстафетным путем. Скорость распространения процесса превышает скорость звука в исходной среде. В стационарной области скорость зависит, прежде всего, от степени однородности смеси и эффективной поверхности контакта реагентов. Результаты проведенных исследований показали существенное повышение реакционной способности механоактивированных смесей и значительное увеличение скоростей горения в таких системах. В ряде случаев удается получить сверхзвуковой детонационный режим, что ранее было недоступно для смесей, образующих твердые конечные продукты. Высокие скорости энерговыделения открывают новые возможности применения металл-термитных составов в таких областях как: экологически безопасные воспламенители и детонаторы, ракетные топлива, осветительные устройства, термальные батареи и др. Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-09 «Исследование вещества в экстремальных условиях» (подпрограмма «Теплофизика экстремального состояния вещества») и РФФИ (грант №06-03-32553).

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНОЙ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ ФЛЮИДОВ И КОНДЕНСИРОВАННОГО НАНОУГЛЕРОДА

Губин С.А. , Викторов С.Б., Шаргатов В.А., Богданова Ю.А.*

МИФИ, Москва

**gubin_sa@mail.ru*

При решении практических задач в физике взрыва часто возникает необходимость в расчете состава и термодинамических параметров продуктов детонации (ПД) конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) различного элементного состава, которые представляют собой смесь газообразных продуктов химических реакций при сверхкритических условиях (флюидов) и частиц наноуглерода.

Термодинамические расчеты детонации, позволяют рассчитывать детонационные характеристики на базе основных физико-химических свойств ВВ: элементного состава, энтальпии образования и плотности заряда. В ходе расчета определяются не только скорость детонации, как в некоторых существующих методиках, но и все термодинамические параметры, а также химический состав ПД, что является полезным для практических целей и важным

для более глубокого и детального понимания картины изучаемого процесса. В случае применения надежных физически обоснованных моделей уравнений состояния (УРС) газообразных и конденсированных ПД в сочетании с математически корректным способом вычисления равновесного состава продуктов, термодинамические расчеты дают возможность определять параметры детонации с высокой точностью [1], обеспечивая хорошее согласие с экспериментальными данными.

Для осуществления термодинамических расчетов необходимо знание УРС фаз газообразных и конденсированных ПД, определяющих вид термодинамических потенциалов, минимизируемых для нахождения равновесного состояния системы.

Для плотных газов использовалось УРС плотных флюидов, полученное на базе современного аппарата термодинамических теорий возмущения и потенциала межмолекулярных взаимодействий ехр-6, реалистичность которых в области давлений и температур, типичных для взрыва конденсированных веществ, можно считать доказанной. Используемый модифицированный вариант теории возмущения обеспечивает хорошее согласие рассчитанных избыточных значений энергии Гельмгольца, внутренней энергии и давления с соответствующими результатами прямого компьютерного моделирования методами Монте-Карло и молекулярной динамики вплоть до высоких плотностей флюида.

Для описания смеси флюидов применялась улучшенная модель Ван-дер-Ваальса, позволяющая найти эффективный однокомпонентный потенциал взаимодействия молекул ПД, соответствующий рассматриваемой реальной многокомпонентной системе. Для описания свойств конденсированного нанокристаллического углерода, образующегося в ПД разработана термодинамически согласованная многофазная модель нанодисперсного углерода, включающая в себя УРС для твердых и жидких наночастиц графита и алмаза. Предложена фазовая диаграмма нанодисперсного углерода.

С помощью термодинамического кода TDS [1] на основе полученных УРС выполнены термодинамические расчеты детонации недавно синтезированных ВВ элементного состава и смесевых композиций на их основе. Рассчитаны детонационные характеристики (скорость детонации, давление, температура, химический состав ПД и др.), и относительные метательные способности. Расчеты показывают, что исследованные ВВ и смесевые составы обладают высокими параметрами детонации и повышенными величинами относительной метательной способности.

Получено хорошее совпадение рассчитанных параметров детонации конденсированных ВВ элементного состава CHNO с экспериментальными данными.

1. Victorov S.B., Gubin S.A., Maklashova I.V., Revyakin I.I. // In: Energetic Materials, Ignition, Combustion and Detonation. 32nd Int. Annual Conf. of ICT, Karlsruhe, Germany, 2001, P. 69/1.

АДИАБАТИЧЕСКАЯ КАВИТАЦИЯ – УЛЬТРАКОРОТКИЙ ПРОЦЕСС В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Кудин А.М. , Галимов Э.М.*

ГЕОХИ РАН, Москва

**akudin39@yahoo.com*

Впервые в экспериментальных условиях удалось реализовать процесс адиабатического (симметричного) коллапса пузырьков при кавитации и получить экспериментально обоснованные оценки термодинамических параметров внутри пузырьков. Согласно общепринятой модели адиабатического схлопывания пузырька – это практически мгновенное симметричное сжатие упругой сферы до величины конечного сферического объема, на много порядков меньшей начальной. Для экспериментального исследования адиабатической кавитации было предложено использовать ударную волну в пространстве коллапса пузырьков, – мощное внешнее воздействие на них, характерное время которого существенно (на несколько порядков) меньше времени развития гидродинамической неустойчивости их поверхности при несимметричном коллапсе. Создана уникальная экспериментальная установка, в которой в результате адиабатического схлопывания кавитирующих пузырьков в бензоле получены твердые кристаллические новообразования сферической формы, свидетельствующие о симметричном коллапсе кавитирующих пузырьков. Характерный объем новообразований представляет собой конечный объем кавитационного пузырька после его адиабатического сжатия. Он отличается от объема кавитирующих пузырьков на пять-шесть порядков, что соответствует оценкам этих параметров для процесса адиабатического коллапса пузырька. Исследование природы новообразований, проводилось методами ИК-спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света, а также при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEM-100СХ. Показано, что новообразования представляют собой агрегаты кристаллических структур нанометрового размера. Часть агрегатов содержит алмазную фазу.

Наличие в новообразованиях нанокристаллов алмаза свидетельствует о том, что внутри пузырьков: 1 – происходят неравновесные химические процессы; 2 – термодинамические условия обеспечивают самоорганизацию алмазного вещества. Общеизвестно, что равновесный синтез алмаза происходит при давлении порядка десятков килобар и температуре порядка тысячи градусов, неравновесные процессы идут при более жестких условиях. Поэтому параметры равновесного синтеза алмаза можно считать нижней оценкой значений термодинамических условий внутри пузырей при их симметричном коллапсе.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ГРАФИТАХ ГМЗ, МПГ-7, МФ-307 ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ В СТАЛЬНЫХ МИШЕНЯХ С КОНИЧЕСКИМИ ПОЛОСТЯМИ

Жерноклетов Д.М.¹, Милявский В.В.*¹, Хищенко К.В.¹, Чарахчян А.А.², Бородина Т.И.¹, Вальяно Г.Е.¹, Жук А.З.³

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

*vlvm@ihed.ras.ru

Проведено экспериментальное исследование фазовых превращений графитов с различной плотностью и микроструктурой при ударно-волновом нагружении в стальных мишенях с коническими полостями. Согласно результатам численных расчетов, за счет кумуляции ударных волн в конической мишени в экспериментах достигались давления свыше 2 Мбар, что значительно превосходит давления, которые можно получить в ампулах сохранения плоской геометрии при аналогичных параметрах нагружения.

В качестве исходного материала для исследований использовался графит трех различных модификаций: ГМЗ ($\rho = 1.70 \text{ г/см}^3$), МПГ-7 ($\rho = 1.91 \text{ г/см}^3$) и МФ-307 ($\rho = 2.01 \text{ г/см}^3$). Из исходных образцов вытачивались конусы с диаметром при основании 15.346 мм и углом при вершине 75° . Конусы помещались в сборки сохранения. Сборки нагружались плоским ударом алюминиевых пластин толщиной 5 мм и диаметром 90 мм, разогнанных продуктами детонации взрывчатого вещества до скорости 3.35 км/с. После ударно-волнового нагружения, плотность всех сохраненных образцов оказалась примерно одинаковой и составляла $2.1 \pm 0.1 \text{ г/см}^3$. Сохраненный материал разрезался на слои перпендикулярно оси конуса. Из каждого слоя материала изготавливалась порошковая проба, которая исследовалась методами рентгенофазового анализа. По результатам микроструктурных исследований оценивалась максимальная степень превращения графита в алмаз, имевшая место во время нагружения. Экспериментальные данные сравнивались с результатами двумерного численного моделирования [1, 2]. Параметры использованной при моделировании кинетической модели Ps (давление начала фазового перехода) и τ (постоянная времени, связанная со скоростью фазового превращения), обеспечивающие наилучшее согласие результатов численного моделирования с экспериментом, приведены в таблице в сопоставлении с размером областей когерентного рассеяния (размером "кристаллитов") вдоль кристаллографических осей «а», «с» L_a и L_c , а также средним параметром трехмерной упорядоченности решетки p_3 (значение $p_3=1$ соответствует "идеальному" монокристаллу) исходных графитов.

Тип графита	ρ , г/см ³	L_a , нм	L_c	p_3	Ps, ГПа	τ , мкс
ГМЗ	1.70 ± 0.01	40	21	0.66	20	1,3
МПГ-7	1.91 ± 0.03	26	11	0.48	28	1,1
МФ-307	2.01 ± 0.01	16	27	0.36	35	0,4

Как следует из таблицы, с ростом степени совершенства кристаллической структуры графита давление начала фазового превращения Ps падает, а постоянная времени τ , связанная со скоростью фазового превращения, возрастает.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

1. Чарахчян А.А., Хищенко К.В., Милявский В.В. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 8. С. 15.
2. Милявский В.В., Фортов В.Е., Фролова А.А. и др. // ЖВММФ. 2006. Т. 46. № 5. С. 913.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Хорев И.Е.*, Горельский В.А., Азанова Я.В.

ТУСУР, Томск

*khorev@main.tusur.ru

Математическое моделирование особенностей протекания химических превращений различных материалов при ударно-волновом нагружении (взрыв, высокоскоростной удар) представляет собой важную научную и практическую задачу, в связи с разработкой принципиально новых технологий получения материалов с заранее запрограммированными свойствами. Для исследования реакций синтеза неорганических соединений при ударно-волновом воздействии на смесь исходных компонентов широко используются различные типы ампул сохранения. Оптимизация режимов компактирования и синтеза вещества в цилиндрических ампулах сохранения представляет собой отдельную задачу. При этом большое значение приобретает математическое и компьютерное моделирование исследуемых процессов с элементами визуализации развития во времени и пространстве химических превращений, которое позволяет более детально интерпретировать результаты экспериментов и исследовать поведение реагирующих компонентов при таких интенсивностях ударно-волнового воздействия, которые пока недоступны для прямого исследования экспериментальными методами [1]. Численное описание динамики сжатия химически реагирующих материалов ударниками выполнялось методом конечных элементов. Система уравнений, описывающая нестационарные адиабатические пространственные движения химически активной сплошной среды с учетом зарождения и накопления микроповреждений и влияния температурных эффектов, состоит из уравнений неразрывности, движения, энергии, изменения удельного объема пор и кинетического уравнения развития химических превращений. Для численного моделирования разрушения материала при высокоскоростном соударении применялась кинетическая модель разрушения активного типа, определяющая рост микроповреждений, которые непрерывно изменяют свойства материала, вызывая релаксацию напряжений. Выполнены теоретические исследования поведения химически активных смесей в условиях ударно-волнового нагружения и проведено компьютерное моделирование инициирования и развития химических реакций синтеза в реагентах при высокоскоростном ударе. Расчеты свидетельствуют, что инициирование реакции синтеза при начальной скорости удара 1000 м/с и выше происходит вследствие выполнения критерия по давлению. В пространственной постановке проведены теоретические исследования поведения систем *Ti-C*, *Ti-B*, *Ti-Si* и *Ni-Al* в плоских и цилиндрических ампулах сохранения. Описаны эффекты, связанные с неоднородностью задачи, плавлением и развитием химических превращений, которые ранее не могли быть

учтены в рамках аналитических и численных одномерных расчетов. В трехмерной постановке исследованы особенности развития химических реакций и компактирования в порошковых смесях $Ti-C$ и $Ti-B$ различной начальной пористости в условиях несимметричного высокоскоростного взаимодействия цилиндрического ударника с преградой. Показана многостадийность процесса, который включает вначале компактирование пористой среды, а затем инициирование и развитие химических реакций синтеза в реагентах сначала вблизи поверхности контакта, а затем вблизи тыльной части активного вкладыша.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 06-01-96920).

1. Горельский В.А., Ким В.В. Расчет поведения $Ti-B$ и $Ti-C$ систем в условиях трехмерного удара // Химическая физика процессов горения и взрыва. XII Симпозиум по горению и взрыву. Часть II. 11-15 сентября 2000, Институт проблем химической физики РАН. Черноголовка. Россия, 2000, с. 192-193.

КРИТЕРИЙ ИНКУБАЦИОННОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

*Петров Ю.В.¹, Братов В.А.^{*2}, Исаков Л.М.³*

¹ИПСИМ РАН, Уфа, ²ИПМАШ РАН, Санкт-Петербург, ³СПбГПУ, Санкт-Петербург

**afon07@bratov.com*

Построение критических условий инициирования детонации является одним из основных моментов при теоретическом описании процессов импульсной детонации и перехода от быстрого горения (дефлаграции) к детонации. Известные оценки предельных условий возникновения детонации (см., напр., [1]) не в состоянии предложить критерий возникновения детонации, применимый для импульсов подвода энергии произвольной длительности и временной формы.

В докладе будет представлен новый энергетический критерий инициирования детонации газовых сред. Используемый подход основан на понятии инкубационного времени процесса детонации. Будет показано, что его применение позволяет достаточно точно описывать известные эксперименты по инициированию детонации электрическими разрядами (напр., [2]). Применение данного критерия позволяет предсказывать критические условия возникновения детонационных процессов в различных средах на основе измеряемых параметров, являющихся свойствами детонирующей среды. Одной из областей, для которых предложена возможность корректного описания условий возникновения детонационного процесса представляет особый интерес, является разработка импульсных детонационных двигателей.

1. Левин В.А., Журавская Т.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф., (2004), Расчет инициирования газовой детонации электрическим разрядом // Химическая физика, 23(9), 52
2. Knystautas, R., Lee, J.H., (1976), On the Effective Energy for Direct Initiation of Gaseous Detonations // Combust. Flame. 27, 221-228

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИ-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

*Беспалов Е.В.^{*1}, Ефремов В.П.¹, Жогин И.Л.², Лукьянчиков Л.А.³, Мерзиевский Л.А.³, Пруэлл Э.Р.³, Тен К.А.³*

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

**bev@ihed.ras.ru*

Пористые материалы находят широкое применение в конструкциях несущих высокие энергетические и силовые нагрузки. Перспективным пористым материалом является аэрогель на основе двуокиси кремния SiO_2 .

В данной работе для исследования поведения SiO_2 аэрогеля при ударно-волновом нагружении используются возможности синхротронного излучения (СИ). Применимость СИ для исследования взрывных и ударно-волновых процессов детально описана в [1-3].

Ударная волна в цилиндрических образцах аэрогеля диаметром и длиной, лежащих в интервале 10-20 мм возбуждалась ударом плоской пластины, ускоряемой продуктами детонации ВВ через воздушный зазор. Непосредственное измерение с помощью проходящего излучения СИ показало, что пластинка оставалась практически плоской за всё время регистрации. Для разгона ударника был разработан компактный взрывной генератор.

Диаметры цилиндрических ударников были 18-20 мм. Скорости, приобретаемые ударником в зависимости от его толщины и материала лежали в интервале 300-2200 м/с. Для измерения параметров ударно-сжатого аэрогеля использовался пучок СИ. Сборка из исследуемого образца и нагружающего устройства располагалась горизонтально вдоль плоскости сформированного пучка СИ, имевшего высоту 0,4 мм и ширину 18 мм. Ударная волна в аэрогеле находилась в зоне пучка СИ в течении 3 – 4 мкс. За это время удавалось сделать 6 - 8 мгновенных (с экспозицией 1 нс) снимков распределения проходящего и рассеянного на малые углы излучения вдоль оси образца. Время между кадрами составляло 1000 нс. Регистрация излучения велась детектором DIMEX [2], который располагался также вдоль оси сборки. Изменение интенсивности проходящего через образец пучка дает информацию о распределении плотности в области измерения, а интенсивность части пучка, отклоняющейся на малые углы (малоугловое рентгеновское рассеяние, МУРР), дает возможность вычислить размеры и количество структурных элементов аэрогеля (подробнее см. [1-3]).

В одном опыте измеряются скорость ударной волны в мишени, массовая скорость за её фронтом, которая равна текущей скорости ударника и первоначальная скорость ударника. Полученные данные позволяют надежно построить точку на ударной адиабате мишени из аэрогеля. Построенная для различных скоростей и материалов ударника P-U диаграмма аэрогеля приведена на рис.1

В работах [4-6] построены ударные адиабаты аэрогелей различной начальной плотности. Настоящая работа продолжает метод, предложенный в [7] и восполняет пробел информации в области небольших скоростей нагружения мишеней из аэрогеля.

1. К.А.Тен и др. // ФГВ, 2001, т.37, № 5, с.104 – 113.

2. Л.А.Мержиевский, К.А.Тен и др. // ФГВ, 2003, т.39, № 2, с. 137-139.
3. Л.А.Мержиевский, К.А.Тен и др. // Вопросы атомной науки и техники, сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, в. 2(63), с. 383 – 391.
4. V.E.Fortov, A.S.Filimonov, V.K.Gryaznov, D.N.Nikolaev, V.Ya.Ternovoi. //Modern Physics Letters A, 2003, v. 18, No. 26, p. 1835 – 1840.
5. V.C.Vildanov, M.M.Gorshkov, V.M.Slobodenjukov, E.H.Rushkovan. // Shock compr. of Cond. Matt., 1995, p. 121 – 124.
6. M.V.Zhernokletov, V.E.Fortov a.o. // Shock compr. of Cond. Matt., 2001, p. 763 – 766.
7. Ефремов В.П., Тен К.А., Мержиевский Л.А. и др. // Труды межд. конф. «VII Харитоновские тематические научные чтения». г. Саров. 14-18 марта 2005, С. 665-669.

ДИАГНОСТИКА БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ ПУЧКОМ ПРОТОНОВ ОТ УСКОРИТЕЛЯ ТВН-ИТЭФ.

*Туртиков В.И.^{*1}, Голубев А.А.¹, Демидов В.С.¹, Демидова Е.В.¹, Кац М.М.¹, Марков Н.В.¹, Смирнов Г.Н.¹, Фертман А.Д.¹, Шарков Б.Ю.¹, Дудин С.В.², Колесников С.А.², Минцев В.Б.², Уткин А.В.², Фортвов В.Е.²*

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

*Vladimir.Turtikov@itep.ru

Метод радиографической диагностики основанной на использовании протонного пучка предоставляет уникальную возможность получения прямой информации о важных материальных характеристиках плотных оптически непрозрачных объектов в динамических условиях.

Первые эксперименты по протонной радиографии с использованием системы построения изображения на основе магнитных квадрупольных линз в России были проведены в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) на ускорительно-накопительном комплексе ТВН-ИТЭФ на пучке протонов с энергией 800 МэВ. Банчевая структура пучка ускорителя позволяет проводить диагностику объекта в четыре момента времени с интервалом 250 нс и обеспечивает исследование процессов, происходящих со скоростями до 20 км/с. Достигнутое в экспериментах разрешение установки по резкой границе плотности объекта 30 г/см² не хуже 500 мкм. Экспериментально доказана возможность получения уникальных данных по исследованию распространения детонационных и ударных волн в различных средах. Создана и откалибрована на эксперименте программа моделирования на основе программного пакета GEANT.

В настоящее время в ИТЭФ ведутся работы по модернизации системы магнитной оптики с целью улучшения пространственного разрешения установки. Разрабатывается система магнитной оптики обеспечивающей увеличение протонного изображения объекта - "протонный микроскоп". Целью работы является создание установки для исследования эволюции плотности в ударных и детонационных волнах во взрывчатых веществах (ВВ).

Осуществляется подготовка к проведению динамических экспериментов по регистрации структуры детонационной волны в прессованном ТНТ (тринитротолуол) и другие ВВ. Разработана специальная герметичная взрывная камера. Проведены статические радиографические эксперименты с имитатором детонирующего заряда ВВ; получены изображения имитатора с временным разрешением до 10 нс.

Работа поддерживается грантом РФФИ 07-02-01396-а, контрактом РОСАТОМ Н.4д.47.19.07.602 и программой Президиума РАН "Исследование вещества в экстремальных условиях".

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ

*Груздков А.А.^{*1}, Петров Ю.В.², Ситникова Е.В.¹*

¹СПбГУ, ²ИПМАШ РАН, Санкт-Петербург

*gruzdkov@mail.ru

При проведении испытаний в условия кратковременного нагружения большой интенсивности наблюдается значительное отличие прочностных характеристик материалов по сравнению с данными квазистатических испытаний. Кроме того, обнаруживаются эффекты, принципиально не описываемые классическими моделями. В критериях текучести и разрушения, основанных на понятии инкубационного времени, поведение материала описывается ограниченным набором констант. Так, переход материала в пластическое состояние описывается статическим пределом текучести, инкубационным временем и безразмерным параметром, описывающим степень влияния истории нагружения.

Было рассмотрено влияние температуры испытаний на характеристики динамической текучести для различных металлов. Для изученных материалов повышение температуры приводит к снижению статического порога текучести и экспоненциальному уменьшению инкубационного времени, что может быть объяснено на основе теории дислокаций. Для всех материалов отмечается увеличение зависимости от истории нагружения при повышении температуры. Это означает сдвиг диапазона проявления динамических эффектов в область более высоких скоростей нагружения и качественное изменение характера скоростной зависимости. Для всех материалов удается получить хорошее соответствие с экспериментальными данными в широком диапазоне температур и скоростей нагружения.

Экстраполяция полученных зависимостей в область сверхвысоких скоростей нагружения предсказывает возможность появления температурных аномалий — повышения предела текучести с ростом температуры, наличия наряду с явлением хладноломкости (охрупчивания при низких температурах) охрупчивания при повышении температуры. В работах последних лет для ряда материалов (чистый титан, монокристаллы алюминия, сплавы на основе никеля) наличие этих эффектов нашло экспериментальное подтверждение.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Хищенко К.В.

ОИВТ РАН, Москва

konst@ihed.ras.ru

Диоксид кремния (кремнезем) SiO_2 является основной составной частью мантии Земли [1]. Это обстоятельство, а также наличие высокоплотных модификаций соединения (коэзит, стишовит) [2, 3], обуславливает особый интерес к исследованию кремнезема при высоких давлениях и температурах.

В настоящей работе проводится описание термодинамических свойств диоксида кремния в широком диапазоне фазовой диаграммы с помощью полуэмпирического подхода, в котором общий вид функциональных соотношений отдельных слагаемых термодинамического потенциала устанавливается согласно теоретическим представлениям, а данные экспериментов определяют численные значения свободных коэффициентов в этих соотношениях.

Развита модель уравнения состояния вещества с учетом полиморфных фазовых превращений, плавления и испарения. Проведены расчеты термодинамических характеристик трех кристаллических модификаций (кварц, коэзит, стишовит) и жидкой фазы кремнезема в широком диапазоне давлений и температур. Выполнено сопоставление расчетных результатов с имеющимися ударно-волновыми данными. Полученное многофазное уравнение состояния диоксида кремния может быть эффективно использовано в численном моделировании процессов в конденсированных средах при интенсивных импульсных воздействиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №06-02-17464).

1. Ahrens T.J., Anderson D.L., Ringwood A.E. // *Rev. Geophys.* 1969. V.7. P.667.
2. Coes L.J. // *Science.* 1953. V.118. P.131.
3. Стишов С.М., Попова С.В. // *Геохимия.* 1961. №10. С.837.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА DEEP IMPACT

*Султанов В.Г.*¹, Ким В.В.¹, Ломоносов И.В.¹, Шутов А.В.¹, Фортвов В.Е.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИВТ РАН, Москва

**sultan@ficp.ac.ru*

В настоящей работе на основе ряда модельных расчетов процесса столкновения предпринимается попытка объяснить полученные в эксперименте Deep Impact [1] результаты с точки зрения численного моделирования.

Для анализа результатов столкновения была проведена серия численных расчетов для различных материалов (лед, песок), предположительно [2] составляющих поверхностный слой кометы в момент удара. Угол удара брался равным 30 градусам к горизонту. Все расчеты проводились в трехмерной постановке, ударник представлял собой медный шаровой сектор, диаметром 1 м. и весом 370 кг.

Моделирование косоугольного столкновения ударника с поверхностью, представляющей собой твердый либо пористый лед не выявило существенных различий от результатов, полученных в [3].

Моделирование косоугольного столкновения с песком со 100% содержанием воды (плотный песок) показало следующие результаты, - ударник практически не заглубляется в поверхность, более того медь в этом случае плавится и выбрасывается из кратера, происходит рикошет. Удар по поверхности, состоящей из того же песка, но плотностью 0.6 г/см^3 , показал образование вытянутого вдоль направления удара кратера, длиной около 11 м. и глубиной порядка 6 м, шириной порядка 4 м.

Анализ результатов расчетов приведенных выше, позволяют сделать выводы о наличии достаточно большого числа летучих соединений в приповерхностном слое кометы. Предположение, что поверхность состоит полностью из льда, тоже не находит подтверждения по характеру и объему выброса.

1. <http://deepimpact.jpl.nasa.gov/home/index.html>
2. M.F. A'Hearn et al, Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1 // *Science*, v.310, pp. 258-264
3. В.А. Klumov et al, Deep Impact experiment: possible observable effects // *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 2005, V. 175, № 7, p. 733

**ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО
ИМПУЛЬСА ОТ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ**

Фролов А.А.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

frolov@ihed.ras.ru

Рассмотрено возбуждение низкочастотных (терагерцевых) электромагнитных волновых полей в вакууме при падении короткого лазерного импульса на границу сверхкритической плазмы. В процессе отражения лазерного импульса на границе плазмы индуцируется вихревой электрический ток, который вызывает генерацию импульса терагерцевого излучения. Исследованы спектральные, угловые, энергетические и пространственно-временные характеристики низкочастотного излучения. Показано, что острософокусированный лазерный импульс излучает энергию главным образом в поперечном направлении относительно нормали к границе плазмы и в спектре его излучения присутствует широкий максимум на частоте близкой к обратной длительности импульса. Увеличение размера фокального пятна приводит к сдвигу спектральной линии в сторону низких частот, а диаграмма направленности излучения смещается в область меньших углов. Широкий лазерный импульс, поперечный размер которого значительно превышает его длину, излучает низкочастотную энергию почти по нормали к границе плазмы. Показано, что длительность импульса терагерцевого излучения определяется временем взаимодействия лазерного импульса с границей плазмы и сравнима с длительностью самого импульса. Вычислена полная энергия терагерцевого излучения, а также коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в низкочастотную энергию. Показано, что при взаимодействии фемтосекундного тераваттного лазерного импульса с пористыми мишенями мощность терагерцевого излучения может достигать десятков мегаватт.

**ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПЛОСКИЕ ПРЕГРАДЫ ФОТОНАМИ И
ЭЛЕКТРОНАМИ. СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТНЫМИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ
ДАНЫМИ**

Потапенко А.И.^{*1}, Гуков С.В.², Шаховский В.В.¹, Михайлова Л.И.¹

¹ *ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад, ²ВНИИА, Москва*

**a.potapenko@mail.ru*

Проведено сравнение выходов электронов вперед и назад, распределения токов, зарядов и поглощенной энергии для пластин различной толщины, облучаемых нормально падающим мононаправленным пучком электронов с энергией от 20 кэВ до 1 МэВ, с имеющимися экспериментальными [1] и расчетными [2, 3] данными. Для расчетов использовались программы РОЗ-6.5 и MCNP4c. При низкоэнергетическом воздействии для корректного описания выходов электронов из пластин в программе РОЗ-6.5 достаточно использования не высокого приближения индикатрисы рассеяния и стандартной гауссовой квадратуры с использованием VFP-direct опции на грубых пространственных сетках как для легких, так и тяжелых пластин.

Аналогичные расчеты выполнены для пластин, облучаемых пучками фотонов с энергией от 20 кэВ до 6 МэВ. Для сравнения использовались результаты расчета, полученные посредством пакета CEPXS/ONELD [2] и программы TIGERP-2.0 [4], а также экспериментальные данные [5]. В случае толстых пластин, точности расчета на грубой сетке становится недостаточно. Для этих целей следует использовать нодальные схемы высокого порядка точности либо в несколько раз увеличить пространственную сетку.

В целом сравнение результатов расчетов, выполненных с использованием различных библиотек по программам РОЗ-6.5 и MCNP4c, с экспериментальными данными и результатами независимых расчетов свидетельствует о том, что точность расчета вполне достаточна. В ряде случаев результаты существенно разнятся в зависимости от выбора схемы расчета. Последнее наблюдается при расчете как токов, так поглощенной дозы.

1. D. E. Newbury, R. L. Mykelbust, and K. F. Heinrich, in Proceedings of the 8th International Conference on X-Ray Optics and Microanalysis, Edit by D. Beaman, R. Oglive, and D. Wittry, 1980.

2. L. J. Lorence, Jr., J. E. Morel and G. D. Valdez, "User's Guide to CEPXS/ONELD: A One-Dimensional Coupled Electron-Photon Discrete Ordinates Code Package," Version 1.0, SAND89-1661, Sandia National Laboratories (1989).

3. W. Williamson and A. J. Antolak, J. Appl. Phys., 61, 4880 (1987).

4. J. A. Halbleib, Sr. and T. A. Mehlhorn, Nucl. Sci. Eng., 92 (2), (1986).

5. M. Y. Grudskii, N. N. Roldugin, V. V. Smirnov, A. F. Adadurov, V. T. Lazurik, Nucl. Instr. And Methods in Phys. Res., 227, 126 (1984).

**ЗОНДИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ И ИОННЫМИ
ПУЧКАМИ**

Аишотов О.Г.

КБГУ, Нальчик

oandi@rambler.ru

Взаимодействие электронов и ионов с энергией 1-10 кэВ с конденсированным веществом сопровождается эмиссией вторичных электронов и ионов, которые несут в себе информацию о состоянии очень тонкого (1-10 нм) поверхностного слоя веществ. Эта возможность позволила в 60-х годах прошлого столетия разработать несколько методов анализа поверхности, использование которых значительно продвинуло экспериментальную физику поверхности. Сегодня для исследования физико-химических процессов в наноразмерных слоях на поверхности металлов и сплавов чаще других используют электронную оже-спектроскопию, спектроскопию характеристических потерь энергии электронов и дифракцию электронов низкой энергии.

В настоящей работе изучались легкоплавкие металлы (In, Sn, Ga, Pb, Bi), а также бинарные сплавы на их основе.

Известно, что загрязнение поверхности металлических образцов помимо прочих факторов обусловлено адсорбцией остаточных газов из вакуумной камеры. Между тем, для изучения свойств поверхности необходимо обеспечить такие условия, при которых ее исходный состав и структура не изменяются в результате воздействия факторов, связанных с влиянием остаточных газов рабочей камеры. Автор рассматривает проблему получения чистой поверхности и приводит способы очистки поверхности от адсорбированных газов для указанных легкоплавких металлов и их сплавов. Показано, что поверхности металлических образцов эффективно очищаются термовакuumной обработкой при температурах, близких к температуре плавления, в комбинации с бомбардировкой ионами аргона (Ar^+ , $E_p=300-500$ эВ).

В работе изучены оже-электронные спектры в атомарно-чистом состоянии в различных фазовых состояниях. Рассматриваются результаты, полученные автором при изучении состава и структуры поверхностных слоев в различных фазовых состояниях. Рассмотрены вопросы сегрегации в твердом и жидком состоянии, влияния агрегатного состояния на поверхностную активность примесных атомов, адсорбции и др. Показано, что поверхностная сегрегация, вызванная термическим или иным внешним воздействием, приводит не только к изменению состава ультратонкого поверхностного слоя, но и в определенных условиях вызывает реконструкцию поверхности.

ПОТЕНЦИАЛЫ ИОНИЗАЦИИ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ СУММЫ ИОНОВ В КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Шпатаковская Г.В.

ИММ РАН, Москва

shpagalya@yandex.ru

На основе модели ТФ [1],[2] рассмотрен способ расчета используемых в химической модели плазмы характеристик изолированных ионов: потенциалов ионизации, энергий основного состояния, спектров возбуждения.

Получены аналитические выражения для статистических сумм возбуждения ионов в широком диапазоне температур T и плотностей ρ при различных способах обрезания числа уровней возбуждения. Рассмотрены факторы обрезания по среднему расстоянию, по температуре, в приближении Планка-Брюллюэна-Ларкина.

Полученные выражения позволяют оценивать статистические суммы ионов любой кратности любого элемента, не привлекая никакой эмпирической информации.

Исследованы асимптотики статистической суммы при $\rho \rightarrow 0$ и при $T \rightarrow 0$.

В предложенной модели сформулирован критерий для определения диапазона плотности плазмы, в котором возможно использование характеристик свободных ионов.

Показано, что теоретические статсуммы с обрезанием по среднему расстоянию при малых температурах монотонно падают с ростом заряда иона, при больших температурах имеют максимум при небольших кратностях, затем также монотонно спадают до величины статсуммы основного состояния $g_0(z)$. При фиксированном заряде иона статсуммы растут с ростом температуры и с уменьшением плотности плазмы. Сравнение с посчитанными по эмпирическим спектрам статсуммами демонстрирует в среднем (за исключением оболочечных осцилляций) разумное согласие с результатами теории.

Предложенный последовательно теоретический подход позволяет по новому взглянуть на трудности химической модели и дает физическую основу для выбора и анализа используемых в ней приближений. В частности на этом пути возможен физически обоснованный учет изменения потенциалов ионизации и спектров возбуждения ионов для более плотной плазмы.

Автор благодарен И.Е.Иосилевскому, инициировавшему эту работу, В.К.Грязнову, предоставившему результаты расчетов эмпирических статсумм, и В.Я.Карпову за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-01-00631 и 06-01-00097-а).

1. Гамбош П. Статистическая теория атома и ее применение. М: ИЛ, 1951
2. Sommerfeld A. //Zs. f. Phys. 1933. V.80. P.415.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

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

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**ashitkov11@yandex.ru*

Воздействие фемтосекундных импульсов на металлическую мишень приводит к нагреву электронов проводимости в скин-слое. Вследствие теплопроводности поглощенная электронами энергия распространяется вглубь мишени в виде электронной тепловой волны. Одновременно идет процесс передачи энергии в решетку за счет электрон-фононного теплообмена за характерные времена порядка нескольких пикосекунд. Электронная теплопроводность и процесс релаксации энергии определяют температуру решетки и толщину нагретого слоя к моменту начала гидродинамического движения. К этому моменту температуры электронов T_e и решетки T_i выравниваются, и мишень разлетается как однотемпературная система. Следствием малой длительности нагревающего лазерного импульса является формирование термомеханических растягивающих напряжений в поверхностном слое мишени, которые растут с увеличением плотности энергии лазерного импульса F . При превышении F определенной величины, называемой порогом абляции F_a , происходит удаление (абляция) части нагретого слоя в виде откольной пластины и слоя вещества в двухфазном состоянии [1]. Ниже порога абляции нагретый слой сначала расширяется до некоторой величины h_t в зависимости от F и далее, затем возвращается либо в первоначальное состояние, либо с сохранением некоторой остаточной деформации h_f . Интерес представляет определение величин максимальной динамической h_t и остаточной h_f деформаций вблизи порога абляции, характеризующие предельные прочностные свойства среды.

В настоящей работе сообщается о результатах измерения динамики комплексного коэффициента отражения алюминиевой мишени методом фемтосекундной Фурье интерферометрии [2] при нагреве лазерными импульсами длительностью 100 фс с интенсивностью до $2 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Данный метод позволяет одновременно с высокой точностью получать информацию об изменении амплитуды и фазы отраженной волны зондирующего излучения в области нагрева.

Знание этих двух величин позволяет в пикосекундном временном интервале до начала гидродинамического движения среды получить информацию об изменении комплексной диэлектрической проницаемости поверхностного слоя и далее о частоте столкновений и проводимости. Приводятся данные об измерении этих величин при изохорическом нагреве алюминиевой мишени до температур порядка 3000 К.

В наносекундном временном интервале измерение фазы отраженной волны позволяет исследовать динамику деформации конденсированной среды. В работе приводятся данные о скорости, величине максимальной динамической и остаточной деформаций Al и Ni пленок вблизи порога абляции. Также приводятся результаты исследования морфологии кратеров, образующихся в результате абляции вещества.

1. Agranat M.B., Anisimov S.I., Ashitkov S.I., Zhakhovskii V.V., Inogamov N.A., Nishihara K., Petrov Yu.V., Fortov V.E., Khokhlov V.A. Appl. Surf. Sci. 2007. V.253. №15. P.6276.
2. 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.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Колесников С.А.

ИПХФ РАН, Черноголовка

ksa@icp.ac.ru

Определение характеристик состояния вещества в экстремальных условиях предельных нагрузок, в том числе ударно-волновых – задача в высшей степени актуальная. Решение такой задачи требует широкомасштабных расчетно-экспериментальных исследований для построения физических и математических моделей поведения вещества. Существующие экспериментальные методики по определению параметров состояния вещества в экстремальных условиях, однако, не обеспечивают в полной мере выполнения необходимых в настоящее время требований к точности экспериментальных данных в силу ограниченности своего пространственного и временного разрешения.

Совершенно уникальные возможности по исследованию фундаментальных свойств вещества предоставляет метод протонной радиографии. Протонная радиография и рентгенография – практически единственные существующие в настоящий момент методы, позволяющие получать прямую информацию о микроструктуре вещества и распределении плотности в условиях динамического эксперимента, однако по многим параметрам протонная радиография превосходит существующие рентгенографические методы исследований, обладая высоким пространственным и временным разрешением, большей просвечивающей способностью, большим динамическим диапазоном регистрации изображений. Кроме того, метод позволяет осуществлять многокадровую регистрацию динамических процессов, которая даёт возможность проследить эволюцию исследуемых характеристик состояния вещества.

Возможности первых экспериментов по использованию протонной радиографии для изучения внутренней структуры образцов, непрозрачных для видимого света, были ограничены многократным рассеянием протонов в объекте. Получаемые изображения не обладали высокой контрастностью, эксперименты проводились только со статическими объектами. В конце девяностых годов в ядерном научном центре LANSCE в Лос-Аламосе (США) были выполнены работы, которые вывели протонную радиографию на значительно более высокий технологический уровень. Было продемонстрировано, что отрицательные эффекты, связанные с многократным рассеянием, можно подавить, если между объектом и детектором поставить систему магнитных линз. Была также показана возможность получения высококонтрастных изображений не только статических, но и быстроменяющихся динамических объектов. Установка на пучке протонов с энергией 800 МэВ в LANSCE в результате позволила получать до 30 кадров радиографических изображений объектов с плотностью от 0.05 до 50 г/см² с пространственным разрешением 100-200 мкм, со временем экспозиции каждого кадра 100 нс и интервалом между ними от 500 нс. На этой установке был проведен целый ряд исследований ударно-волновых и детонационных процессов, в частности, получены новые данные по ударным адиабатам ряда веществ, развитию гидродинамических неустойчивостей в условиях ударно-волнового воздействия, динамическому разрушению материалов, распространению и затуханию детонационных волн в зарядах ВВ сложных конфигураций (в том числе по повороту, столкновению детонационных волн, срыву детонации), влиянию микроструктуры образцов ВВ на процесс инициирования и распространения в них детонационных волн.

Первые эксперименты по протонной радиографии с использованием системы построения изображения на основе магнитных квадрупольных линз в России были осуществлены в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) на ускорительно-накопительном комплексе ТВН на пучке протонов с энергией 800 МэВ. По результатам этих экспериментов в ИТЭФ в сотрудничестве с ИПХФ РАН начато создание экспериментальной установки для исследований экстремальных состояний вещества при высоких и сверхвысоких давлениях методом протонной радиографии. Его применение даст качественно новые результаты мирового уровня в исследованиях ударно-волновых и детонационных процессов.

РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ЛЕГКИХ КЛАСТЕРОВ НА ЭТАПЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА

Скобелев И.Ю.^{*1}, Фаенов А.Я.¹, Пикуз Т.А.¹, Магунов А.С.², Болдарев А.С.³, Гасилов В.А.³, Гасилов С.В.³

¹ ИТЭС ОИВТ РАН, ² ИОФ РАН, ³ ИММ РАН, Москва

*skobelev@ihed.ras.ru

Впервые проведена рентгеноспектральная диагностика лазерно-кластерного взаимодействия на этапе неадиабатического разлета кластеров и формирования пространственно-однородного плазменного канала. Экспериментальные исследования выполнены на Ti:Sa-лазерной установке УН10 в лаборатории SLIC Научно-исследовательского центра Сакле Комиссариата по атомной энергии Франции [1] при длительности импульса ~ 65 фс и энергии до 600 мДж. Показано, что 1) линейчатые эмиссионные спектры легких элементов, связанные с ридберговскими переходами, позволяют определять параметры плазмы, образующейся к моменту времени $t \sim 10$ пс от начала лазерного фемтосекундного импульса; 2) относительно высокая электронная температура плазмы ~ 100 эВ в эти моменты времени достигается за счет нагрева разлетающихся кластеров задним фронтом лазерного импульса; 3) лазерно-кластерное взаимодействие позволяет формировать достаточно однородный плотный плазменный канал длиной от 0.4 до 1 мм с параметрами $N_e \sim 10^{19}-10^{20}$ см⁻³ и $T_e \sim 100$ эВ.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 06-02-16174, 06-02-72005-МНТИ и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН No. 9.

1. Monot P., Doumy G., Dobosz S., et al., Opt. Lett. 2004, V. 29, P.893

УСКОРЕНИЕ НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА, ИНЖЕКТИРУЕМОГО ПЕРЕД ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ, ГЕНЕРИРУЮЩИМ УСКОРЯЮЩУЮ КИЛЬВАТЕРНУЮ ВОЛНУ

Кузнецов С.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

shenau@rambler.ru

В последнее десятилетие в связи с развитием лазерной техники перспективные лазерно-плазменные методы ускорения заряженных частиц привлекают к себе большой интерес. Простые оценки показывают, что в кильватерной волне, генерируемой достаточно мощным релятивистским лазерным импульсом, могут возникать большие градиенты ускоряющих полей до порядка 100 ГэВ/м, так что становится принципиально возможным ускорение электронов до энергий порядка десяти ГэВ на одном ускоряющем каскаде. Однако более всестороннее и углубленное изучение процесса лазерно-плазменного ускорения выявляет ряд проблем в его практической реализации. Одна из них связана с тем, что в реальности необходимо ускорять не единичные электроны, а их сгусток, который после ускорения должен обладать определенными характеристиками, в частности малым (менее нескольких процентов) относительным разбросом по энергии между отдельными частицами. В многочисленных теоретических работах было показано, что на разброс по энергии в сгустке по окончании его ускорения в кильватерной волне влияют многие факторы, среди которых к главным относят такие - размеры сгустка на ускорительной стадии, которые должны быть много меньше, чем длина кильватерной волны, и его заряд. В данной работе рассматривается ускорение сгустков не слишком большого заряда, так что влиянием величины заряда сгустка на процесс его ускорения можно пренебречь. Длина сгустка на ускорительной стадии определяется исходной длиной сгустка в момент инжекции, которая задается параметрами используемого инжектора и обычно сопоставима с длиной кильватерной волны, а также зависит от условий захвата электронов инжектируемого сгустка в кильватерную волну.

В настоящей работе аналитически и посредством численного моделирования изучается перспективный способ ввода сгустка в ускорительную лазерно-плазменную систему, при которой сгусток инжектируется перед фронтом лазерного импульса, генерирующего кильватерную волну, коллинеарно направлению распространения импульса и со скоростью, меньшей групповой скорости лазерного импульса. В этой схеме инжекции при определенных условиях длина исходно моноэнергетического сгустка после захвата может сокращаться в сотни раз в сравнении с его первоначальной длиной. В работе исследуется, как начальный разброс по энергии между электронами инжектируемого сгустка может влиять на процесс его захвата и ускорения. Показано, что значение исходной моноэнергетичности инжектируемого сгустка для таких его характеристик, как длина и разброс по энергии в нем на ускорительной стадии, может быть значительно более важным, чем начальная длина сгустка. Тем не менее для кильватерных волн с большим перекрытием фаз фокусировки и ускорения при надлежащем выборе параметров лазерного импульса и энергии инжекции сгустка возможны такие условия захвата электронов сгустка, при которых на определенной длине ускорения влияние начальной моноэнергетичности сгустка минимизируется. При этом величина энергетического разброса между электронами сгустка достигает минимума, величина которого в основном определяется начальной длиной сгустка. Выяснено, что минимизация энергетического разброса между электронами ускоряющегося сгустка на некоторой длине ускорения реализуется за счет того, что в энергетическом пространстве траектории электронов сходятся, то есть фокусируются в малую область. Это явление позволяет получать компактные сгустки электронов, ускоренных до большой энергии при минимальном энергетическом разбросе между ними. Аналитические расчеты с хорошей точностью совпадают с результатами численного моделирования как в одномерном случае, так и для трехмерных сгустков.

ХАРАКТЕРИСТИКА ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛООВОГО ФРОНТА В НАНОЛЕНТЕ

Золотухина Т.Н. , Кавагучи К., Иваки Т.*

Toyama Univ., Toyama, Japan

**zolutu@eng.u-toyama.ac.jp*

Развитие короткоимпульсных источников лазерного излучения и одновременное достижение атомарного разрешения в создании наноструктур и наноматериалов определяет интерес к проблеме недиффузной теплопередачи в наноструктурах. В своё время макроскопическая теплопередача за рамками закона Фурье, была описана гиперболическим уравнением теплопередачи[1], определяющим волновую теплопередачу при нагреве короткими лазерными импульсами. Позже модель была усовершенствована, как двухфазная модель[2]. В атомарных моделях одна из первых попыток описать волновой тип теплопередачи была недавно сделана для однослойных углеродных нанотрубок[3,4] с помощью метода неравновесной молекулярной динамики. Для импульса нагрева (0,4 пс, 1000 К) нанотрубки 1 мкм длиной было продемонстрировано наличие экспоненциально убывающего волнового фронта и диффузии.

В этой работе рассмотрена молекулярно-динамическая модель однонаправленного распространения теплового фронта в двумерной наноленте и её характеристики. Использован потенциал Леннард-Джонса для аргона совместно с длительной релаксацией системы и присутствием фиксированного слоя в области нагрева на модели однослойной наноленты из 5880 атомов (14×420). Заданы периодические граничные условия вдоль длины наноленты, узкий слой нагрева у одного торца и открытый свободный другой торец. Начальная равновесная температура образца была 5 К при начальном временном шаге расчётов в 4,4 фс. Последующий импульсный нагрев образца до температур 105 К, 255 К и 355 К в течение 4,4 пс интервала формировал тепловой волновой фронт движущийся по ленте.

Нами было проверено необходимое временное разрешение для расчётов тепловых импульсов соответствующей плотности энергии для различных температур нагрева с шагом в 0,313 фс. Был проанализирован спектр колебаний атомов в области нагрева при формировании теплового фронта. Для определения характеристик волнового фронта было разделено поступательное и колебательное движение, что позволило разделить волновую и диффузную части теплового потока. Волновой фронт преимущественно состоит из продольного относительно наноленты поступательного движения атомов, вклад поперечного поступательного движения относительно невелик и имеет другую групповую скорость. Групповая скорость начального волнового фронта в образце аргона была определена в интервале 3520-3600 м/с для температуры 255 К. С увеличением температуры импульса нагрева было зарегистрировано формирование дополнительного продольного волнового фронта с более низкой групповой скоростью и слабой интенсивностью. Чтобы понять механизм формирования волнового фронта в прямоугольном двумерном образце при импульсном нагреве, был оценен усреднённый экспоненциальный профиль волнового фронта по температуре. Кроме этого, при высоких плотностях энергии импульса нагрева (255 К и 355 К) было найдено, что малая область нагрева при пикосекундных импульсах передаёт часть своей энергии атомам прилежащих областей, причём, в количестве достаточном для формирования с небольшой временной задержкой последующих более слабых волновых фронтов. Поскольку волновое движение должно быть когерентным, прохождение волнового фронта в исследуемом образце, действительно, показало формирование узкого, в 3 атомарных слоя, перпендикулярного вектору волнового движения слоя волнового фронта. Для высоких плотностей энергии нагрева каждому из профилей волнового фронта соответствовал свой слой когерентного движения. По расположению этих слоёв измеряется задержка формирования последующих волновых фронтов в области прилежащей к области импульсного нагрева.

1. Tang D.W., Araki N. // Int. J. Heat Mass Transfer, 1996. V.39. P.1585-1590; 1996. V.39. P.3305-3308. N.Araki N. J. HTSJ // 2004. V.43. No.178. P.2-8.
2. Tzou D.Y. // ASME J. Heat Transfer, 1995. V.117. P.8-16.
3. Shiomi J. and Maruyama S. // Thermal Science and Engineering, 2005. V.13, No.4. P.89-90.
4. Shiomi J. and Maruyama S. // Phys. Rev. B, 2006. V.73, P.205420.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ И КОНСТРУКЦИЯХ

Потапенко А.И., Метёлкин С.Ю. , Ульянчиков Р.В., Грибанов В.М., Слободчиков С.С.*

12 ЦНИИ МО РФ, Сергеев Посад

**dangeonstorm@yandex.ru*

В зависимости от условий воздействия (длительности, интенсивности, средней энергии) ионного, электронного и других объемно поглощаемых излучений в материалах и конструкциях возникают существенно различные по длительности термомеханические процессы. В случае импульсного воздействия, при котором время акустической релаксации зоны энерговыделения существенно больше времени подвода энергии, в конструкциях формируются ударные волны. При квазистатическом же подводе энергии в элементах конструкции возникают термонапряжения и деформации, время релаксации которых определяется теплопроводностью материалов и теплообменом с внешней средой. В работе в трехмерной постановке рассмотрены обе группы задач. При трехмерном численном моделировании ударно-волновых процессов выявлены особенности их распространения в образцах конечных размеров. Показана область применимости одномерных моделей. Рассчитаны термонапряжения, вызванные неравномерным объемным квазистатическим нагревом тонкостенных оболочек. Показаны области максимальных напряжений и деформаций в зависимости от места расположения внутренних силовых элементов и направления воздействия излучения. Проведено сравнение с экспериментальными данными. Обсуждаются полученные результаты.

ТРАНСПОРТИРОВКА СВЧ СИГНАЛОВ ПО ДВУХПРОВОДНОЙ ЛИНИИ, ОБРАЗОВАННОЙ В ВОЗДУХЕ ЛАЗЕРНЫМИ ФИЛАМЕНТАМИ

Кузнецов А.И., Богатов Н.А., Смирнов А.И.*, Степанов А.Н.

ИПФ РАН, Нижний Новгород

*smirnov@appl.sci-nnov.ru

Экспериментально продемонстрирована возможность транспортировки СВЧ излучения по двухпроводной линии, в которой роль одного из проводников играет плазменный филамент, создаваемый в воздухе мощным фемтосекундным лазерным излучением. Показано, что в такой линии из монохроматических СВЧ полей формируются импульсные сигналы с длительностью, монотонно уменьшающейся при увеличении трассы распространения до сравнимой с периодом СВЧ поля величины. Исследованные эффекты можно использовать для диагностики плазмы в филаменте

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ МОЩНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИЙ РКТ

Петровский В.П.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

petrovsky@ihed.ras.ru

К настоящему времени достаточно подробно изучено механическое действие излучений (МДИ) ядерного взрыва и сверхмощных лазеров различного диапазона спектра на вещество [1-4]. Однако экспериментальные исследования последствий МДИ на реальные элементы конструкций ракетно-космической техники (РКТ) на сегодняшний день провести не представляется возможным в связи с мораторием на ядерные испытания и отсутствием лабораторных источников излучения, способных генерировать необходимые плотности энергии на поверхностях в несколько квадратных метров.

В общем случае МДИ определяется физическими явлениями, отличающимся большим разнообразием: взрывообразное испарение поверхностных слоев конструкции, разлёт в двухфазном состоянии "жидкость - пар"; формирование волны давления в конденсированной части преграды при её практически мгновенном разогреве, а также под действием внешнего импульса давления разлетающегося сублимированного вещества, температурных напряжений; образование тыльных и лицевых отколов, трещин, расслоений; разрушение на микроструктурном уровне, и макро разрушения на оболочечной стадии деформирования из-за недопустимо больших деформации и т.д..

В работе на результатах конкретных экспериментов анализируются возможности физического моделирования механического действия излучений на волновой и оболочечной стадиях деформирования типовых конструкций РКТ. Формируются требования к методам и установкам, приводится алгоритм проведения крупномасштабных экспериментов по определению стойкости элементов конструкций РКТ к МДИ, средствами физического моделирования, позволяющими технически просто и достаточно полно моделировать тепловое и механическое действие излучений от источников мощного энерговыделения.

1. Велихова В.П., Сагдеева Р.З., Кокошина А.А. Космическое оружие: дилемма безопасности М.: Мир. 1986.
2. Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Симоненко В.А., Фортвов В.Е. Ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН.-1993.-т.163,с.1-34
3. Физика ядерного взрыва. В 2-х томах. М.: Физматлит. 1997.
4. Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Чепрунов А.А. Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции ЦФТИ МО РФ 1997

ИЗУЧЕНИЕ ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЛЕНОК СОСТАВА $\text{SiO}_2(\text{SnO}_x, \text{AgO}_y)$ МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ КОНТАКТНОЙ РАЗНОСТИ ПОТЕНЦИАЛОВ

Калажжиков З.Х.¹, Дзакжуреев М.А.¹, Калажжиков Х.Х.¹, Петров В.В.², Карамурзов Б.С.*¹

¹КБГУ, Нальчик, ²ТТИ ЮФУ, Таганрог

*z_kalazh@mail.ru

В сообщении приводятся результаты изучения газочувствительности (ГЧ) пленок полученных золь-гель методом [1]. Для изучения ГЧ (S) пленок состава $\text{SiO}_2(\text{SnO}_x, \text{AgO}_y)$ авторами предложена новая методика - активация поверхности пленки мощным световым пучком ($\sim 20 \text{ Вт/см}^2$) и последующее измерение её реакции на поступающий в камеру газ. Параметр ГЧ пленки определяется как относительное изменение контактной разности потенциалов ($V_{\text{крп}}$) между пленкой и эталонным образцом из платины $S_1 = \Delta V_{\text{крп}}/V_{0\text{крп}}$. В работе приводится описание экспериментальной установки для изучения ГЧ пленок. Показано, что световое облучение поверхности пленки приводит к активации её адсорбционных центров и к увеличению ГЧ пленок. Полученные новым способом значения S_1 сравниваются с теми значениями S_2 , которые измерены обычным способом - измерением относительного электросопротивления пленок $S_2 = \Delta R/R_0$ в процессе поступления газа в камеру. Получено, что при облучении пленки светом величина S_2 также возрастает. Сравнение времени отклика пленки в первом случае τ_1 с аналогичным во втором случае τ_2 показывает, что $\tau_1 \ll \tau_2$.

1. Петров В.В., Королев А.Н., Назарова Т.Н., Козаков А.Т., Плуготаренко Н.К., Формирование тонких газочувствительных пленок смешанного состава легированных серебром. //Физика и химия обработки материалов.-2005.-№3.-С.58-62.

ИЗМЕРЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ЧИСТЫХ Р-МЕТАЛЛОВ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ МОЩНЫМ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ ВИДИМОГО СВЕТА

*Калажиков Х.Х., Калажиков З.Х., Хоконов Х.Б.**

КБГУ, Нальчик

**z_kalazh@mail.ru*

В [1] показано значительное влияние остаточной газовой фазы вакуумной камеры в области давлений $p_0 > 10^{-7}$ Па на работу выхода электрона (РВЭ, φ) и ее температурный коэффициент (ТК). В настоящем сообщении приводятся результаты изучения РВЭ чистых р-металлов при одновременном облучении поверхности в вакууме $p_0 \sim 10^{-8}$ Па мощным пучком (~ 20 Вт/см²) видимого света. РВЭ измерялась методом Фаулера. Полученные значения РВЭ р-металлов удовлетворительно совпадают с рекомендуемыми в [2] за исключением Ga и In. Показано, что на поверхностях Ga и In, при условиях измерений РВЭ, могли присутствовать адсорбционные слои из остаточного газа.

1. Калажиков З.Х., Пономаренко Н.С. Калажиков Х.Х., Хоконов Х.Б. Вклад остаточной газовой фазы в температурные коэффициенты поверхностного натяжения и работы выхода электрона чистых металлов.- Прикладная физика. -2005. №5. -С.31-34.
2. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наукова Думка. 1981. 340с.

УСКОРЕНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ГАЗОВЫЕ И ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ КЛАСТЕРЫ

*Пикуз м.л. С.А.*¹, Фаенов А.Я.¹, Магунов А.И.², Гасилов С.В.³, Пикуз Т.А.¹, Скобелев И.Ю.¹*

¹ОИВТ РАН, ²ФИАН, ³ИММ РАН, Москва

**spikuz@gmail.com*

Представлены экспериментальные результаты по измерению рентгеновских спектров многозарядных ионов, создаваемых и ускоряемых при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на кластерные мишени. Анализируется эффективность использования для ускорения ионов различных мишеней и параметров лазерных импульсов.

Эксперименты выполнены на фемтосекундных лазерных комплексах в Saclay University, CEA (France), University Polytechnico di Milano (Italy) и Racah Institute, Hebrew University (Israel). Для регистрации рентгеновских спектров с высоким спектральным и пространственным разрешением использовались ФСПР спектрометры на основе сферически изогнутых кристаллов слюды. Приводятся данные о профиле спектральных линий излучения H- и He- подобных ионов кислорода и фтора. Опираясь на численное моделирование смещения и уширения спектральных компонент под действием эффекта Доплера, получены количественные данные о наличии в плазме фракции направленно движущихся быстрых ионов с энергией вплоть до единиц МэВ. Относительные интенсивности регистрируемых спектральных компонент использованы для определения плотности и температуры электронной компоненты плазмы.

При воздействии лазерного излучения с плотностью потока 10^{18} Вт/см² и длительностью импульса 30-60 фс в газовых кластерах наблюдалась генерация ионов с энергией 1-3 МэВ. При аналогичных плотности потока, длительности импульса 1 пс и воздействии на сплошные твердотельные мишени получены энергии ионов 0.2-0.4 МэВ. Исследованы зависимости энергии ионов от плотности потока лазерного излучения, энергии и длительности импульса.

В экспериментах по воздействию лазерных импульсов длительностью 100-500 фс с плотностью мощности 10^{15} Вт/см² на сплошные и кластерные твердотельные мишени установлено наличие в плазме потоков ионов с энергией 1.5 – 7 кэВ. Показано, что использование в качестве мишени твердотельных структур нанометровых масштабов (замороженных микрокапель воды) позволяет повысить эффективность поглощения энергии лазерного импульса и приводит к увеличению энергии ускоренных ионов.

Обсуждается проблема резкого увеличения уровня шумов в измеряемых спектрах при уменьшении длительности лазерного импульса до десятков фемтосекунд. Представлены алгоритмы обработки экспериментальных данных, необходимые для увеличения соотношения сигнал/шум и обеспечения количественных измерений параметров плазмы по профилям спектральных компонент.

**ОПТИЧЕСКАЯ МАНИПУЛЯЦИЯ БИОЛОГИЧЕСКИМИ МИКРООБЪЕКТАМИ И ИХ
МОДИФИКАЦИЯ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

Ракитянский М. М. , Агранат М. Б.*

ОИВТ РАН, Москва

**Michael13.13@mail.ru*

Одним из актуальных направлений современной лазерной физики является оптическая манипуляция нано- и микрообъектами. Особенности взаимодействия светового остро сфокусированного пучка с прозрачной для него частицей в определенных условиях дают возможность захватывать, удерживать и перемещать в пространстве частицы микронных и меньших размеров. В докладе сообщается о принципах действия “лазерного пинцета” и применении данной технологии в биологических исследованиях, в частности, для захвата, перемещения и других воздействий на различные биологические микрообъекты с целью их дальнейшей модификации под действием коротких лазерных импульсов.

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

12 ЦНИИ МО РФ — 12-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ
MPS — Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung
ВНИИА — Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
ВЦ РАН — Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН
ГЕОХИ РАН — Институт Геохимии и Аналитической Химии им. В. И. Вернадского РАН
ГНЦ РФ ИТЭФ — Государственный научный центр РФ Институт теоретической и экспериментальной физики
ИГиЛ СО РАН — Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН
ИММ РАН — Институт математического моделирования РАН
ИОФ РАН — Институт общей физики РАН
ИПМАШ РАН — Институт проблем машиноведения РАН
ИПСПМ РАН — Институт проблем сверхпластичности металлов РАН
ИПФ РАН — Институт прикладной физики РАН
ИПХФ РАН — Институт проблем химической физики РАН
ИТ СО РАН — Институт теплофизики Сибирского отделения РАН
ИТЭС ОИВТ РАН — Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН
ИФПМ СО РАН — Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН
ИХТТМ СО РАН — Институт химии твердого тела и механохимии Сибирского отделения РАН
ИХФ РАН — Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН
КБГУ — Кабардино-Балкарский государственный университет
МИФИ — Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)
НИИ ПМА КБНЦ РАН — Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН
НТЦ ЭПУ ОИВТ РАН — Научно-технологический центр энергосберегающих процессов и установок Объединенного института высоких температур РАН
ОИВТ РАН — Объединенный институт высоких температур РАН
РНЦ КИ — Российский научный центр «Курчатовский институт»
СПбГПУ — Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
ФИАН — Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
ТТИ ЮФУ — Таганрогский технологический институт ЮФУ
ТУСУР — Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
ЮУрГУ — Южно-уральский государственный университет

ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. *Ашитков Сергей Игоревич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3625136, ashitkov11@yandex.ru
2. *Ашхотов Олег Газизович*, КБГУ, 360022, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул.Мечникова, д.181/1, тел.: +7(8662)773612, факс: +7(8662)773612, oandi@rambler.ru
3. *Беспалов Евгений Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, bev@ihed.ras.ru
4. *Битуев Вячеслав Борисович*, КБГУ, 360000, КБР, Нальчик, ул.Гагарина, д.174/143, тел.: +7(8662)751187, факс: +7(8662)751187, iando@rambler.ru
5. *Богатов Николай Анатольевич*, ИПФ РАН, 603040, Нижний Новгород, проспект Союзный, д. 3, кв. 141, тел.: +7(8312)160649, факс: +7(8312)160649, bogatov@appl.sci-nnov.ru
6. *Гавашели Давид Шотаевич*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, 89 "а НИИ ПМА, тел.: +7(8662)42-39-71, факс: +7(8662)42-38-76, sv_karpenko@mail.ru
7. *Гордон Евгений Борисович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Садовая 16, тел.: +7(496)5221031, факс: +7(496)5221031, gordon@fcrp.ac.ru
8. *Горецкая Елена Юрьевна*, КБГУ, 360000, КБР, Нальчик, ул.Гагарина, д.174/107, тел.: +7(8662)751972, факс: +7(8662)751972, irinka54@mail.ru
9. *Груздков Алексей Андреевич*, СПбГПУ, 191119, Санкт-Петербург, ул. Боровая, д.24, кв.9, тел.: +7(812)7242417, факс: нет, gruzdkov@mail.ru
10. *Губин Сергей Александрович*, МИФИ, 117218, Москва, Профсоюзная 7/12 кв. 83, тел.: 8-916-954-61-10, факс: 237-30-25, gubin_sa@mail.ru
11. *Долгобородов Александр Юрьевич*, ИХФ РАН, 119991, Москва, ул. Косыгина, д. 4, тел.: +7 (495) 9397252, факс: +7 (495) 6512191, aldol@chph.ras.ru
12. *Жерноклетов Дмитрий Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Московское шоссе 25/311, тел.: +79263815870, факс: +7(495)4832295, dmzher@list.ru
13. *Золотухина Татьяна Николаевна*, Toyama University, 939-86, Japan Toyama-ken, Toyama, Higashi Nakano 2-1-1-1304, тел.: +81 (76) 492-4240, факс: +81 (76) 492-4240, zolotu@eng.u-toyama.ac.jp
14. *Исаков Леонид Михайлович*, ИПМАШ РАН, 199178, Санкт-Петербург, Васильевский остров, Большой проспект, 61, тел.: +7(812)3214778, факс: +7(812)3214771, isakovleonid@mail.ru
15. *Калажиков Замир Хамидбиевич*, КБГУ, 360004, Кабардино-Балкарская Республика, Нальчик, ул. Чернышевского, 173, тел.: +7(8662)775111, факс: +7(495)3379955, z_kalazh@mail.ru
16. *Калажиков Хамидби Хажисмелович*, КБГУ, 360004, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул. Чернышевского, 173, тел.: +7(8662)775111, факс: +7(495)3379955, z_kalazh@mail.ru
17. *Карелина Фаина Михайловна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842122, факс: +7(495)4842122, faina@ihed.ras.ru
18. *Карпенко Сергей Валентинович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360030, КБР, Нальчик, пр. Кулиева, д. 28, кв. 34, тел.: +7(8662)42-39-71, факс: +7(8662)42-38-76, sv_karpenko@mail.ru
19. *Колесников Сергей Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Академика Семенова, д.1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(49652)49472, ksa@icr.ac.ru
20. *Корнеев Филипп Александрович*, МИФИ, 115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, тел.: +7(495)3239377, факс: +7(495)3243184, ph.korneev@mail.ru
21. *Кудин Александр Михайлович*, ГЕОХИ РАН, 119991, Москва, ул. Косыгина 19, тел.: +7(495) 9397049, факс: +7(495) 9382054, akudin39@yahoo.com
22. *Кузнецов Сергей Вячеславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, shenau@rambler.ru
23. *Кузнецова Лариса Вениаминовна*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад, -, тел.: +7(495)5849962, факс: +7(495)5849962, larlotos@tsinet.ru
24. *Ланкин Александр Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +79035768208, факс: +7(495)485-79-90, lankin@ihed.ras.ru
25. *Левашов Павел Ремирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, pasha@ihed.ras.ru
26. *Мамчуев Мухтар Османович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, 89 "а НИ ПМА, тел.: +7(8662)42-39-71, факс: +7(8662)42-38-76, sv_karpenko@mail.ru
27. *Матвейчев Алексей Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, просп. Семенова, д. 1, тел.: +7(49652)49472, факс: +7(49652)49472, matveichev@fcrp.ac.ru
28. *Метёлкин Семён Юрьевич*, ЦФТИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад, ул. Молодежная, д. 5, кв. 214., тел.: +79154661721, факс: +79154661721, dangeonStorm@yandex.ru
29. *Мильевский Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, vlvvm@ihed.ras.ru
30. *Мирзоев Александр Аминулаевич*, ЮУрГУ, 454048, Челябинск, ул.Шаумяна, д.87, кв.83, тел.: +7(351)2654713, факс: +7(351)2635672, mirzoev@physics.susu.ac.ru
31. *Норман Генри Эдгарович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, 125412, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, norman@ihed.ras.ru
32. *Павленко Александр Николаевич*, ИТ СО РАН, 630090, Новосибирск, Просп. Академика Лаврентьева, 1., тел.: 8 (383) 3308700, факс: 8 (383) 3308480, pavl@itp.nsc.ru
33. *Петров Юрий Викторович*, ИПМАШ РАН, 199178, Санкт-Петербург, В.О., Большой пр., д.61, тел.: 7(812)5866609, факс: 7(812)3214771, yp@YU1004.spb.edu
34. *Петровский Виктор Павлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, москва, Москва, Ижорская, д.13/19, тел.: +70954859155, факс: +70954857990, petrovsky@ihed.ras.ru
35. *Пикуз Сергей Алексеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, spikuz@gmail.com
36. *Поварницын Михаил Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, povar@ihed.ras.ru

37. *Потапенко Андрей Иванович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., Сергиев Посад, -, тел.: +7(495)5849962, факс: +7(495)5849962, a.potapenko@mail.ru
38. *Радченко Андрей Васильевич*, ИФПМ СО РАН, 634045, Томск, ул. Нахимова, д.15 кв. 101, тел.: +7(3822)414636, факс: +7(3822)492576, andrew@academ.tsc.ru
39. *Радченко Павел Андреевич*, ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, ул. Вавилова, д. 16/34, тел.: +7(3822)490276, факс: +7(3822)492576, pavel@academ.tsc.ru
40. *Ракитянский Михаил Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3625136, Michael13.13@mail.ru
41. *Савинцев Алексей Петрович*, КБГУ, 360004, Нальчик, ул. Чернышевского, 173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(8662)422560, pnr@kbsu.ru
42. *Савиных Андрей Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Пр. Академика Семенова, д.1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, savas@icpr.ac.ru
43. *Скобелев Игорь Юрьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, skobelev@ihed.ras.ru
44. *Смирнов Александр Ильич*, ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46, тел.: +7(8312)160656, факс: +7(8312)160616, smirnov@appl.sci-nnov.ru
45. *Стегайлов Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, stegailov@ihed.ras.ru
46. *Султанов Валерий Гулямович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, пр. акад. Н.Н. Семёнова д.1, тел.: +7 (496) 5249472, факс: +7 (496) 5249472, sultan@icpr.ac.ru
47. *Туртиков Владимир Иванович*, ГНЦ РФ ИТЭФ, 117218, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25, тел.: +7(495)1299793, факс: +7(495)1233028, Vladimir.Turtikov@itep.ru
48. *Фролов Александр Анатольевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, frolov@ihed.ras.ru
49. *Шищенко Константин Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, konst@ihed.ras.ru
50. *Хорев Иван Ефимыч*, ТУСУР, 634050, Томск, пр. Ленина, д. 40, тел.: 8(382-2)527912, факс: (382-2) 526365, khorev@main.tusur.ru
51. *Шпатаковская Галина Васильевна*, ИМП СО РАН, 125047, Москва, Миусская пл. д.4а, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(495)9720723, shpagalya@yandex.ru