

# Новый Афон 2011

2 - 13 августа



9-й Российский симпозиум

## Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах

Тезисы докладов

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

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ  
9-го РОССИЙСКОГО СИМПОЗИУМА

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

В сборнике представлены тезисы докладов 9-го Российского симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, 2 августа - 13 августа 2011 г.) Доклады отражают современное состояние исследований в следующих областях: прочность и пластичность твёрдых тел при высокоскоростной деформации, метастабильные состояния и их распад, ударные и детонационные волны, релаксация, химические реакции за фронтом ударной волны, пылевая плазма, взаимодействие мощных ионных, электронных и лазерных пучков с веществом, биофизика и биохимия ультракоротких процессов, ультракороткие процессы на поверхности, научные основы нанотехнологий. Рассмотрены экспериментальные исследования, теория и атомистическое моделирование релаксации и динамических процессов.

Специфика Симпозиума предполагает рассмотрение, в первую очередь, экспериментальных и теоретических работ, которые анализируют динамику процессов в конденсированном веществе на молекулярном уровне и/или связывают мезо- и макроскопические подходы с молекулярными процессами.

Под редакцией

Нормана Г. Э., Савинцева А. П., Стегайлова В. В., Тимофеева А. 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  
Тимофеев А.В., учёный секретарь, ОИВТ РАН, Москва

Симпозиум проведен при поддержке РФФИ (грант №11-02-06109).

Веб-сайт Симпозиума  
<http://www.ihed.ras.ru/afon11>

Фото крепости Анакопия в Новом Афоне: Колесников С. А., ИПХФ РАН

Отпечатано в ОИВТ РАН, г. Москва

## ОГЛАВЛЕНИЕ

### СЕКЦИЯ 1. ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

<i>Смирнов А.И., Степанов А.Н., Яшунин Д.А.</i> НЕЛинейная оптическая диагностика золотых наночастиц с помощью атомно-силовой микроскопии и фемтосекундных лазерных импульсов . . . . .	5
<i>Мамчур М.О.</i> РАСЧет когезионных характеристик кристаллов инертных газов в рамках метода функционала плотности . . . . .	5
<i>Красюк И.К., Абросимов С.А., Бажулин А.П., Воронов В.В., Пашилин П.П., Семенов А.Ю., Стучебрюхов И.А., Хищенко К.В., Черномырдин В.И.</i> ИЗУчение откольной прочности алюминия, сплава амгбм и полиметилметакрилата при воздействии лазерным излучением длительностью 70 пс . . . . .	6

### СЕКЦИЯ 2. МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ИХ РАСПАД

<i>Кяров А.Х.</i> ПОЛяризуемость атомов с замкнутыми электронными оболочками . . . . .	7
<i>Кузнецов В.В., Козулин И.А.</i> ДИНамика разделения фаз при сверхбыстром переводе жидкости в метастабильное состояние $Al_2O_3$ . . . . .	7
<i>Высикайло Ф.И., Чекалин Б.В.</i> КУМулятивная квантовая механика и её применение для конструирования наноматериалов . . . . .	7
<i>Колотова Л.Н., Норман Г.Э., Писарев В.В.</i> МОЛекулярно-динамическое моделирование стеклования переохлажденного расплава алюминия . . . . .	8
<i>Смирнов Г.С.</i> АТОмистическое моделирование газовых гидратов . . . . .	9
<i>Писарев В.В., Норман Г.Э.</i> МОЛекулярно-динамическое исследование кристаллизации расплава алюминия и вычисление свободной энергии межфазной поверхности . . . . .	9

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

<i>Тен К.А., Титов В.М., Пруул Э.Р., Лукьянчиков Л.А., Толочко Б.П., Жуланов В.В., Шехтман Л.И.</i> ИССледование мощных энергетических материалов методами си. . . . .	10
<i>Федоров А.В., Фомин В.М.</i> МОДелирование дифракции волны гетерогенной детонации на разрыве сечения канала . . . . .	10
<i>Губин С.А., Викторов С.Б., Губина Т.В., Маклашова И.В.</i> ВЛИяние фазового превращения оксида алюминия на детонационные свойства алюминизированных систем . . . . .	10
<i>Комаров П.С., Ашитков С.И., Агранат М.Б., Канель Г.И.</i> ПРОЧность алюминия при высокоскоростном ударно-волновом растяжении . . . . .	11
<i>Головастов С.В., Бакланов Д.И., Голуб В.В.</i> ПЕРиод индукции взрывного разложения ацетилена за ударными волнами в присутствии водорода или пропан-бутановой смеси . . . . .	12
<i>Милявский В.В., Хищенко К.В., Фортос В.Е.</i> ФАЗОвые превращения фуллеренов в ударных волнах . . . . .	12

### СЕКЦИЯ 4. НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА, ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ, ПРОБОЙ В ГАЗАХ

<i>Оришич А.М., Малов А.Н.</i> ОПТический пробой и поглощение энергии мощного импульсно-периодического $CO_2$ лазера в сверхзвуковом потоке воздуха . . . . .	14
<i>Поляков Д.Н., Василяк Л.М.</i> УПРАВление реакционным объемом с пылевыми частицами в реакторе с неравновесной комбинированной плазмой . . . . .	14
<i>Шумова В.В., Василяк Л.М., Поляков Д.Н.</i> ВЛИяние пылевых структур на параметры положительного столба тлеющего разряда в воздухе . . . . .	15
<i>Тимофеев А.В.</i> КИНетическая температура пылевых частиц в плазме газового разряда. . . . .	15
<i>Ланкин А.В., Норман Г.Э., Саитов И.М.</i> АНОмальные флуктуации давления в неидеальной плазме: предвестник плазменного фазового перехода . . . . .	16

### СЕКЦИЯ 5. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

<i>Семененко В.Ю., Левашов П.Р., Поварницын М.Е.</i> ЧИСЛенное решение уравнений максвелла для задач воздействия ультракоротких лазерных импульсов на вещество . . . . .	17
--	----

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

<i>Вервикишко П.С., Шейндлин М.А.</i> ИССледование поведения конденсированного углерода при предельно высоких температурах. . . . .	18
<i>Савинцев А.П., Гавашели Ю.О.</i> ОЦЕНка влияния высоких давлений на монокристаллы каменной соли . . . . .	18
<i>Гавашели Д.Ш., Гавашели Ю.О.</i> К Вопросу о пробое диэлектриков сфокусированными лазерными пучками . . . . .	19
<i>Князев Д.В., Левашов П.Р.</i> ПЕРвопринципный расчет оптических свойств алюминия . . . . .	19
<i>Сергеев О.В., Стегайлов В.В.</i> ПЕРвопринципные расчеты параметров электрон-фононной релаксации в металлах с возбужденной электронной подсистемой . . . . .	20
<i>Степанов А.Н., Богатов Н. А., Бодров С.Б., Еремич В.И., Мурзанев А.А., Киселев А.М., Кулагин Д.И., Мальков Ю.А., Смирнов А.И., Царев М.В., Гарнов С.В., Букин В.В., Александров Н.Л.</i> ФИЛАментация интенсивных фемтосекундных лазерных пучков в атмосфере и инициация высоковольтных и микроволновых разрядов . . . . .	20

### СЕКЦИЯ 7. УЛЬТРАКОРОТКИЕ ПРОЦЕССЫ НА ПОВЕРХНОСТИ

<i>Казakov А. Д.</i> ИсСледование свойств тугоплавких металлов методом импульсного нагрева . . . . .	21
<i>Кондратьев А.М.</i> ИсСледование свойств изотропного графита методом импульсного нагрева . . . . .	21
<i>Орешкин В.И., Чайковский С.А.</i> ИсСледования устойчивости волны нелинейной диффузии магнитного поля . . . . .	22

**СЕКЦИЯ 8. НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ НАНОТЕХНОЛОГИЙ**

<i>Виткина Д.Е., Школьников Е.И.</i> ИсСледование нанопористой структуры активированных углей методом лимитированного испарения. . . . .	23
<i>Верещагин А.С., Зиновьев В.Н., Фомин В.М.</i> СПОСоб расчета массового потоках в наноканалах . . . . .	23
<i>Зиновьев В.Н., Верещагин А.С., Казанин И.В., Лебига В.А., Паж А.Ю., Фомин В.М., Фомина А.Ф.</i> ЭКС-ПЕРиментальное исследование гелиевой проницаемости наноструктурированных объектов . . . . .	24
<i>Ланкин А.В., Норман Г.Э., Стегайлов В. В.</i> ВЛИяние электронной структуры углеродного материала на формирование двойного электрического слоя на границе электрод-электролит в перспективных суперконденсаторах . . . . .	24
<i>Филлипов А.А., Борисова Т.А., Фомин В.М.</i> ОПРеделение механических характеристик гетерогенного материала на основе полимерной матрицы и наноразмерного порошка диоксида кремния таркосил. . . . .	25
<i>Ивановскис Г.</i> МОДелирование ионных жидкостей. расчет равновесных свойств и динамических характеристик . . . . .	25
<i>Высикайло Ф.И.</i> МОДель и классификация заряженных и поляризующихся плазменных структур – плазмOIDов. самосжатие (самокумуляция) плазмOIDов . . . . .	25
<i>Русин С.П.</i> ОПТические свойства нано/микро плёнок в процессе роста . . . . .	26

<b>ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ</b> . . . . .	28
<b>ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ</b> . . . . .	29

**НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ  
АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ И ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

*Смирнов А.И.\* , Степанов А.Н., Яшунин Д.А.*

*ИПФ РАН, Нижний Новгород*

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

Золотые наночастицы представляются весьма перспективными с точки зрения различных приложений в современной наноэлектронике и медицине. Их использование открывает широкие возможности как для конструирования принципиально новых наноразмерных оптических устройств, так и для диагностики и лечения целого ряда заболеваний.

Оптические свойства золотых наночастиц сильно зависят не только от их размера и формы, но и от характеристик возбуждающего излучения. Данный доклад посвящен разработке оригинальной методики исследования нелинейно-оптического отклика и структуры образцов, содержащих золотые нанокластеры. В ее основе лежит использование атомно-силовой микроскопии в комбинации с фемтосекундным лазерным излучением. Основная идея такого объединения заключается в следующем. Игла зонда атомно-силового микроскопа находится вблизи поверхности покровного стекла, на котором расположены образцы, содержащие наноразмерные объекты. При облучении зонда лазерным пучком в зазоре между острием и поверхностью возникает сильное «квазистатическое» электрическое поле, локализованное на малых по сравнению с длиной волны масштабах (порядка радиуса кривизны кончика иглы). Это поле и оказывает активное воздействие на нанобъекты. Описанными выше процессами можно управлять, изменяя интенсивность и длительность лазерных импульсов, величину зазора и параметры острия. Сканирование иглой атомно-силового микроскопа по поверхности позволяет, в принципе, осуществлять нелинейную оптическую диагностику металлических и диэлектрических нанокластеров. В частности, развитая методика обеспечивает пространственное оптическое разрешение в 30 нм. Кроме того, были измерены пространственные распределения фотолуминесценции и спектры излучения отдельных золотых наночастиц, возбуждаемых при двухфотонном поглощении лазерного излучения.

**РАСЧЕТ КОГЕЗИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В  
РАМКАХ МЕТОДА ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ**

*Мамчурев М.О.*

*НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик*

*mamchuevmc@yandex.ru*

С использованием парных потенциалов, полученных в работе [1,2], проведен расчет равновесного межзонного расстояния, энергии связи решетки и модуля всестороннего сжатия ряда кристаллов инертных газов. Энергию решетки кристаллов инертных газов (КИГ) записываем в виде потенциала Леннарда - Джонса.

Таблица 1. Энергия связи  $U_{kr}$ , равновесное межзонное расстояние  $r$ , модуль всестороннего сжатия  $B$ .

Кристалл	$U_{кр}, \cdot 10^{-13}$ Эрг			$r, \text{Å}$			$B \cdot 10^9$ Па		
He	0.500	0.537		2.289	2.398		4.12	4.02	
Ne	0.448	0.481	0.323	2.96	3.05	3.13	1.47	1.23	1.1
Ar	1.512	1.503	1.290	3.575	3.97	3.75	3.98	2.84	2.7
Kr	2.373	2.132	1.774	3.864	3.902	3.99	3.73	3.67	3.5
HeNe	0.454	0.487		2.594	2.714		2.94	3.04	
HeAr	0.752	0.791		2.997	3.030		3.15	2.21	
HeKr	0.831	0.92		3.23	3.42		2.79	2.84	
NeAr	0.597	0.675		3.40	3.37		1.71	1.99	
NeKr	0.629	0.696		3.63	3.564		1.48	1.73	
ArKr	1.851	1.745		3.75	3.71		3.96	3.87	

В таблице 1 в первой колонке приведены результаты, полученные в рамках модели ГК, во второй колонке - результаты нашей модели, а в третьей - результаты эксперимента [3, 4]. Для гетероатомных кристаллов инертных газов результаты отсутствуют.

- Gordon R.G., Kim Y.S. Theory for the forces between closed shell atoms and properties // J. Chem., 1972. V. 56. 3122.
- Кяров А.Х., Темроков А.И. Расчет парных потенциалов для систем с заполненными оболочками // Изв. Вузов. 1994. № 6. С. 3-7.
- Klein M.L., Horton G.K., Feldman J.L. // Phys. Rev., 1969. 184. 968.
- Batchelder D.N. // Phys. Rev., 1967. 162. 162. 767.

# ИЗУЧЕНИЕ ОТКОЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ АЛЮМИНИЯ, СПЛАВА АМГ6М И ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ 70 ПС

Красюк И.К.\*<sup>1</sup>, Абросимов С.А.<sup>1</sup>, Бажумин А.П.<sup>1</sup>, Воронов В.В.<sup>1</sup>, Пашинин П.П.<sup>1</sup>, Семенов А.Ю.<sup>1</sup>, Стучебрюхов И.А.<sup>1</sup>, Хищенко К.В.<sup>2</sup>, Черномырдин В.И.<sup>1</sup>

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

\*krasyuk99@rambler.ru

Ранее, при исследовании динамической прочности алюминия, алюминиевого сплава АМГ6М и полиметилметакрилата (ПММА) методом лазерной генерации ударных волн было установлено, что при достижении определенных величин скоростей деформирования механические прочности указанных материалов достигают их предельных значений [1-3]. Представляет интерес выяснить, что будет при дальнейшем увеличении скорости деформирования. Ответ на этот вопрос можно получить, существенно сокращая в экспериментах длительность ударно-волнового воздействия.

В данном сообщении представлены результаты исследования динамической механической прочности алюминия, алюминиевого сплава АМГ6М и ПММА при воздействии на них импульсным лазерным излучением длительностью 70 пс (в выше цитируемых работах длительность лазерного импульса составляла 2.5 нс). Эксперименты выполнены на лазерной установке на неодимовом стекле "Камертон-Т" Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Энергия в импульсе лазерного излучения с длиной волны излучения 0.527 мкм достигала величины 1.5 Дж. Максимальная величина плотности потока лазерного излучения в области фокусировки на мишенях достигала величины  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, а абляционное давление – 13.5 Мбар.

Для определения величин откольной прочности и скорости деформирования материала использован подход, основанный на измерении глубины откольной выемки после ударного воздействия на мишень с последующим математическим моделированием ударно-волнового процесса в мишени [4]. В расчетах были использованы широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния исследуемых веществ [5, 6].

Характерным для всех упомянутых материалов, исследованных при длительности лазерного импульса 2.5 нс, является то, что после монотонного возрастания откольной прочности, при увеличении скорости деформирования выше некоторого значения происходит значительное увеличение откольной прочности, достигающей предельной прочности материала. Результаты, полученные в настоящей работе при дальнейшем сокращении длительности лазерного импульса до 70 пс, показывают, что при увеличении скорости деформирования материалов величины откольных прочностей исследуемых материалов имеют тенденцию к их существенному снижению. Основной результат данной работы состоит в том, что поведение вещества в области отрицательных давлений зависит от предыстории ударно-волнового нагружения, включающей многие факторы. Среди них, как показывают результаты данной работы, существенное значение имеют амплитуда ударного воздействия на мишень и его длительность.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 09-02-00487-а, 09-02-01133-а и 09-02-12046-офи\_м, Программ Президиума РАН № 12 П "Экстремальные световые поля и их приложения" и № 2 П "Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий".

1. Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю. // Прикладная физика, 2009. № 1. С. 12.
2. Батани Д., Вовченко В.И., Канель Г.И., Кильпио А.В., Красюк И.К., Ломоносов И.В., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Фортвов В.Е., Пашков Е.В. // ДАН. 2003. Т. 389. № 3. С. 328.
3. Geras'kin A.A., Khishchenko K.V., Krasuyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu., Vovchenko V.I. // Contrib. Plasma Phys. 2009. V. 49. No. 7-8. P. 451.
4. R.G.McQueen, D.March. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33, № 2. P. 654.
5. Fortov V. E., Khishchenko K. V., Levashov P. R., Lomonosov I. V. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1998. V. 415(3). P. 604.
6. Khishchenko K.V., Lomonosov I. V., Fortov V. E. // High Temp.-High Press. 1998. V. 30(3). P. 373.

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ АТОМОВ С ЗАМКНУТЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

Кяров А.Х.  
КБГУ, Нальчик  
phes@mail.ru

В работе была изучена новая модель, позволяющая проводить расчеты статической поляризуемости атомов с замкнутыми внешними электронными оболочками или других сферически симметричных конденсированных систем в основном состоянии. Полученные результаты для дипольной, квадрупольной и октупольной поляризуемости для атомов инертных газов близки к результатам квантово - механических расчетов и эксперименту.

Основной задачей, решаемой здесь, является обоснование данной модели в рамках квантово - статистического подхода, что сводится в конечном итоге к определению возмущенной электронной плотности атома в слабом электрическом поле.

Учетом, что основной вклад (80 - 90%) в величину поляризуемости дают виртуальные переходы из внешней оболочки в d - состояние непрерывного спектра. Для подобных переходов можно получить зависимость возмущенной электронной плотности от невозмущенной.

В расчетах удобнее использовать зависимость возмущенного потенциала, полученного с использованием электронных распределений из [1], чье выражение самосогласованно в рамках теории функционала плотности.

Была использована поляризуемость в приближении Томаса – Ферми.

Одним из преимуществ предлагаемой модели, кроме возможности определения поляризуемости любой мультипольности и хорошей точности получаемых результатов, является незначительная трудоемкость численных расчетов.

1. Кяров А.Х., Темроков А.И. Известия ВУЗов, серия "Физика". №6. 1994. С. 3.

ДИНАМИКА РАЗДЕЛЕНИЯ ФАЗ ПРИ СВЕРХБЫСТРОМ ПЕРЕВОДЕ ЖИДКОСТИ В МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ  $Al_2O_3$

Кузнецов В.В.\*, Козулин И.А.  
ИТ СО РАН, Новосибирск-90  
\*vladkuz@itp.nsc.ru

Рассмотрено влияние скорости перевода вещества в метастабильное состояние на характер разделения фаз при сверхбыстром нагреве микрообъемов жидкости. Динамика разделения фаз в окрестности спинодали исследована экспериментально при нагреве воды и спиртов на поверхности многослойного микронагревателя с внешним слоем карбида кремния при эффективной плотности теплового потока в нагреваемом слое до  $200 \text{ кВт/см}^2$ , что обеспечило скорость роста температуры жидкости до  $340 \text{ МК/с}$ . С помощью оригинальной оптической методики, основанной на регистрации интенсивности зеркально отраженного от поверхности нагревателя лазерного луча, и численного решения задачи переноса тепла в нагревателе, получены данные по температуре начала разделения фаз и его длительности в зависимости от скорости роста температуры, изучена динамика начальной стадии разделения фаз. Установлено, что для спиртов, при скорости роста температуры больше  $250 \text{ МК/с}$ , возможен заход вещества в область абсолютно неустойчивых лабильных состояний и смена режима разделения фаз с переходом от гомогенной нуклеации к спинопальному распаду [1]. Получено, что вещество, оказавшись в лабильном состоянии, быстро теряет пространственную однородность и приобретает зернисто-ячеичную структуру с высокой оптической отражающей способностью. На более поздней стадии распада, при сохранении устойчивого поверхностного слоя, возникает обычная гетерогенная пузырьковая структура. Для воды спинопальный распад не наблюдался из-за значительного снижения работы нуклеации на островках плохой смачиваемости и пониженной температуры пузырькового распада жидкости.

Рассмотрена модель роста парового пузырька в окрестности спинодали, когда определяющим является неравновесное испарение и скорость подвода тепла к межфазной поверхности. Поток пара при неравновесном испарении определялся из решения релаксационного кинетического уравнения Больцмана-Крука Веландера [2] и численные расчеты находятся в хорошем соответствии с измеренной скоростью роста пузырька. Получены условия потери устойчивости межфазной поверхности и формирования фронта испарения, распространяющегося вдоль поверхности нагревателя. На основе построенной модели роста одиночного пузырька развита модель пузырькового распада жидкости, учитывающая рост давления в зоне разделения фаз и подавление гомогенной нуклеации. Обсуждено влияние физических свойств жидкости на свойства пузырькового разделения фаз и проведено сопоставление результатов расчета с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке Интеграционного проекта СО РАН № 54.

1. Зелдович Я.Б., Тодес О.М. // ЖЭТФ. 1940. т.10. с. 1441.
2. Sone Y., Sugimoto H. // Adiabatic waves in liquid-vapor systems. eds. G.E.A. Meier, P.A. Thompson. Springer. Berlin. 1990. pp. 293-304.

КУМУЛЯТИВНАЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ КОНСТРУИРОВАНИЯ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Высикайло Ф.И., Чекалин Б.В.\*  
ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк  
\*filvys@rambler.ru

Волновые свойства частиц в квантовых резонаторах давно открыты и их волна де Бройля описывается стационарным уравнением Шредингера. Волновые сферически и цилиндрически симметричные звуковые резонаторы –

полости известны сотни лет и давно применялись в соборах и костелах. Явления в этих резонаторах описываются уравнением Гельмгольца, к которому сводится уравнение Шредингера со ступенчатым потенциалом. Отражение световых резонансных волн от зеркал (и соответствующая юстировка оптического резонатора, например, резонатора Фабри – Перо) позволяет накапливать энергию и импульс резонансных световых волн с энергией всегда больше нуля (для каждой из них между зеркалами укладывается целое число полувольт) в оптических квантовых генераторах. И в этом случае граничные условия на границе волновода или зеркала ( $\Psi = 0$ ) выделяют два класса решений по отношению к центру резонатора. Это косинус волны, для которых  $\Psi$  не равно 0 в центре резонатора (это симметричные относительно центра резонатора  $\Psi$ -функции). В случае косинус-волн, в резонаторе укладывается нечетное количество полувольт ( $2n - 1$ ), а в центре резонатора наблюдается пучность резонансной волны. Синус-волны описываются ассиметричными  $\Psi$ -функциями и их в резонаторе укладывается  $2n$  полувольт, т.е. это целые волны, с узлами (нулевыми значениями) в центре резонатора. Аналогично, установлено формирование квантовых резонаторов для волн де Бройля частиц с массой отличной от нуля, например, для свободных электронов. Однако считается, что электрон садится в потенциальную яму и в ней имеет энергию меньше нуля. Такие ямы, запирающие электроны называются квантовыми ваннами, ямами, линиями и квантовыми точками. В случае сферически (и цилиндрически) симметричных резонаторов (ловушек для акустических и электромагнитных волн) для косинус-волн в центре резонаторов происходит кумуляция интенсивности излучения, так как для этих волн  $\Psi_n = \cos(k_n r)/r$  стремится к бесконечности при  $r$  стремящемся к 0. Эти явления кумуляции (пучность  $\cos$ -волн в центре резонатора) хорошо изучены в акустике и обычной оптике. В акустике эти явления применяют для изучения сонолюминесценции и кавитации. Явления кумуляции света сферическими зеркалами полностью аналогично действию обычной линзы, фокусирующей свет Солнца. Встает вопрос: а возможны ли полые квантовые резонаторы для электронов с энергией больше нуля и фокусирующие их  $\Psi$ -функцию к центру такого резонатора или гипотеза де Бройля о эквивалентном поведении частиц и обычных волн в этом случае нарушается? Если гипотеза де Бройля верна, то для полых сферически и цилиндрически симметричных резонаторов для косинус-волн де Бройля электронов с энергией больше нуля  $\Psi_n = \cos(k_n r)/r$  стремится к бесконечности при  $r$  стремящемся к 0. Следовательно, требование, применяющееся в классической квантовой механике, об ограниченности всюду  $\Psi$ -функции нарушаются в центре квантового резонатора для волн де Бройля электронов в сферически или цилиндрически симметричных резонаторах. В данной работе доказано, что для квантовых сферически и цилиндрически симметричных резонаторов необходимым и достаточным условием является интегрируемость  $\Psi$ -функции во всем пространстве, в том числе и в области её неограниченной кумуляции. По этой причине в полых квантовых резонаторах возможен захват электронов с резонансными энергиями, с установлением косинус волн ( $E_n \sim (n - 1/2)^2$ ) и синус волн ( $E_n \sim n^2$ ), с соответствующими энергетическими спектрами, отличающимися на  $-1/2$ . Применяя квантовые резонаторы – ловушки можно накапливать (кумулировать) электроны, их энергию, массу, импульс и увеличивать заряд и электрическое поле в области таких квантовых ловушек. Такими ловушками для электронов являются фуллерены, нанотрубки, онионы и иные полые молекулы или замкнутые наноструктуры, способные поляризоваться и тем локализовывать ранее свободные электроны с большими резонансными энергиями. Это свойство полых структур – играть роль метастабильных ловушек для электронов с резонансными энергиями открывает новые уникальные возможности в плане управления свойствами композитных материалов (их параметрами) и в исследовании кумулятивных явлений в квантовой механике (DOI : 10.3103/S1068375510040010).

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТЕКЛОВАНИЯ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО РАСПЛАВА АЛЮМИНИЯ

*Колотова Л.Н.\*, Норман Г.Э., Писарев В.В.*

*ИВТ РАН, Москва*

*\*lada.kolotova@gmail.com*

Одной из наиболее актуальных и нерешенных задач физики аморфного состояния является установление принципиальных различий между атомной структурой расплава и металлического стекла [1].

При охлаждении ниже температуры кристаллизации жидкость оказывается в переохлажденном состоянии, которое является метастабильным. Если время жизни метастабильного состояния достаточно велико, то при достаточно быстром охлаждении расплава его вязкость резко возрастает, и он переходит в аморфное твердое состояние [1, 2]. Несмотря на внешнее сходство, стеклование не является фазовым переходом в прямом смысле. Более того, стеклование является не равновесным, а динамическим переходом и конечное аморфное состояние зависит от способа получения [3].

В данной работе с помощью метода молекулярной динамики (МД) рассматривается процесс перехода в аморфное состояние, а так же исследуется влияние скорости охлаждения расплава на термодинамические параметры алюминия. Для МД моделирования алюминия используется потенциал погруженного атома (EAM — embedded atom method) [4]. Расчеты проводятся в ячейке кубической формы, для устранения поверхностных эффектов используются периодические граничные условия. Рассматривается режим охлаждения при постоянном объеме. При этом используется изменение парной корреляционной функции, как критерий, различающий стекло и переохлажденный расплав [5]. Определены диапазоны скоростей охлаждения, при которых наблюдается стеклование расплава. Показано, что температура стеклования повышается с увеличением скорости охлаждения, но при скоростях охлаждения ниже  $10^{12}$  К/с остается практически постоянной. Аморфное состояние является неравновесным и время релаксации давления при 300К составляет 100пс.

Все расчеты проводились с использованием пакета LAMMPS [6].

1. Fedorchenko A.I., Chernov A.A. // Russ. J. Eng. Termophys. 2000. V. 10. No. 3. Pp. 201-206.
2. Fedorchenko A. I., Chernov A.A. // Int. J. Heat Mass Transf. 2003. V. 46. Pp. 921-929.
3. Khonik V.A., Kitagawa K., Morii H. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. No. 12. Pp. 8440-8443.
4. Liu X.Y., Wei X., Foiles S.M., Adams J.B. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 72(13). Pp. 1578-1580.
5. Полухин В.А., Ватолин Н.А. Моделирование аморфных металлов // М.: Наука, 1985.
6. Plimpton S.G. // J. Comp. Phys. 1995. V. 117. Pp. 1-19.



## АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ

*Смирнов Г.С.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*grs90@mail.ru*

Газовые гидраты – это кристаллические соединения, состоящие из молекул воды (образующих кристаллическую решётку) и газа, заключённых в полостях решётки без образования химической связи. Решётка стабилизируется за счёт взаимодействия Ван-дер-Ваальса между водой и молекулами газа.

Газовые гидраты считаются перспективным источником топлива, рассматриваются как средство хранения и транспортировки газа. Обычно они образуются при температурах ниже 300 К и давлениях выше 5 атм.

В работе исследованы гидраты метана методами молекулярной динамики. Проведено сравнение различных потенциалов для описания воды. Исследовано время жизни метастабильных состояний, рассчитана кинетическая граница устойчивости и кривая плавления, полученные результаты сравнены с экспериментом.

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ РАСПЛАВА АЛЮМИНИЯ И ВЫЧИСЛЕНИЕ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*Писарев В.В.\* , Норман Г.Э.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*pisarevv@gmail.com*

В работе рассматривается моделирование гомогенного зарождения кристалла в переохлажденном расплаве алюминия методом молекулярной динамики (МД). Для моделирования используется потенциал погруженного атома. Исследованы интервалы температур 670 – 900 К и давлений 15 – 100 кбар. По результатам МД моделирования определены времена задержки кристаллизации. Показано, что в наборе систем, находящихся при одинаковых температуре и давлении, времена жизни распределены по экспоненциальному закону. Это соответствует предположению о независимости среднего времени жизни переохлажденного расплава от истории охлаждения. Определены частоты нуклеации  $J$  при различных температурах и давлениях. Зависимости  $J(P)$  на изотермах сопоставлены с классической теорией нуклеации (КТН) [1], оценена величина свободной энергии поверхности кристалл-расплав  $\gamma$ .

По результатам равновесных МД расчетов вычислены величины  $\gamma$ . Энергия поверхности определена на основе анализа спектра капиллярных флуктуаций в двухфазной системе [2]. Определены значения свободной энергии поверхности кристалл-расплав для алюминия на кривой плавления в диапазоне температур от 935 К до 1110 К. Оценена величина анизотропии свободной энергии поверхности для различных направлений. Показано, что  $\gamma_{100} > \gamma_{110} > \gamma_{111}$ . Обнаружен рост величины свободной энергии кристалл-расплав при увеличении температуры вдоль кривой плавления. Полученная методом капиллярных флуктуаций зависимость  $\gamma(P)$  находится в согласии с оценками  $\gamma$  по данным нуклеации.

1. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы М.: Наука, 1986.
2. Hoyt J., Asta M., Karma A. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. Pp. 5530-5533.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МОЩНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ СИ.**

*Тен К.А.<sup>\*1</sup>, Титов В.М.<sup>1</sup>, Прууэл Э.Р.<sup>1</sup>, Лукьянчиков Л.А.<sup>1</sup>, Толочко Б.П.<sup>2</sup>, Жуланов В.В.<sup>3</sup>,  
Шехтман Л.И.<sup>3</sup>*

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

*\*ten@hydro.nsc.ru*

Синхротронное излучение (СИ), как источник рентгеновского излучения, обладает рядом уникальных свойств, основными из которых являются большая интенсивность потока, позволяющая использовать очень малое время экспозиции (менее 1 нс), высокая периодичность во времени (5 - 250 нс) и малая угловая расходимость. Это выгодно отличает СИ от обычного рентгена и позволяет при регистрации излучения, проходящего через вещество, получать многокадровую картину распределения плотности в ударных волнах и в детонирующем ВВ с хорошим разрешением. Кроме того, регистрация лучей СИ, отклоняемых на малый угол, позволяет извлекать информацию о флуктуации плотности в зоне измерения, которая в углеродосодержащих ВВ может быть связана с синтезом конденсированных фаз углерода – ультрадисперсных алмазов (УДА) или низкоплотных графитоподобных веществ.

Используя преимущества синхротронной методики исследования взрывных процессов, в последние годы силами Институтов Сибирского отделения (ИГиЛ, ИЯФ, ИХТТМ) проводится исследование мощных энергетических материалов, таких как ТНТ, RDX, ТАТБ, БТФ.

В докладе представлены результаты экспериментов по измерению проходящего излучения, в которых получено распределение плотности на фронте при детонации смесей исследуемых материалов. Для этих веществ также получены распределения плотности, скоростей и давлений в разлетающихся продуктах детонации. Одновременное определение плотности и давления позволяют получить показатели адиабаты для продуктов детонации.

Проведены эксперименты по регистрации мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) синхротронного излучения при детонации исследуемых ВВ. Из анализа измеренных распределений МУРР показана возможность определения размеров наночастиц конденсированного углерода. При детонации смесей ТАТБ сразу за фронтом детонации фиксируются наночастицы размером 2-3 нм предположительно из графита. В течение нескольких микросекунд размер этих частиц слабо растет до 3,5 – 4,5 нм.

Приводятся предварительные данные о статических экспериментах по микротомографии (с разрешением 3 мкм), об изменении параметров кристаллической решетки ТАТБ при нагреве до 240 С.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ВОЛНЫ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ НА РАЗРЫВЕ  
СЕЧЕНИЯ КАНАЛА**

*Федоров А.В.<sup>\*</sup>, Фомин В.М.*

*ИТПМ СО РАН, Новосибирск*

*\*fedorov@itam.nsc.ru*

Дан обзор работ, выполненных в ИТПМ СО РАН, в области численного моделирования ударно-волновых и детонационных процессов в гетерогенных смесях газа и мелких реагирующих частиц в каналах с разрывом сечения. Математическая модель волновых процессов принимает во внимание различие скоростей и температур фаз, неравновесную приведенную кинетику неполного сгорания частиц. Технология для реализации соответствующих начально-краевых задач включает использование схемы TVD для газовой фазы и Джентри-Мартина-Дэйли для частиц. В качестве приложений развитой методики рассмотрены последовательно задачи о распространении ударных, детонационных волн в газовзвесьях алюминиевых частиц в кислороде в канале с внезапным расширением. Показано, что дифракция ударных волн на обратном уступе в газовзвесьях принципиально отличается от соответствующих течений в газовых смесях проявлениями процессов релаксации фаз. Выявлена возможность формирования зон, практически свободных от частиц и слоев их повышенной концентрации. При моделировании выхода детонационной волны (плоской и ячеистой структуры) из узкой части канала в широкую возможна реализация различных сценариев развития течения: докритического, критического и сверхкритического. От частичного ослабления до полного срыва гетерогенной детонации, включая возможность частичного срыва с последующим реиницированием. Выявлено влияние размера частиц и их массовой загрузки на исследуемые процессы.

**ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ НА ДЕТОНАЦИОННЫЕ  
СВОЙСТВА АЛЮМИНИЗИРОВАННЫХ СИСТЕМ**

*Губин С.А.<sup>\*</sup>, Викторов С.Б., Губина Т.В., Маклашова И.В.*

*МИФИ, Москва*

*\*gubin\_sa@mail.ru*

Смесевые конденсированные взрывчатые системы часто содержат в своем составе алюминий в виде мелко-дисперсных или нанодисперсных частиц. Масса алюминиевых частиц в таком составе может достигать десятков процентов. В продуктах детонации (ПД) подобных систем образуются частицы твердого или жидкого диоксида алюминия, присутствие которых необходимо учитывать в выражениях для термодинамических потенциалов смеси продуктов при проведении термодинамических расчетов.

Для получения термических уравнений состояния (УРС) алюминия и диоксида алюминия в обычном крупнокристаллическом состоянии использовался изохорно - изотермический потенциал (свободная энергия)  $F(V, T)$  твердого тела в виде квазигармонического приближения Эйнштейна [1].

Получены коэффициенты УРС твердых и жидких фаз алюминия и диоксида алюминия, позволяющие удовлетворительно описать их теплофизические свойства в широком диапазоне изменения давления и температуры.

Для нахождения термических УРС нанодисперсного алюминия предполагалось, что структура, межатомные расстояния, энергии связи и теплоемкость вещества в макро и нанодисперсном состояниях одинаковы. Были получены УРС наночастиц Al (тв), Al(ж) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(тв), Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(ж).

В работе рассчитаны детонационные свойства взрывчатых смесей гексоген-алюминий, октоген-алюминий и BTNEN-алюминий, на основе термодинамического кода TDS и теории детонации Чепмена-Жуге [2]. Методика термодинамических расчетов детонации основана на надежных статистическо-механических моделях уравнения состояния для флюидной фазы продуктов детонации и полуэмпирических уравнениях состояния для твердых и жидких фаз алюминия и оксида алюминия в крупнокристаллическом и нанодисперсном состояниях.

Расчеты детонации алюминизированных составов проводились с использованием термодинамического кода TDS [2].

Фазовое превращение оксида алюминия в ПД алюминизированных мощных взрывчатых систем влияет на величину скорость детонации. В случае реагирования алюминия (хотя бы частично) в зоне реакции, может образоваться твердый Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при высоких начальных плотностях заряда из-за высокого давления и относительно невысокой температуры детонации. Жидкий оксид алюминия образовывается в ПД при низких начальных плотностях взрывчатых систем, но при более высоких температурах детонации. В этом случае плавление оксида алюминия оказывает влияние на режим распространения детонации при промежуточных плотностях заряда.

Сопоставление экспериментальных данных [3] с расчетами показывает, что во время детонации непрореагировавший алюминий находится в жидкой фазе.

1. Molodets A.M. // Journal of Experimental and Theoretical Physics (Rus.), Vol. 107, No. 3, 1995, pp. 824.
2. С.Б. Викторов, С.А. Губин, И.В. Маклашова, В.И. Пепекин // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2010, том 1, № 1, с. 80–96.
3. Gogulya, M.F., Dolgoborodov, A.Yu., Brazhnikov, M.A. and Baudin, G. // In Proc. 11th Int. Detonation Symp., Snowmass, Colorado, 30 August to 4 September, 1998, pp. 979–988.

## ПРОЧНОСТЬ АЛЮМИНИЯ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРНО-ВОЛНОВОМ РАСТЯЖЕНИИ

*Комаров П.С.\* , Ашитков С.И., Агранат М.Б., Канель Г.И.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*komarov-p@yandex.ru*

Методом фемтосекундной интерференционной микроскопии исследована динамика движения свободной поверхности алюминиевых пленок микронной и субмикронной толщины под действием импульса сжатия, возбуждаемого при фемтосекундном лазерном нагреве поверхностного слоя мишени. Получены данные об эволюции импульса сжатия по мере его распространения в алюминии на расстояниях 500 – 1200 нм. Экспериментально определена откольная прочность алюминия при скорости деформирования  $10^9$  с<sup>-1</sup>.

В эксперименте источником импульсов излучения для генерации ударных волн являлась фемтосекундная лазерная система на основе активного элемента Ti:Sapphire с длительность импульса 40 фс, энергия до 2,5 мДж.

В качестве образцов использовались алюминиевые пленки, нанесенные путем магнетронного напыления на стеклянные подложки толщиной 150 мкм. Нагревающий луч фокусировался на поверхность образца через стекло линзой с фокусным расстоянием 300 мм в пятно диаметром 30 мкм. Для исключения возникновения нелинейных эффектов в стекле длительность лазерного импульса растягивалась компрессором до 150 фс. При этом энергия подбиралась таким образом, чтобы исключить поглощение излучения в стеклянной подложке. Временная зависимость смещения  $z(t)$  тыльной свободной поверхности образцов измерялась с помощью pump-probe методики фемтосекундной интерференционной микроскопии.

В результате дифференцирования зависимостей  $z(t)$  была получена информация о волновом профиле скорости движения свободной поверхности В экспериментах использовались пленки различной толщины  $d$  500, 760 и 1200 нм. Скорость распространения ударной волны  $u_{sh}$  и давление за фронтом  $d$  определялись из соотношений  $u_{sh} = \Delta d / \Delta t$  и  $p = \rho_0 u_{sh} u_p$ , где  $u_p = u_{fs} / 2$  [1] - величина массовой скорости;  $\Delta d$ - разница толщин образцов;  $\Delta t$ -разница времени выхода ударной волны на свободную поверхность.

При отражении ударной волны сжатия от поверхность образца в поверхностном слое возникают растягивающие напряжения. При превышении этих напряжений значения прочности материала  $\sigma_{spall}$ , происходит откол. Откольная прочность материала определялась из соотношения [2]

$$\sigma_{spall} = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} / (1 + c_l / c_b)$$

где  $\rho_0$ - плотность вещества,  $c$ - скорость звука,  $\Delta u_{fs}$ - величина декремента скорости за фронтом. Величина скорости растяжения при этом определялась соотношения  $V' / V = u_{fs} / 2c$  [1].

Результаты проведенных экспериментов с алюминиевыми образцами показали достигаемое значение прочности 6,3 Па при величине скорости растяжения более  $10^9$  с<sup>-1</sup>, что составляет не менее 50 % от идеальной прочности алюминия [3].

1. S. Eliezer, E. Moshe, D. Eliezer, Las. and part. beams (2002), 20, 87-92.
2. С.И. Ашитков, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, П.С. Комаров, В.Е.Фортов, Письма в ЖЭТФ, т. 92, №8, (2010).
3. Г.И. Канель. ПМТФ, 42, 194-198, 2001

# ПЕРИОД ИНДУКЦИИ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ АЦЕТИЛЕНА ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ПРИСУТСТВИИ ВОДОРОДА ИЛИ ПРОПАН-БУТАНОВОЙ СМЕСИ

Головастов С.В.\* , Бакланов Д.И., Голуб В.В.

ОИВТ РАН, Москва

\*golovastov@yandex.ru

Особый интерес представляет возможность использования ацетилена в энергетике. Например, при разложении 1 кг ацетилена на сажу и водород способно выделиться энергии вдвое больше, чем при взрыве одного 1 кг тротила [1]. Детально энергоэффективность пиролиза ацетилена в случае формирования самоподдерживающейся волны разложения рассмотрена в работе [2]. При этом вопросы предотвращения непреднамеренного разложения ацетилена рассмотрены в работе [3], где исследовалась возможность использования небольших примесей водорода или пропан-бутановой смеси. В подобных процессах наиболее важной характеристикой является период индукции. Несмотря на то, что период индукции достаточно хорошо изучен при детонационном горении газов и при пиролизе углеводородов [4,5], период индукции при самоподдерживающемся режиме взрывного разложения ацетилена с формированием сажи требует детального исследования.

Настоящая работа посвящена определению периодов индукции взрывного разложения ацетилена за падающими и отраженными ударными волнами. При этом исследовалось влияние примесей водорода или пропан-бутана на величину периода индукции.

Экспериментальный стенд представлял собой ударную трубу, которая состояла из детонационной секции, наполняемой детонационноспособной стехиометрической ацетилено-кислородной смесью, и измерительной секции, наполняемой исследуемыми смесями ацетилена с примесями. Инициирование детонации осуществлялось с помощью искрового разрядника. Ударно-волновое сжатие исследуемых смесей, находящихся в измерительной секции, осуществлялось ударной волной, генерируемой детонацией ацетилено-кислородной смеси. Дополнительное сжатие исследуемых смесей ацетилена с примесями осуществлялось отраженной от закрытого конца измерительной секции ударной волной. За отраженной ударной волной возникала волна взрывного разложения ацетилена.

В данной работе измерялся период индукции взрывного разложения ацетилена относительно момента отражения ударной волны. Начальные давления смесей составляли 1 атм и 2,5 атм. Интенсивность отраженной ударной волны составляла 30-90 атм при длительности 2-5 мс, что значительно превышало период индукции в исследуемых смесях.

Обнаружено, что период индукции принимает минимальное значение не в чистом ацетилене, а при определенных концентрациях примесей. При этом значение периода индукции может сокращаться до 20-30 мкс. Увеличение начального давления смесей приводило к увеличению концентрационных пределов, при которых возможно само-разложение ацетилена, и соответственно, к увеличению периода индукции до 300-350 мкс.

При ударно-волновом сжатии ацетилено-водородных смесей были обнаружены два процесса разложения ацетилена: самоподдерживающаяся волна взрывного разложения, наблюдаемая за отраженной ударной волной, и волна полимеризации, наблюдаемая за падающей ударной волной и имеющая невзрывной характер. При этом самоподдерживающееся взрывное разложение ацетилена происходило за отраженной ударной волной, когда температура на фронте волны превышала 800-1000 К, а степень сжатия составляла 10-20. При более низких параметрах наблюдалась только волна полимеризации.

1. Иванов Б.А., Физика взрыва ацетилена, М.: Химия, 1969.
2. Емельянов А.В., Еремин А.В., Фортвов В.Е., Письма в ЖЭТФ. 2010. V.92, №2, 101-105.
3. Golub V.V., Baklanov D.I. et al., Comb. Sci. Techn. 2008. V.180, №10-11, 1972-1986.
4. Xu X. and Pacey P.D., Phys. Chem. - Chem. Phys. 2001. V.3, 2836-2844.
5. Теснер П.А., Шурупов С.В., Кинетика и катализ. 1995. V.36, №4, 485-489.

## ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Мильяевский В.В.\* , Хищенко К.В., Фортвов В.Е.

ОИВТ РАН, Москва

\*vlvm@ihed.ras.ru

Молекулы фуллеренов, впервые обнаруженные в 1985 году, состоят из атомов углерода, каждый из которых связан с тремя другими атомами углерода и расположен в вершине замкнутого выпуклого многогранника. Внутри молекулы атомы углерода связаны сильными  $sp^2$  – связями. Модуль сжатия изолированной молекулы фуллерена C<sub>60</sub> оценивается величиной 843 ГПа [1]. В тоже время, с термодинамической точки зрения фуллерены являются наименее стабильными аллотропными модификациями углерода. При нормальных условиях фуллерены существуют в виде молекулярных кристаллов. Например, молекулы фуллерена C<sub>60</sub> образуют молекулярный кристалл с гранцентрированной кубической (г.ц.к.) структурой. Фуллерен C<sub>70</sub> демонстрирует более разнообразный полиморфизм – при нормальных условиях он может существовать в виде кристаллических модификаций с г.ц.к., ромбоэдрической или гексагональной плотноупакованной кристаллической структурой. Молекулы в кристаллах фуллеритов связаны слабым Ван-дер-Ваальсовым взаимодействием. При статическом сжатии фуллеренов до давлений в несколько ГПа в условиях повышенной температуры происходит сближением молекул фуллерена и образованием между ними ковалентных связей – полимеризация. Фуллерен C<sub>60</sub> относительно легко полимеризуется и способен к образованию одномерных, двумерных и трехмерных полимеризованных структур. В силу более низкой симметрии молекулы, фуллерен C<sub>70</sub> полимеризуется значительно хуже – экспериментально доказанным можно считать лишь существование димеров и одномерного полимера с орторомбической структурой. По мере дальнейшего увеличения давления и температуры молекулы фуллеренов начинают деформироваться и разрушаться с образованием  $sp^3$  связей между атомами углерода. В данном докладе обсуждаются фазовые превращения фуллеренов при ударных нагрузках. Рассматриваются результаты микроструктурных исследований образцов, сохраненных после ступенчатого ударно-волнового сжатия фуллеритов C<sub>60</sub> и C<sub>70</sub> в диапазоне давлений до 52 ГПа [2-5]; результаты измерения ударной сжимаемости и скорости звука в ударно-сжатом фуллерите C<sub>60</sub> [6], а так же ударной сжимаемости фуллерита C<sub>70</sub> с использованием импульсно - периодического источника синхротронного излучения [7]; результаты измерения электропроводности ударно-сжатых фуллеритов C<sub>60</sub> и

C70 [8]. Фазовые превращения фуллеренов при однократном и ступенчатом ударно-волновом сжатии анализируются с привлечением результатов расчетов по полуэмпирическим уравнениям состояния [9, 10], а их параметры сопоставляются с параметрами фазовых превращений, наблюдающихся при статическом сжатии фуллеренов.

1. R.S. Ruoff, A.L. Ruoff // *Nature*, 350, 663 (1991).
2. V.V. Milyavskiy, A.Z. Zhuk, K.V. Khishchenko // *Defect and Diffusion Forum*, 208-209, 161 (2002).
3. А.З. Жук, В.В. Милявский, В.Н. Безмельницын, В.А. Сидоров, Т.И. Бородина, В.И. Кулаков, Р.К. Николаев // *Химическая физика*, 21(8), 11 (2002).
4. V.V. Milyavskiy, T.I. Borodina, S.N. Sokolov, A.Z. Zhuk // *Diamond and Related Materials*, 14, 1924 (2005).
5. V.V. Milyavskiy, K.V. Khishchenko, T.I. Borodina // *Carbon*, 49, 2345 (2011).
6. V.V. Milyavskiy, A.V. Utkin, A.Z. Zhuk, V.V. Yakushev, V.E. Fortov // *Diamond and Related Materials*, 14, 1920 (2005).
7. V.V. Milyavskiy, K.A. Ten, T.I. Borodina, L.A. Lukianchikov, E.R. Prueel, V.V. Zhulanov, B.P. Tolochko // *Journal of Applied Sciences*, 11, 1453 (2011).
8. В.В. Авдонин // *Электрофизические и термодинамические свойства фуллеритов C60 и C70 при высоких давлениях ударного сжатия. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2008. 121 с.*
9. K.V. Khishchenko, V.V. Milyavskiy, A.V. Utkin, V.V. Yakushev, A.Z. Zhuk, V.E. Fortov // *Diamond and Related Materials*, 16, 1204 (2007).
10. А.А. Чарахчян, В.В. Милявский, К.В. Хищенко // *Теплофизика высоких температур*, 47(2), 254 (2009).

**ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ МОЩНОГО  
ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО CO<sub>2</sub> ЛАЗЕРА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА**

*Оришич А.М., Малов А.Н.\**

*ИТПМ СО РАН, Новосибирск*

*\*laser@itam.nsc.ru*

В работе приведены результаты исследования поглощения излучения CO<sub>2</sub> лазера в плазме оптического разряда в сверхзвуковом потоке воздуха. Впервые получены количественные экспериментальные данные о динамике поглощения излучения в образующейся лазерной плазме в широком диапазоне газодинамических параметров сверхзвукового потока воздуха (скорость, статическое давление, плотность, число Маха).

Оптический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха формировался с помощью импульсно-периодического CO<sub>2</sub> лазера с механической модуляцией добротности со средней мощностью генерации до 5 кВт, частотой следования импульсов до 80 кГц и импульсной мощностью до 200 кВт.

Исследовались пространственные, временные и энергетические характеристики оптического пробоя в сверхзвуковой струе воздуха.

Методами теневой и шпирен фотографий исследована сверхзвуковая структура течения.

Показано, что перед областью оптического разряда формируется головная ударная волна, как от затупленного твердого тела. За плазмой наблюдается тепловой след, конфигурация которого изменяется вниз по потоку. Наблюдаемый максимальный поперечный размер плазмы составляет 5...6 мм.

Падающее излучение имело характерный для CO<sub>2</sub> лазеров с модуляцией добротности пик длительностью около 0.5 мкс. Из осциллографических измерений следует, что на фронте мощного лазерного импульса за время 50...70 нс от начала его происходит пробой газа и появление свечения плазмы. При этом начинается эффективное поглощение лазерного излучения, сопровождающееся значительным снижением интенсивности прошедшего излучения. Интегральное свечение плазменной искры носит не монотонный характер, то есть имеет два максимума, которые обусловлены, по видимому, динамикой искры и изменением условий распространения света, то есть просветлением плазмы.

В результате измерения коэффициента поглощения показано, что в случае сверхзвукового потока воздуха, также как и для покоящегося газа есть некоторая минимальная плотность, после достижения которой наблюдается эффективное поглощение лазерной энергии в плазме оптического пробоя. Электронная концентрация плазмы соответствует критической частоте проникновения излучения CO<sub>2</sub> лазера в плазму.

**УПРАВЛЕНИЕ РЕАКЦИОННЫМ ОБЪЕМОМ С ПЫЛЕВЫМИ ЧАСТИЦАМИ В РЕАКТОРЕ  
С НЕРАВНОВЕСНОЙ КОМБИНИРОВАННОЙ ПЛАЗМОЙ**

*Поляков Д.Н.\*, Василяк Л.М.*

*IHED RAS, Moscow, Russia*

*\*cryolab@ihed.ras.ru*

Наноразмерные частицы и частицы микронных размеров с новыми поверхностными свойствами, с покрытиями с заданными физико-химическими характеристиками можно использовать в различных современных технологиях. Получение покрытий на микрочастицах, модификацию их поверхности, а также образование наночастиц можно реализовать в электроразрядной плазме. Пылевые частицы могут образовываться и зависеть в неравновесной плазме высокочастотного или тлеющего разряда, либо в комбинированной плазме электрического и плазменного пучкового разрядов. Их образование может происходить из газовой или паровой фазы. Осаждение покрытий на микрочастицы можно реализовать, например, в радиочастотном разряде с помощью потока атомов, создаваемого при распылении мишени электронным пучком. В технологических реакторах получаемые покрытия на микрочастицах наряду с необходимыми физико-механическими свойствами должны обладать заданными топологическими характеристиками (толщина покрытия и пространственное расположение различных видов покрытия). В связи с этим основными задачами при нанесении нетрадиционных плазменных покрытий являются вопросы формирования требуемого поверхностного слоя изделий. Получение покрытий заданной толщины, в том числе и на несимметричных частицах, либо получение функционально-ориентированных покрытий на различные зоны поверхности микрочастиц затруднено из-за наличия в реакционном объеме различного рода нелинейных процессов. Также затруднен сбор обработанных микрочастиц без нарушения непрерывности технологического цикла, и отсутствие возможности непосредственного механического воздействия на пылевое облако. Вместе с тем вопросы формирования покрытий и сохранения непрерывности технологического цикла неразрывно связаны с комплексным повышением качества нанесения покрытий на изделия, увеличением производительности процесса и эффективности их нанесения. При этом необходимо обеспечить нанесение покрытий в теневых зонах реактора, возможность создания устойчивой пылевой структуры в присутствии паров металла и наличии температурных градиентов, связанных с нагревом мишени, диффузионного и радиационного переноса тепла в область пылевой структуры, а также учитывать влияния различных режимов испарения. Существующие в настоящее время методы расчета алгоритмов нанесения покрытий позволяют решать основные вопросы, связанные с качественным нанесением равномерных и неравномерных покрытий на крупногабаритные изделия. Для технологий покрытий на порошковые материалы таких алгоритмов расчета в настоящее время не существует, что требует применения технологических решений и экспериментальной апробации. Обеспечение заданных параметров толщины покрытия (с постоянной или переменной величиной), его нанесение на труднодоступные поверхности и устранения влияния теневых зон на равномерность толщины покрытия, в ряде случаев можно реализовать, обеспечив сложную структуру кинематики движения пылевых частиц. Пространственное управление пылевыми частицами можно реализовать путем различного рода внешних воздействий, приводящих к изменению параметров плазменной ловушки, либо приводящих к возникновению дополнительных сил, под действием которых частицы могут изменять

свое пространственное расположение. В работе рассмотрены результаты воздействия на плазменно-пылевые облака стационарных и импульсных внешних электрических, магнитных и тепловых полей и электронного пучка. Они могут быть использованы как способы бесконтактного внешнего управления пылевым облаком для их использования в определенных звеньях технологического режима работы плазмохимических реакторов.

## ВЛИЯНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

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

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*shumova@ihed.ras.ru*

Исследованиям пылевой плазмы за последнее десятилетие посвящено большое число работ. Обзор и анализ современных представлений приведен в [1]. Тем не менее, влияние структур, образованных пылевыми частицами, на параметры окружающей их плазмы изучено недостаточно. Это влияние наиболее заметно при высокой плотности частиц, например, при криогенных температурах [2], либо в системах, содержащих большое число частиц, как это имеет место в условиях микрогравитации [1]. Теоретический подход к анализу влияния пылевой структуры на параметры плазмы положительного столба газового разряда, основанный на диффузионном приближении для плазмы и приближении ограниченного орбитального движения для зарядки частиц, изложен в [3]. В данной работе представлены результаты экспериментального и последующего численного исследования влияния пылевых структур, образующихся в положительном столбе тлеющего разряда в воздухе, на параметры разряда.

Целью экспериментальной части работы была одновременная регистрация концентрации частиц и размера пылевых структур, удерживаемых в разряде, и параметров разряда. Измерения проведены при давлении воздуха 0.1 - 0.6 Торр, токе 0.1 - 3 мА в трубке радиусом 8 мм, длиной 40 см. Использованы полидисперсные частицы  $Al_2O_3$  размером 3-5  $\mu m$ . Наиболее стабильные пылевые структуры наблюдались при давлении 0.4 - 0.5 Торр, токе 0.6 - 2 мА. Концентрация частиц при этом составляла  $(0.2 - 3.0) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ , размер облака - около половины радиуса трубки. Измерены вольт-амперные характеристики свободного разряда и разряда с пылевыми структурами. Во всем диапазоне экспериментальных условий напряжение на разрядном промежутке в разряде с частицами было выше, чем в свободном разряде.

Присутствие в разряде пылевых частиц в количестве, приводящем к изменению его интегральных характеристик, вызывает существенное изменение распределения компонентов плазмы. Для количественного анализа влияния пылевых структур на параметры разряда использована развитая ранее диффузионная модель. В отсутствие частиц рассчитанные невозмущенные распределения электронов (ионов) близки распределениям Бесселя. С увеличением концентрации пылевых частиц концентрация электронов в области, заполненной пылевыми частицами, уменьшается. Пылевое облако с концентрацией частиц  $1.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$  снижает равновесную концентрацию электронов в центре разряда от  $1.64 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  до  $9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ , а продольное электрическое поле в последнем случае возрастает более чем на 2 В/см.

Скорость гибели электронов в области разряда, заполненной частицами, возрастает пропорционально увеличению концентрации частиц. Неравномерность заполнения сечения разряда частицами приводит к тому, что при определенной концентрации частиц концентрация электронов вблизи внешней границы пылевого облака становится выше, чем на оси разряда. Вследствие быстрой диффузии электронов к стенке разрядной трубки и малой подвижности ионов, центральная зона разряда приобретает положительный электростатический потенциал, где формируется электростатическая ловушка для отрицательно заряженных частиц. Вызванное пылевой структурой пространственное перераспределение компонент плазмы вызывает изменение конфигурации электрического поля разряда. С ростом концентрации частиц напряженность радиального электрического поля падает, а при достижении определенного критического значения, электрическое поле меняет направление в некоторой области внутри пылевого облака.

1. Fortov V.E., Morfill G.E. Complex and Dusty Plasmas. From Laboratory to Space. CRC Press. Boca Raton. Taylor & Francis Group. 2009.
2. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Зимнухов В.С., Нефедов А.П., Поляков Д.Н., Фортгов В.Е. // ДАН. 2002. Т. 382. С. 50-53.
3. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M., Fortov V.E. // Phys. Scr. 2010. V. 82. №10. 055501(7).

## КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА.

*Тимофеев А.В.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*timofeevalvl@gmail.com*

В плазме газового разряда между вертикальными и горизонтальными колебаниями пылевых частиц есть существенные отличия для широкого диапазона условий. Механизм переноса энергии от газового разряда к пылевым частицам и далее к окружающему газу в данной работе разделён на несколько частей. Разогрев вертикальных колебаний пылевых частиц рассматривается отдельно от разогрева горизонтальных колебаний, так как эти процессы определяются разными явлениями из-за анизотропии приэлектродного слоя газового разряда. Также отдельно рассматривается перенос энергии от вертикальных колебаний к горизонтальным и обратно. Отток энергии от системы пылевых частиц из-за трения о нейтральный газ тоже был учтён в рассматриваемой модели.

Движение системы пылевых частиц в плазме приэлектродного слоя газового разряда исследуется с привлечением теории параметрического резонанса и вынужденных колебаний. Для полноценного рассмотрения процесса переноса энергии в системе пылевых частиц учтены флуктуации заряда частиц и особенности приэлектродного слоя газового разряда. В рассмотренной модели рассматриваются флуктуации заряда пылевой частицы во времени, а также зависимость заряда от расстояния до электрода и расстояния до ближайших пылевых частиц. Раздельное рассмотрение вертикальных и горизонтальных колебаний пылевых частиц показывает возможность двух различных кинетических температур колебаний пылевых частиц. Теоретические вычисления подтверждены

молекулярно-динамическим моделированием. Построена схема переноса энергии от газового разряда к колебаниям пылевых частиц. Сформулировано обоснование использования термина "температура" для описания средней кинетической энергии движения пылевых частиц.

## АНОМАЛЬНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ: ПРЕДВЕСТНИК ПЛАЗМЕННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

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

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*saitov\_06@mail.ru*

Предположение о плазменном фазовом переходе (ПФП) было выдвинуто в [1,2] по аналогии с уравнением ван-дер-Ваальса, в котором фазовый переход первого рода возникает в результате конкуренции дальнегодействующего притяжения и короткодействующего отталкивания. Кулоновское взаимодействие между зарядами является дальнегодействующим и, в силу поляризации их расположения в плазме, имеет в целом характер притяжения. Эффективное отталкивание на малых расстояниях возникает даже между электроном и протоном из-за квантовых эффектов.

В отличие от неидеального газа, в низкотемпературной плазме присутствуют возбужденные атомы. Ограниченное дискретное спектра в статистической сумме атома зависит от концентрации зарядов. В [3,4] было показано, что эта зависимость приводит к появлению в уравнении состояния нового слагаемого, имеющего характер эффективного отталкивания. Этот фактор может повлиять и на ПФП.

В [1 - 4] использовалась химическая модель плазмы. Более последовательным представляется применить флуктуационный подход [5], позволяющий производить само-согласованное совместное описание слабо связанных и свободных электронных состояний без их разделения. Используется метод молекулярной динамики. В качестве потенциала взаимодействия электронов и ионов выбирается кулоновский, обрезанный на глубине, не зависящей от концентрации и температуры частиц. При рассмотрении функций распределения давления были обнаружены две особенности. (а) Была обнаружена область плотностей зарядов и температур, где функция распределения флуктуаций давления имеет явно выраженную асимметричную форму и может быть приближена суммой двух нормальных распределений. (б) Существует область параметров плазмы, где мгновенные значения давления могут быть отрицательны. Следует заметить, что данные области параметров находятся вне области действия вышеупомянутого стабилизирующего фактора.

Таким образом, полученный результат может служить косвенным указанием на существование двухфазной области в этом диапазоне параметров плазмы.

1. Норман Г.Э., Старостин А.Н. // ТВТ. 1968. V.6 P.410.
2. Норман Г.Э., Старостин А.Н. // ТВТ. 1970. V.8 P.413.
3. Gryaznov V.K., Iosilevskiy I.L., Fortov V.E. // J. Appl. Mech. and Tech. Phys. 1973. V.3 P.70.
4. Каклюгин А.С., Норман Г.Э. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том III-I (под ред. Фортова В. Е.) М.: Физматлит, 2004.
5. Lankin A.V., Norman G.E. // J. Phys. A: Mathematical and Theoretical 2009. V.42 P.214032.



**ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ЗАДАЧ ВОЗДЕЙСТВИЯ  
УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ВЕЩЕСТВО**

*Семенов В.Ю.\*, Левашов П.Р., Поварницын М.Е.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*vadim\_semenenko@mail.ru*

Задача расчета поглощения электромагнитного излучения в веществе требует знания о распределении электромагнитного поля внутри материала. Такое распределение можно получить решением уравнений Максвелла для данной среды.

Самым распространенным методом численного решения уравнений Максвелла является метод конечных разностей во временной области (FDTD).

Однако, этот метод сформулирован для случая постоянной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . Для учета зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения  $\epsilon(\omega)$  (временная дисперсия) метод FDTD имеет некоторые модификации.

Одна из них, метод дополнительного дифференциального уравнения (ADE), использует вид типичной аналитической зависимости  $\epsilon(\omega)$  в виде суммы полюсов Лоренца либо Дебая для записи и последующего решения дополнительных уравнений на токи поляризации, которые в дальнейшем учитываются в законе Ампера, и, таким образом, включаются в систему уравнений Максвелла.

Была написана программа, реализующая метод ADE и с помощью данных из [1] проведено сравнение с результатами метода медленно меняющихся амплитуд на задаче взаимодействия лазерного излучения с металлами.

1. *W.H.P. Pernice, F.P. Payne, D.F.G. Gallagher.* An FDTD method for the simulation of dispersive metallic structures // *Optical and Quantum Electronics*, 2006. 38:843-856, 14 p.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО УГЛЕРОДА ПРИ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ.

*Вервикишко П.С.\* , Шейндлин М.А.*

*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва*

*\*miptbusiness@gmail.com*

В течение последних десятилетий поведение углерода при высоких температурах и давлениях является предметом многих исследований, однако их результаты зачастую противоречат друг другу [1-2]. Одна из основных причин таких разногласий заключается в поведении углерода в области существования трех фаз: твердой, жидкости и пара. Все эксперименты по плавлению углерода можно, условно, разделить на две группы: одна указывает на температуру плавления графита в диапазоне 4500-5000К другая: 3700-4100К. Различие результатов, по нашему мнению, связано со сложностями измерения температуры конденсированного углерода при температурах порядка 4000 К и выше вследствие интенсивного испарения графита даже при весьма высоких давлениях буферного газа. В данной работе представлены результаты исследования плавления графита и кристаллизации жидкого углерода с помощью лазерного нагрева. Образец графита помещается в камеру, в которой создается высокое давление инертного буферного газа. Эксперименты проводились при различных давлениях гелия в диапазоне от 80 до 200 МПа. Образец нагревается лазерным импульсом сложной формы длительностью около 40 мс. При этом температура в точке фокусировки измеряется быстродействующим микропирометром на длине волны 650 нм. Особенностью данного исследования по сравнению с работой [3] является возможность варьирования темпов нагрева и охлаждения образца путем произвольного изменения формы лазерного импульса. Возможность управлять темпом нагрева и охлаждения обусловлена техническими характеристиками используемого мощного лазера постоянного действия с максимальной мощностью до 3.3 кВт. В работе [3] использовался импульсный нагрев с прямоугольной формой лазерного импульса. В данной работе делается попытка более детального изучения особенностей процесса кристаллизации жидкого углерода. Для того чтобы замедлить темп охлаждения, мощность лазера, после «отключения» основного импульса нагрева остается достаточной для регулирования скорости охлаждения. Результаты экспериментов, проведенных с различными типами мелкозернистых графитов (например, спектрографита и графита МПГ-6) в целом хорошо согласуются как между собой, так и с результатами, представленными в работе [3]. Уменьшение темпа охлаждения позволило наблюдать ряд новых особенностей процесса кристаллизации жидкого углерода, как в процессе охлаждения, так и по изменению формы поверхности закристаллизовавшегося расплава. Особенности формы поверхности в зоне кристаллизации при различных скоростях охлаждения изучались с использованием растрового электронного микроскопа.

Список литературы:

1. Э.И. Асиновский, А.В. Кириллин, А.В.Костановский. Экспериментальное исследование термических свойств углерода при высоких температурах и умеренных давлениях. Успехи физических наук том 172 2002.
2. А.И.Савватимский . Плавление графита и жидкий углерод. Успехи физических наук том 173 2003.
3. M. Musella C. Ronchi. M.Brykin. M.Seindlin The molten state of graphite: An experimental study. Journal of applied physics volume 84 1998

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ НА МОНОКРИСТАЛЛЫ КАМЕННОЙ СОЛИ

*Савинцев А.П.\* , Гавашели Ю.О.*

*КБГУ, Нальчик*

*\*pnr@kbsu.ru*

После создания оптических квантовых генераторов, излучающих фемтосекундные лазерные импульсы, многие вопросы взаимодействия излучения с веществом стали рассматриваться на принципиально ином уровне.

Анализ процессов, возникающих при облучении вещества ультракороткими лазерными импульсами, проводится с использованием фазовых диаграмм, в том числе, когда в среде тем или иным способом созданы достаточно высокие давления, например, при облучении монокристалла ультракороткими лазерными импульсами. При давлении десятки-сотни кбар в ионных кристаллах может проходить структурный фазовый полиморфный В1-В2 переход [1], который должен быть отражен на фазовой диаграмме [2].

Высокое давление приводит к сжатию среды и увеличению плотности материала. Когда в среде происходит В1-В2 переход, меняется тип решетки и резко изменяется плотность сжатого материала.

С ростом температуры плотность каменной соли снижается, однако давление В1-В2 перехода растет [3], так, что в целом плотность кристалла в области В1-В2 перехода не зависит от температуры. Поэтому на зависимости плотности среды от температуры область полиморфного фазового перехода в монокристаллах каменной соли следует ограничить прямыми, параллельными оси температур, вплоть до кривой плавления.

При дальнейшем увеличении давления, после полиморфного В1-В2 перехода при давлении в единицы-десятки Мбар может быть реализован переход диэлектрик-металл [1]. Переход диэлектрик-металл (схлопывание запрещенной зоны) подробно рассматривался в качестве одного из механизмов собственного лучевого пробоя неорганического стекла [4]. Этот же подход может обсуждаться и в случае лучевого разрушения ионных кристаллов [1, 5] и плавленого кварца [6].

При мегабарных давлениях плотность сжатого кристалла так велика, что на фазовой диаграмме этому переходу будет соответствовать не протяженная область, а прямая линия, которая не меняет своего наклона на диаграмме в области сжатого твердого тела вплоть до возникновения жидкой фазы.

1. Карпенко С.В., Савинцев А.П., Темроков А.И. // Доклады РАН. 2003. Т. 388. № 1. С. 41.
2. Плотняк С.Б. // Сверхтвердые материалы. 2008. № 3. С. 31.
3. Карпенко С.В., Темроков А.И. Реконструктивные фазовые переходы в прозрачных диэлектриках в экстремальных условиях высоких давлений и температур. Нальчик: изд-во НИИ ПМА КБНЦ РАН, 2006. 191 с.

4. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Либенсон М.Н. и др. // Доклады АН СССР. 1986. Т. 287. № 5. С. 1114.
5. Савинцев А.П. // Тез. докл. 7 Всерос. симп. «Проблемы физики ультракоротких процессов в неравновесных средах», Черногоровка: ИПХФ РАН, 2009. С. 25.
6. Savintsev A.P., Gavasheli D.Sh., Gavasheli Yu.O. // Physics of Extreme States of Matter -2011. Черногоровка: ИПХФ РАН, 2011. С. 43.

## К ВОПРОСУ О ПРОБОЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ СФОКУСИРОВАННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

*Гавашели Д.Ш.<sup>\*1</sup>, Гавашели Ю.О.<sup>2</sup>*

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

\*david\_gavasheli@yahoo.com

Лазерное излучение высокой интенсивности может приводить к лучевому пробое прозрачных твердых тел. Разрушения, возникающие в подобных средах под действием наносекундных лазерных импульсов, наиболее целесообразно разделить на разрушения, возникающие в идеально чистых средах, и разрушения, обусловленные примесями [1]. Согласно этому подходу, различают порог несобственного лазерного пробоя, обусловленный разрушением на дефектах, примесях, включениях [2] и порог собственного пробоя, определяемый лучевой стойкостью предельно чистого вещества [3].

Самофокусировка лазерного излучения высокой интенсивности приводит к неконтролируемому повышению плотности мощности в облучаемом объеме, что может давать неточные данные по порогам пробоя, поскольку начало разрушения будет определяться порогом самофокусировки лазерного пучка [4].

Фрактальными свойствами обладает электрический разряд и пробой диэлектрика [5]. Инвариантность относительно масштабных преобразований присуща фазовым переходам. Фракталы играют существенную роль в теории пластичности и разрушения материалов, прохождении вещества через случайно неоднородные среды [5].

Нами проведены исследования в данном направлении.

1. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 280 с.
2. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Никоноров Н.В. и др. Оптический пробой поверхности стекла К8, модифицированной низкотемпературным ионным обменом // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 10. С. 2144-2147.
3. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Либенсон М.Н. и др. Новые представления о собственном оптическом пробое прозрачных диэлектриков // Доклады АН СССР. 1986. Т. 287. № 5. С. 1114-1118.
4. Бородин В.Г., Глебов Л.Б., Ефимов О.М. и др. Влияние фокусировки излучения и качества обработки поверхностей оптической системы на измерение порогов оптического пробоя // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 106-112.
5. Жабин Д. Н. Электронный транспорт через фрактальные потенциалы на канторовом множестве. Автореферат канд. дис. Томск: ТГУ, 2003. 14 с.

## ПЕРВОПРИНЦИПНЫЙ РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛЮМИНИЯ

*Князев Д.В.<sup>\*</sup>, Левашов П.Р.*

ОИВТ РАН, Москва

\*d.v.knyazev@yandex.ru

Представленная работа посвящена первопринципному расчету динамической электрической проводимости и оптических свойств алюминия при различных плотностях и температурах. Расчет производится методом квантовой молекулярной динамики (QMD), реализованной посредством пакета VASP [1]. В ходе моделирования на равновесном участке выбираются независимые ионные конфигурации.

Для каждой ионной конфигурации вычисляются уровни энергии и волновые функции электронов. Для детального разрешения электронной структуры требуется большое число k-точек в зоне Бриллюэна, что значительно увеличивает время расчета.

Действительная часть динамической проводимости вычисляется по формуле Кубо-Гринвуда [2]. Значения проводимости, полученные для различных ионных конфигураций, усредняются.

Мнимая часть динамической электрической проводимости восстанавливается с помощью преобразования Крамерса-Кронига. Далее вычисляется комплексная диэлектрическая проницаемость, комплексный показатель преломления, отражательная способность и коэффициент поглощения.

В рамках данной работы произведен расчет оптических свойств алюминия при нормальных условиях, а также на нормальной изохоре при температуре от нормальной до 20 кК (в предположении термодинамического равновесия между электронами и ионами). Результаты сопоставлены с результатами других авторов [3], справочными [4] и экспериментальными [5] данными.

Результаты данной работы были использованы для калибровки полуэмпирических моделей диэлектрической проницаемости, необходимых для моделирования взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом.

1. G. Kresse, J. Hafner. // Phys. Rev. B. 1993. V.47. RC558.
2. L.L. Moseley, T. Lukes. // Am.J.Phys. 1978. V.46. 676.
3. M.P. Desjarlais et al. // Phys. Rev. B. 2002. V.66. 025401(R).
4. E.D. Palik. Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press, 1985.
5. S. Krishnan et al. // Phys. Rev. B. 1993. V.47. 11 780.

# ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ РАСЧЕТЫ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В МЕТАЛЛАХ С ВОЗБУЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМОЙ

Сергеев О.В.\* , Стегайлов В.В.

ОИВТ РАН, Москва

\*seoman@yandex.ru

В работе рассматривается warm dense matter (WDM) - состояние между разогретым конденсированным веществом и плазмой. Оно может возникать в различных условиях: при взаимодействии мощного лазерного импульса с веществом, электровзрыве проводников, в веществе катода при сильноточном импульсном разряде и т.д. Для основных механизмов формирования WDM характерно формирование после начального энерговыклада двухтемпературного состояния. В этом состоянии температура электронной подсистемы значительно выше температуры ионов. Фактически, при рассмотрении таких систем можно считать, что весь начальный энерговыклад поглощается электронной подсистемой, тогда как решетка существенно не меняет своего состояния за время воздействия.

Эволюция таких состояний после энерговыклада определяется скоростью электрон-фононного обмена энергией, а также электронной и решеточной теплоемкостями. Теоретические подходы, первоначально разработанные для описания сверхпроводимости, позволяют рассчитывать эти величины, используя такие характеристики вещества, как электронная и фононная плотности состояний.

Рассчитаны зависимости плотностей состояний и константы электрон-фононного взаимодействия для Al, Ag, Au и W от электронной температуры в диапазоне от 0 до 4 эВ. Это дает значения фактора электрон-фононного взаимодействия, электронной и решеточной теплоемкостей в том же диапазоне электронных температур. Плотность электронных состояний рассчитывалась с помощью пакета VASP [1], фононных - утилиты PHON [2], константа электрон-фононного взаимодействия - в пакете Quantum Espresso [3]. Полученные значения сравниваются с данными работы [4], в которой не учитывается изменение плотностей состояний. Результаты показывают, что для электронных температур выше 1 эВ рассмотренные величины могут существенно изменяться, и использование их значений для основного состояния может давать существенную ошибку при описании систем с сильно перегретыми электронами. Также показано, что времена релаксации могут отличаться на порядок для различных металлов, что обусловлено их электронной структурой и свойствами решетки.

1. G. Kresse and J. Hafner. // Phys. Rev. B 1993. V.47. P.558-561.
2. D. Alfe. // Comp. Phys. Comm. 2009. V.180. P.2622-2633.
3. P. Giannozzi et al. // J. Phys. Condens. Matt. 2009. V.21. P.395502-1 - 395502-19.
4. Leonid V. Zhigilev et al. // Phys. Rev. B 2008. V.77. P.075133-1 - 075133-17.

## ФИЛАМЕНТАЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В АТМОСФЕРЕ И ИНИЦИАЦИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ И МИКРОВОЛНОВЫХ РАЗРЯДОВ

Степанов А.Н.\*<sup>1</sup>, Богатов Н. А.<sup>1</sup>, Бодров С.В.<sup>1</sup>, Еремин В.И.<sup>1</sup>, Мурзанов А.А.<sup>1</sup>, Киселев А.М.<sup>1</sup>, Кулагин Д.И.<sup>1</sup>, Мальков Ю.А.<sup>1</sup>, Смирнов А.И.<sup>1</sup>, Царев М.В.<sup>1</sup>, Гарнов С.В.<sup>2</sup>, Бужин В.В.<sup>2</sup>, Александров Н.Л.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИПФ РАН, Нижний Новгород, <sup>2</sup>ИОФ РАН, Москва, <sup>3</sup>МФТИ, Долгопрудный

\*step@ufp.appl.sci-nnov.ru

Методом поперечной интерферометрии и по рассеянию пробного терагерцового импульса исследовано пространственное распределение и распад плазмы в филаменте, создаваемом в атмосфере интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом [1]. Показано, что максимальная величина электронной концентрации достигает  $n_e = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и уменьшается на два порядка в течение нескольких наносекунд после окончания лазерного импульса. Исследовано влияние внешнего электрического поля на распад плазменного канала.

В работе приведены результаты детального исследования инициации плазменным филаментом высоковольтного разряда между обкладками плоского конденсатора. Получена зависимость пробойного напряжения разрядного промежутка от энергии лазерных импульсов и длины промежутка, а также исследовано влияние воздействующего напряжения на время развития искрового пробоя. Полученный экспериментальный материал послужил основой для тестирования физической расчетной модели разрядного процесса, выполненной с детальным учетом кинетических процессов в плазме [2].

Экспериментально исследовалось каналирование микроволнового излучения вдоль двухпроводной линии, держащей в качестве одного из проводников плазменный филамент. Показано, что создание плазменного канала приводит к формированию импульсного сигнала на СВЧ детекторе от непрерывного микроволнового источника. Длительность СВЧ импульса определяется временем распада лазерной плазмы и длиной двухпроводной линии и может составлять всего несколько периодов микроволнового поля.

В работе показано, что плазменный филамент иницирует и направляет разряд, создаваемый импульсным СВЧ источником (длительность импульса порядка 1 мкс, мощность  $P = 50$  кВт, частота  $f = 36$  ГГц). Пробойные поля иницированного лазерной плазмой СВЧ разряда снижались примерно вдвое по сравнению с самостоятельным разрядом. Время развития иницированного разряда уменьшалось с ростом величины электрического поля микроволнового излучения аналогично случаю разряда постоянного тока.

1. Bodrov S., Bukin V., Tsarev M. etc. // OPTICS EXPRESS. 2011. v.19. No7. P.6829.
2. Александров Н.Л., Базелян Э.М., Богатов Н.А. и др. // Физика плазмы. 2008. т.34. No1. с.1-8.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА.

*Казаков А. Д.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*kazakoff2@mail.ru*

Существует необходимость в исследовании высокотемпературных, теплофизических свойств различных веществ, в том числе, тугоплавких металлов и их сплавов, применяемых в энергетике. В данной работе получены данные по энтальпии в начале плавления, удельного электрического сопротивления в точке плавления для проволочных образцов тантала и вольфрама, а также, образцов тантала, напыленных на кварцевую подложку.

Оптимальная длительность импульсного нагрева – однократный нагрев за десятки наносекунд – единицы микросекунд. Естественно, что импульсный нагрев током возможен только для веществ обладающих хорошей проводимостью (металлы, сплавы, графит, карбиды металлов) [1]. Результатом проведения эксперимента являются зависимости силы тока, напряжения, температуры (свечения) от времени. На этой основе возможно рассчитать удельное сопротивление, удельную введенную энергию от времени и другие свойства.

Проведение эксперимента в воздухе невозможно из-за возникновения шунтирующего разряда. Поэтому проволока погружается в резервуар с кипяченой водой. Проведена серия экспериментов с проволочными образцами вольфрама и тантала, погруженными в воду.

Получены данные для вольфрама: для введенной удельной энергии  $E = 0.68$  кДж/г (начало плавления), удельное электросопротивление (отнесенное к начальным размерам образца) примерно равно  $115$  мкОм\*см, а для введенной удельной энергии  $E = 0.96$  кДж/г (окончание плавления), удельное электросопротивление (отнесенное к начальным размерам образца) примерно равно  $123$  мкОм\*см.

Получены данные для тантала: для введенной удельной энергии  $E = 0.67$  кДж/г (начало плавления), удельное электросопротивление (отнесенное к начальным размерам образца) примерно равно  $125$  мкОм\*см, а для введенной удельной энергии  $E = 0.9$  кДж/г (начало плавления), удельное электросопротивление (отнесенное к начальным размерам образца) примерно равно  $140$  мкОм\*см.

Также проведена серия экспериментов для тантала, напыленного в виде фольги на кварцевую подложку. Атомная энергетика использует микротвэлы в виде образцов, с напылением на поверхность нитридов, карбидов, углерода. Необходимо было проверить работоспособность методики импульсного нагрева: можно ли греть в импульсе тонкие слои металла и исследовать их теплофизические свойства при высоких параметрах состояния. Для того чтобы достичь наименьшей толщины образца был применен способ магнетронного напыления. Плюсы в применении тонких образцов заключаются еще и в том, что для их исследования нужны меньшие токи, это приводит к меньшим помехам при воздействии электромагнитного поля собственного тока и высокого напряжения.

В экспериментах с напыленными образцами тантала наблюдалась область плавления металла (по свечению), хотя и менее ярко выраженная, чем для проволочных образцов. Энтальпия начала и окончания плавления проволочных образцов составила  $0.67$  и  $0.9$  кДж/г. Этим моментам соответствуют величины электросопротивлений  $125$  и  $140$  мкОм\*см. Если принять для напыленных образцов те же величины энтальпий при плавлении, то им будут соответствовать результаты по электросопротивлению ( $130$  и  $145$  мкОм\*см). Как мы видим, результаты по сопротивлению для сплошных и напыленных образцов близки. Для напыленных образцов кривая сопротивления после начала нагрева, но еще для твердого состояния имеет снижение в некоторый момент времени. Это, по всей видимости, свидетельствует о том, что материал уплотняется.

Данная экспериментальная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-08-00114а).

1. С.В.Лебедев, А.И.Савватимский, «Металлы в процессе быстрого нагревания током большой плотности», Успехи физических наук, т.144, в.2, с.215-250, 1984.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ИЗОТРОПНОГО ГРАФИТА МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА

*Кондратьев А.М.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*cpl593h@mail.ru*

Графит относится к наиболее тугоплавким веществам. Изотропный графит высокой плотности ( $2$  г/см<sup>3</sup>) может быть использован как прочный конструкционный материал в изделиях космической и ядерной промышленности при высоких температурах. Основное преимущество такого графита – его прочность и возможность механической обработки. Однако его высокотемпературные свойства при температурах  $3000$  К и выше изучены недостаточно. Построение полной фазовой диаграммы углерода при высоких температурах является одной из важнейших задач теплофизической науки. С помощью этой диаграммы появится возможность прогнозировать свойства графита (углерода) при высоких параметрах состояния. Исследование свойств жидкого углерода необходимо для построения его фазовой диаграммы. Получить жидкий углерод в стационарных экспериментах не представляется возможным т.к. температура плавления материала тигля меньше температуры плавления графита и соответственно сам тигель будет плавиться раньше графита.

Альтернативой стационарным экспериментам являются импульсные эксперименты (быстрое нагревание излучением лазера или электрическим током). Быстрый нагрев электрическим током ( $1-10$  мкс) с темпом нагрева  $5 \cdot 10^9$  К/с имеет несколько преимуществ. Во-первых, за короткое время нагрева практически отсутствуют все виды тепловых потерь. Во-вторых, обеспечивается однородное по объему (если материал структурно достаточно однороден) тепловыделение в образце. Это позволяет с хорошей точностью регистрировать удельные величины (введенная энергия, удельное электросопротивление). В-третьих, можно получить и исследовать жидкую фазу исследуемого графита (при соответствующем давлении выше тройной точки). При нагреве за единицы микросекунд

нагреваемый образец, находясь в жидкой фазе, не может изменить исходную форму и положение в пространстве за счет инерционных сил и сил магнитного поля собственного тока (пинч-эффект).

В работе были проведены эксперименты по нагреву и плавлению изотропного графита высокой начальной плотности ( $2 \text{ г/см}^3$ ) марки MF-307 (японского производства) в воде и в сапфировых капиллярах. Результаты экспериментов показали, что невозможно получить и исследовать жидкий углерод при нагреве в воде, т.е. при давлении близком атмосферному. Графит начинает резко терять проводимость и разрушается при введенной энергии равной  $10\text{-}10,5 \text{ кДж/г}$ , примерно соответствующей энергии начала плавления при повышенном давлении [1].

При нагреве графита в капилляре расширяющийся образец в определенный момент упирается в стенку капилляра, что приводит к резкому росту давления в образце. Стоит также учесть, что до этого момента давление повышается за счет сублимации углерода с поверхности образца в свободный зазор. Такой метод нагрева позволил вводить в исследуемые образцы графита энергию, равную энергии плавления, и даже намного превышающую энергию окончания плавления ( $20,5 \text{ кДж/г}$  [1]). Сравнение опытов в воде и в капиллярной трубке позволило сделать вывод о том, что потеря проводимости графита перед плавлением в воде связана с недостаточно высоким давлением, меньше тройной точки ( $107 \text{ бар}$ ). Также был получен не наблюдавшийся ранее эффект резкого роста электросопротивления графита (и дальнейшего резкого снижения) при введенной удельной энергии  $10,5 \text{ кДж/г}$  (эта энергия по данным разных авторов соответствует энергии начала плавления). Из анализа этого эффекта и условий эксперимента можно сделать вывод, что в момент резкого снижения сопротивления достигаются параметры тройной точки углерода.

Данная экспериментальная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-08-00114а).

1. A.I. Savvatimskiy. Carbon 43 (2005) 1115-1142.

## ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ВОЛНЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИФФУЗИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Орешкин В.И.\* , Чайковский С.А.*

*ИСЭ СО РАН, Томск*

*\*oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru*

На сильноточном генераторе МИГ (амплитуда тока до  $2.5 \text{ МА}$ , время нарастания тока  $100 \text{ нс}$ ) проведены исследования роста крупномасштабных неустойчивостей при электрическом взрыве проводников в режиме скинирования тока. Эксперименты показали, что крупномасштабные неустойчивости с длиной волны  $0.02\text{-}0.05 \text{ см}$  появляются непосредственно после выхода на ось волны нелинейной диффузии магнитного поля. В рамках линейного приближения проведен анализ развития неустойчивостей. Показано, что при распространении по проводнику волны нелинейной диффузии неустойчивости с длиной волны порядка толщины проводника подавлены. При выходе на ось волны нелинейной диффузии инкременты неустойчивостей для всех длин волн резко возрастают. Проведены сравнения результатов сравнение экспериментальных результатов с результатами численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 10-02-00938

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ АКТИВИРОВАННЫХ УГЛЕЙ  
МЕТОДОМ ЛИМИТИРОВАННОГО ИСПАРЕНИЯ.

*Виткина Д.Е.\**, *Школьников Е.И.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*vitkina-darya@yandex.ru*

Производство активированных углей (АС) имеет богатую предысторию, и в настоящее время это научное направление обрело новые перспективы в связи с возможностью получения активированного углерода с развитой нанопористой структурой. В работе исследовались образцы АС, полученные методом термохимической активации лигноцеллюлозных материалов в зависимости от технологических параметров синтеза. Были изучены влияние количества катализатора NaOH, скорости карбонизации, исходного сырья и процентного содержания фосфорной кислоты. Основной метод исследования - метод Лимитированного Испарения. С его помощью получены изотермы десорбции, а затем рассчитаны распределения пор по размерам, построены дифференциальные и интегральные кривые. Показано, что структура угля очень чувствительна к количеству катализатора NaOH. Увеличение процентного содержания щелочи приводит к заметному росту объемов микро и мезопор, а следовательно и суммарного объема пор. Увеличение скорости карбонизации приводит к повышению объема пор в диапазоне радиусов 5-15 Å. Фосфорная кислота негативно влияет на структуру. Чем меньше содержание фосфорной кислоты, тем больше объем активных пор, а следовательно и суммарный объем пор. Полученные в настоящей работе результаты полностью укладываются в рамки модели щелевидных пор, общепринятой для углеродных адсорбентов. В рамках данной модели первичные поры представляют собой промежутки между углеродными слоями. В свою очередь углеродные слои – это стеки графеновых плоскостей. При активации структуры увеличиваются размер и объем первичных пор за счет уменьшения толщины углеродных слоев. Можно предположить, что при пиролизе графеновые плоскости более или менее последовательно уносятся из зоны реакции. Тогда такой способ порообразования, в принципе, может привести к дискретности структуры с шагом, соответствующим толщине графеновой плоскости. Практически все изученные образцы на кумулятивных РПР имеют горизонтальное плато в диапазоне радиусов пор 3-5 Å. Это означает, что пор в данном диапазоне радиусов нет. Но горизонтальные участки не совпадают с осью абсцисс. Они отстоят от нее на величины определенных объемов (0,2-0,3 см<sup>3</sup>/г), которые можно назвать адсорбционной емкостью. Величины адсорбционных емкостей, независимо от кумулятивных РПР, получены из отсечек t-графиков на осях ординат. Возникает вопрос, где и в каком виде сосредоточен экспериментально измеренный объем бензола, соответствующий адсорбционной емкости? Этот объем обычно интерпретируют как объем, сосредоточенный в порах малого размера или как объем, заполняющий поры под действием поля стенок микропор. Но поры  $r < 2-3\text{Å}$  невозможно определить, применяя бензол, из-за стерического фактора. Более вероятно, по нашему представлению, другое объяснение образования адсорбционной емкости, связанное с дефектами внешних графеновых плоскостей углеродных слоев. В литературе отмечается, что на поверхности непористых углеродных материалов существуют зоны с повышенным адсорбционным потенциалом, которые соответствуют 0,1-0,15 (и даже больше) от монослойного заполнения. По аналогии с непористыми материалами мы склоняемся к тому, что на поверхности пор также существуют места с повышенным адсорбционным потенциалом – дефекты, изломы, трещины. Подобные дефекты в были названы шероховатостью поверхности непористых углеродных материалов. Адсорбат удерживается на этих местах и не десорбируется при относительных давлениях, соответствующих размерам  $r > 5\text{Å}$ . При этом важно подчеркнуть, что для исследованных образцов значения адсорбции 0,1-0,15 в единицах монослойного заполнения в обычных единицах соответствуют значениям 0,2-0,3 см<sup>3</sup>/г.

СПОСОБ РАСЧЕТА МАССОВОГО ПОТОКА В НАНОКАНАЛАХ

*Верещагин А.С.\**, *Зиновьев В.Н.*, *Фомин В.М.*

*ИТПМ СО РАН, Новосибирск*

*\*vereshchag@itam.nsc.ru*

Одним из вариантов решения задачи разделения смеси газов на компоненты является использование различной скорости прохождения компонент смеси газов через наноканалы. Это приводит к проблеме изучения массопереноса в такого рода каналах при различных условиях истечения. В данной работе моделируется течение кнудсеновского газа через трековую мембрану толщиной 10 мкм с диаметрами пор 32 и 38 нм, произведенным в ОИЯИ, г. Дубна при условиях, близких к нормальным.

Рассматриваются две задачи: истечения газа (азота, гелия) через мембрану в вакуум, и выравнивание давлений газов (азота, гелия) в системе двух сосудов соединенных мембраной. На примере двух газов была совершена попытка оценить скорости фильтрации газов через наноканалы.

В рамках математической модели рассматривается течение между двумя резервуарами, соединенных между собой серией цилиндрических наноканалов одинакового радиуса и одинаковой длины. Основные предположения, при моделировании: объемы резервуаров значительно больше, чем объем области возмущенного газа, так что газ в сосудах находится в состоянии равновесия вдали от входа; режим течения стабильный, не турбулентный ( $Re < Re_c$ ); длина свободного пробега молекул значительно больше, чем диаметр молекул (применимость уравнений Больцмана); газ одноатомный; газ однокомпонентный.

Формулы для расчета массовых потоков через наноканалы конечной длины в условиях кнудсеновского течения брались в [1].

В результате моделирования оценены массовые потоки газов (азота и гелия) через трековую мембрану. Показано, что течение в рамках кнудсеновского газа описывают процесс массопереноса качественно и количественно правильно в рамках погрешности начальных данных.

1. Шарипов Ф.М., Селезнев В.Д. Движение разреженных газов в каналах и микроканалах. // Екатеринбург: УрО РАН, 2008. -232 с.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕЛИЕВОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ОБЪЕКТОВ

*Зиновьев В.Н.\* , Верещагин А.С., Казанин И.В., Лебига В.А., Пак А.Ю., Фомин В.М.,  
Фомина А.Ф.*

*ИТПМ СО РАН, Новосибирск*

*\*zinoviev@itam.nsc.ru*

В настоящее время производство гелия в промышленности осуществляется, главным образом, с помощью криогенной ректификации природного газа. Так как содержание гелия в природном газе мало и обычно не превышает 0,05–0,5%, для его выделения требуется сжижение всего объема углеводородов, что делает низкотемпературные технологии разделения компонент газовой смеси весьма энергоемкими и экономически невыгодными. Поэтому актуальным является создание новых некриогенных способов выделения гелия [1-3].

Можно выделить два основных некриогенных метода разделения газовых смесей: мембранный и сорбционный. Целью данной работы было исследование эффекта избирательной проницаемости гелия наноструктурированными микрообъектами.

В работе приводятся результаты экспериментального исследования динамики процессов поглощения (сорбции) и дегазации (десорбции) гелия различными типами сорбентов с наноструктурированными проницаемыми границами:

- полыми микросферами из натриевоборосиликатного стекла;
- алюмосиликатными модифицированными цеолитами;
- композитным гранулированным сорбентом на основе микросфер и псевдобемита.

Исследования проводились на примере воздуха, гелия и их смеси в двух специальных экспериментальных стендах, основой конструкции которых являются емкости из нержавеющей стали объемом 0,55 и  $45 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup> соответственно.

Эксперименты продемонстрировали, что исследованные типы сорбентов являются непроницаемыми для воздуха и проницаемыми для гелия. На основании экспериментальных зависимостей изменения давления в емкости от времени показано, что скорость протекания процессов сорбции и десорбции гелия в основном определяется величиной перепада парциальных давлений гелия во внешнем объеме и внутри частиц, при постоянстве других параметров (температуры, материала и размера частиц и т. д.). При этом установлено, что наличие сопутствующего газа в объемной фазе практически не оказывает влияния на процессы сорбции и десорбции гелия.

Модифицированные цеолиты показали значительно, более чем на порядок, увеличение темпов процессов поглощения гелия, в сравнении с микросферами. В свою очередь коэффициент проницаемости микросфер прошедших процедуру гранулирования увеличился практически на два порядка по сравнению с исходными микросферами. Применение специальной нормировки, предложенной в данной работе, ко всем полученным в экспериментах сорбционным и десорбционным зависимостям, позволило привести их к автомоделному виду для данного типа сорбента.

Литература

1. Архаров А.М. Гелий: история открытия, технологии ожижения, области применения//Хим. нефт. машиностр. – 1995. №2 - С.2-9.
2. Дытнерский Ю.И., Брыков В.П., Каграманов Г.Г. Мембранное разделение газов. М.:Химия. 1991.
3. Долгушев С.В., Фомин В.М.. Циклическое обогащение гелием природного газа в колонке со стеклянными микросферами// Вычислительная механика сплошных сред – Computational Continuum Mechanics. 2008. №4.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ УГЛЕРОДНОГО МАТЕРИАЛА НА ФОРМИРОВАНИЕ ДВОЙНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ НА ГРАНИЦЕ ЭЛЕКТРОД-ЭЛЕКТРОЛИТ В ПЕРСПЕКТИВНЫХ СУПЕРКОНДЕНСАТОРАХ

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

*ОИВТ РАН, Москва*

*\*Alex198508@yandex.ru*

Углеродные суперконденсаторы представляют собой перспективные устройства для хранения энергии, основанные на адсорбции ионов жидкого электролита на поверхности высокопористого углерода. Наличие развитой поверхности с размерами пор вплоть до единиц нанометров обеспечивает большую площадь контактной поверхности на единицу массы. Для оптимизации подобного рода технологии требуется детальное понимание физики образования двойного электрического слоя и его поведения при зарядке и разрядке суперконденсаторов.

В работе исследовался двойной электрический слой на границе водного раствора электролита и электрода, изготовленного из углеродного материала. Целью работы является оценка емкостных характеристик такой системы и выяснение основных факторов, влияющих на их свойства. В частности рассматривается влияние особенностей электронной структуры материала углеродного электрода на формирование двойного слоя на его границе с электролитом.

Необходимость изучения данного вопроса обусловлена сравнительно низкой концентрацией носителей заряда в углеродных материалах, которая может оказываться существенно меньше, чем концентрация ионов в среде электролита. Это определяет достаточно большую глубину проникновения поля в структуру углерода в сравнение с толщиной двойного слоя и сильное влияние особенностей его электронного строения на электрическую ёмкость системы.

Изучение данного вопроса осуществляется возможно путём привлечения методов квантовой молекулярной динамики с использованием приближения DFT. Данный подход позволил вычислить электрическую ёмкость такой системы и показать преобладающую роль двойного слоя в электрон-дырочной подсистеме материала электрода на её формирование. Кроме того, была сделана оценка максимального достижимого значения ёмкости двойного слоя на поверхности графита и показано её согласие с имеющимися экспериментальными данными.



Проанализировано влияние отклонения кристаллической решётки углеродного материала от идеальной. В частности рассматривалась роль различных видов дефектов, а также возможное влияние внедрения примесей в межслоевое пространство кристалла графита с образованием слоистых клатратов. Установлено сильное влияние данных факторов на предельную ёмкость двойного слоя, величина которой оказывается связана с плотностью состояний на поверхности Ферми в материале электрода, ведущее в большинстве исследованных случаев к увеличению электрической ёмкости системы.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОГЕННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЫ И НАНОРАЗМЕРНОГО ПОРОШКА ДИОКСИДА КРЕМНИЯ ТАРКОСИЛ.

*Филлипов А.А.\*, Борисова Т.А., Фомин В.М.*

*ИТПМ СО РАН, Новосибирск*

*\*Filippov@itam.nsc.ru*

В настоящее время эпоксидные олигомеры являются одними из распространенных связующих. Материалы на их основе находят широкое применение в авиации и ракетостроении. Поэтому актуальной проблемой является изучение путей получения нанокмпозитов с высокой однородностью распределения наночастиц в полимерной матрице.

Настоящей целью работы является разработка композиционных материалов и изучение их физико-механических характеристик на основе эпоксидного олигомера ЭД-20 и нанонаполнителя диоксида кремния-Таркосил Т-20 (удельная поверхность 139.5 м<sup>2</sup>/г, средний размер частиц около 20 нм). Работа состояла из теоретической и экспериментальной части.

Для проведения экспериментов были подготовлены образцы из эпоксидной смолы ЭД-20 с добавлением от 0% до 40% по объему нанодисперсного порошка. Образцы изготовлены в соответствии с ГОСТ 11262-80. На этапе смешивания нанодисперсного порошка Т-20 с эпоксидной смолой, возникала одна из наиболее важных проблем, связанная с необходимостью однородного распределения наночастиц в материале матрицы. В качестве метода диспергирования частиц предложено использовать ультразвуковые колебания (УЗГ). Затем проводились эксперименты на растяжение на испытательной машине Zwick Roell Allround. В результате были получены диаграммы нагрузки от удлинения, а также напряжения образца от деформации в зависимости от массовых концентраций компонент. При этом был получен максимальный модуль упругости при 12% объемной концентрации наполнителя, он увеличился на 23%. При использовании ультразвука максимальное увеличение модуля упругости (32%) зафиксирован при 25%м содержании нанопорошка. Из проведенных экспериментов можно сделать вывод, что использование ультразвукового способа диспергирования наночастиц диоксида кремния в среде связующего позволяет повысить прочность материала. В теоретической части работы была предложена математическая модель гетерогенного материала.

Проведено сравнение между теоретическими и экспериментальными результатами. В исследуемом интервале было получено качественное совпадение.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННЫХ ЖИДКОСТЕЙ. РАСЧЕТ РАВНОВЕСНЫХ СВОЙСТВ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

*Ивановский Г.*

*ИВТ РАН, Москва*

*ivanovakis@mail.ru*

Ионные жидкости—это органические соли, обладающие температурой плавления ниже 100°С[1]. Они широко используются в качестве перспективных электролитов для суперконденсаторов. Именно это приложение ионных жидкостей является основной причиной данного исследования.

С помощью метода классической молекулярной динамики рассмотрены две ионные жидкости: тетрафторборат 1-бутил-3-метилимидазолия ( $[bmim]^+[BF_4]^-$ ) и тетрафторборат N,N,N-триэтил-N-метиламмония ( $[tema]^+[BF_4]^-$ ). Эти соединения представляют два типа ионных жидкостей—в катионе  $[tema]^+$  заряд локализован, в то время как в  $[bmim]^+$  заряд делокализован. Это отражается на подвижности ионов жидкости. Основываясь на потенциалах взаимодействия, опубликованных в литературе[2, 3], изучаются механизмы и коэффициенты диффузии ионов при различных температурах.

Диффузионные свойства ионных жидкостей напрямую связаны с их электропроводностью и вязкостью. Особую роль эти характеристики играют в процессах зарядки/разрядки суперконденсаторов.

1. Castner E. W., Wishart J. F. // J. Chem. Phys. 2010. V. 132. P. 120901.
2. Liu Z., Huang S., Wang W. // J. Phys. Chem. 2004. V. 108. P. 12978.
3. Canongia Lopes J. N., Padua A. A. N. // J. Phys. Chem. B 2004. №108. P. 16893.

## МОДЕЛЬ И КЛАССИФИКАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ И ПОЛЯРИЗУЮЩИХСЯ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР – ПЛАЗМОИДОВ. САМОСЖАТИЕ (САМОКУМУЛЯЦИЯ) ПЛАЗМОИДОВ

*Высикайло Ф.И.*

*ФГУ ТИСНУМ, Троицк*

*filvys@yandex.ru*

Предположение о нейтральности часто применяемое при описании газоразрядной и иных плазм приводит к так называемым асимптотическим парадоксам, которые не объяснимы в рамках «квази» (абсолютной) нейтральности. Электроны более подвижны и их часть покидает плазменные 3D-структуры, тем формируя структуры с положительным объемным зарядом, препятствующим дальнейшему уходу из них электронов и определяющим геометрию 3D-потоков частиц плазмы. Периферийные электрические поля в заряженных плазмоидах приводят к повышению

периферийного давления электронов на плазму и генерации сил, кумулирующих плазмодов и тем выступающих динамическим поверхностным кулоновским натяжением для плазменных заряженных структур. Автором исследованы процессы кумуляции и диссипации потоков плазмы и электронов в области плазмодов в зависимости от типа симметрии заряженной 3D-структуры. Показано: 1) разделение зарядов приводит к генерации кулоновского поверхностного натяжения, сжимающего огромные плазмоды, в том числе и звезды до плотностей в атомах и атомных ядрах (квантовых звездах). Вокруг заряженных плазмодов формируются потенциальные барьеры, сгребаящие плазму к центру или оси кумуляции. Заряженные плазмоды – метастабильные структуры, ограниченные кулоновскими барьерами для электронов. 2) при неограниченной кумуляции вещества слабое нарушение нейтральности (на уровне  $(n_i - n_e)/n_i * 10^{-18}$ ) из-за выдавливания малой части обобществленных электронов из структур приводит к остановке и распылу (отскоку) ранее кумулирующих (гравитирующих) нейтральных структур; 3) слабое нарушение нейтральности или 3D-поляризация в системе стратифицированных плазменных 3D-структур приводит к формированию фокусов в системе плазменных линз – 3D-страт. Конечно-мерные 3D-страты, как доказано автором фокусируют электроны в фокусы или точки либрации (DOI : 10.3103/S1068375511020190). Эти фокусы Высикайло – Эйлера в плазме в электрическом поле аналогичны точкам либрации Лагранжа –  $L_1$ , открытым Эйлером в 1779 г для случая гравитационных потенциалов (в обоих случаях следует решать уравнение Пуассона). 4) Периферийные электрические поля в квантовых звездах являются эффективными катализаторами термоядерных реакций, приводящих к нейтронизации сжимаемого гравитацией вещества. 5) в новом качестве подтверждена идея А. Эйнштейна об эквивалентности массы и энергии. Эквивалентность проявляется в аналогичной функциональности в процессах пульсаций (фокусировки и отскоке) «излишней» энергии в обобщенной 2D-задаче Кеплера и «излишней» массы в 3D-задаче Высикайло – Чандрасекара о кумуляции и диссипации волн де Бройля в квантовых звездах (пульсирующая аккреция квантовых звезд – кулоновско-гравитационных пульсарах) с массой больше Чандрасекаровской (  $1,46$  масс Солнца). 6) предложен новый механизм (тип) термоядерного реактора у поверхности заряженных квантовых звезд и плотных ядер обычных звезд и планет. Ускорение электронов до МэВ энергий в синергетических электрических полях нескомпенсированных заряженных частиц в ядрах гигантских плазмодов – квантовых звезд и их трансмутация в приповерхностном слое с огромными электрическими полями в нейтроны в реакциях с протонами является основой такого механизма. 7) при возникновении динамического поверхностного натяжения, обусловленного кулоновскими силами, происходит кумуляция плазмы и энергии в любых сжимающихся скачках электрического поля. Автором уже предложено наноконструирование слоями объемного заряда наноконструктов для управления параметрами термоэлектриков (DOI : 10.3103/S1068375510040010). Получены первые обнадеживающие экспериментальные результаты (DOI : 10.1002/pssa.201127075). Изучение развития и гибели метастабильных заряженных плазменных структур, несомненно, является продвижением вперед в понимании метастабильных живых структур.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНО/МИКРО ПЛЁНОК В ПРОЦЕССЕ РОСТА

*Русин С.П.*

*ОИВТ РАН, Москва*

*sprusin@rambler.ru*

Теория оптических слоистых сред широко применяется при проектировании селективных покрытий в солнечной энергетике, в объектах авиационной и космической техники, при создании просветляющих покрытий, при проектировании оптических фильтров и антиотражающих поверхностей [1-3]. При определённых условиях многослойная система может служить фильтром, который пропускает, либо отражает, выделенные участки спектра [3]. Измеряя оптические свойства многослойных систем, можно контролировать толщину плёнок с высокой точностью [1]. Данное сообщение является продолжением работы [4].

При воздействии интенсивных энергетических потоков на металл в воздушной среде в процессе окисления происходит рост оксидной плёнки, которая изменяет оптические свойства системы оксидная плёнка – металл. На примере окисления титана представлены результаты компьютерного моделирования отражательных свойств системы оксидная плёнка - металл при увеличении толщины плёнки и в зависимости от направления импульсного зондирующего излучения, падающего на систему. Причём, длительность зондирующего импульса должна быть согласована со скоростью нагрева системы. В качестве исходных данных использовались комплексные показатели преломления для оксидной плёнки и металла. Использовались два типа моделей: для «тонких» плёнок (толщина плёнки соизмерима с длиной волны падающего излучения, эффекты дифракции значительны) и для «толстых» плёнок (толщина плёнки много больше длины волны падающего излучения, эффекты дифракции пренебрежимо малы). Для «тонких» плёнок оптические свойства системы рассматриваются в пределах применимости уравнений Максвелла и, в частности, формулы Эйри [1-3]. Для таких плёнок выделен параметр, который характеризует цикличность отражательной способности системы в процессе роста толщины плёнки и параметр, характеризующий пропускательную способность плёнки. Показано, что параметр цикличности не зависит от оптических свойств металлической подложки. В воздушной среде этот параметр определяется комплексным показателем преломления плёнки, её толщиной и направлением падающего излучения. Для «толстой» плёнки приведены соотношения для оценки отражательной способности системы в процессе роста оксидной плёнки. Показано, что для «тонких» плёнок по цикличности зависимости отражательной способности системы от времени можно судить об установлении процессов диффузии при окислении, а также, при известном показателе преломления плёнки, оценить её толщину. Это особенно важно при субсекундном, в частности, резистивном нагреве. Полученные численные результаты сравниваются с данными экспериментальных исследований по окислению титана [5,6].

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. Zhang Z. M. Nano/Microscale Heat Transfer. N.Y.: McGraw-Hill, 2007.
3. Macleod H. A. Thin Film Optical Filters, 3rd ed. Bristol: Institute of Physics, 2001.
4. Rusin S.P. Metals optical properties during the growth of oxide film: computer modeling // Physics of Extreme States of Matter – 2010. Ed. by V.E. Fortov etc. Chernogolovka: Institute of Problem of Chemical Physics, RAS, 2010. P. 55-57.

5. Аверков Е.И. Свойства теплового излучения титана и его промышленных сплавов // Сибирский физико-технический журнал. 1991. Вып. 1. С. 3-16.
6. Рубцов Н.А., Аверков Е.И., Емельянов А.А. Свойства теплового излучения материалов в конденсированном состоянии. Новосибирск: изд-во Института теплофизики СО РАН, 1988.

## ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ* — Государственный научный центр РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований  
*ИГиЛ СО РАН* — Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН  
*ИОФ РАН* — Институт общей физики РАН  
*ИПФ РАН* — Институт прикладной физики РАН  
*ИСЭ СО РАН* — Институт сильноточной электроники СО РАН  
*ИТ СО РАН* — Институт теплофизики Сибирского отделения РАН  
*ИТПМ СО РАН* — Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН  
*КБГУ* — Кабардино-Балкарский государственный университет  
*МИФИ* — Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
*НИИ ПМА КБНЦ РАН* — Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН  
*ОИВТ РАН* — Объединенный институт высоких температур РАН  
*ФГУ ТИСНУМ* — ФГУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов

## ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. *Вервикишко Павел Сергеевич*, ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Первомайская 28, тел.: +79055564475, факс: +79055564475, miptbusiness@gmail.com
2. *Верещагин Антон Сергеевич*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Академика Ржанова, 4/1, тел.: +7(383)3303804, факс: +7(383)3307268, vereshchag@itam.nsc.ru
3. *Виткина Дарья Евгеньевна*, ОИВТ РАН, 141700, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(905)7512659, факс: +7(495)4859611, Vitkina-Darya@yandex.ru
4. *Высикайло Филипп Иванович*, ФГУ ТИСНУМ, 142191, Московская область, г. Троицк, м./р., тел.: +7(495)6527170, факс: +7(495)6527170, filvys@yandex.ru
5. *Гавашели Давид Шотаевич*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360030, Нальчик, ул. Кулиева, д. 18, кв 103, тел.: 89287085367, факс: 89287085367, david\_gavasheli@yahoo.com
6. *Гавашели Юлия Олеговна*, КБГУ, 360030, Нальчик, ул. Кулиева, д. 18, кв 103, тел.: 89287168367, факс: 89287168367, yu-pakhunova@mail.ru
7. *Головастов Сергей Викторович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858463, факс: +7(495)4842138, golovastov@yandex.ru
8. *Губин Сергей Александрович*, МИФИ, 117218, Москва, Профсоюзная д. 7/12, кв. 83, тел.: +7(499)1252554, факс: +7(499)1252554, sagubin@mephi.ru
9. *Зиновьев Виталий Николаевич*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, Институтская, д. 4/1, тел.: +7(383)3303921, факс: +7(383)3307268, zinoviev@itam.nsc.ru
10. *Ивановский Глебс*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4859263, факс: +7(495)4857990, ivanovakis@mail.ru
11. *Казаков Андрей Дмитриевич*, ОИВТ РАН, 109382, Москва, ул. Чистова, д. 9/19, тел.: +7(499)1795242, факс: +7(499)1795242, kazakoff2@mail.ru
12. *Князев Дмитрий Владимирович*, ОИВТ РАН, 127562, Москва, ул. Санникова, д.9, к.2, кв.318, тел.: +7(909)9016097, факс: +7(909)9016097, d.v.knyazev@yandex.ru
13. *Колотова Лада Николаевна*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, lada.kolotova@gmail.com
14. *Комаров Павел Сергеевич*, ОИВТ РАН, 117292, Москва, ул. Профсоюзная, д.8, к. 2, кв. 279, тел.: +7(495)2294240, факс: +7(495)2294240, komarov-p@yandex.ru
15. *Кондратьев Арсений Михайлович*, ОИВТ РАН, 109004, Москва, пер. Товарищеский, д.17, кв.70, тел.: +7(495)9110263, факс: +7(495)9110263, cpl593h@mail.ru
16. *Красюк Игорь Корнелиевич*, ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38, тел.: 8(499)5038130, факс: 8(499)1352055, krasyuk99@rambler.ru
17. *Кузнецов Владимир Васильевич*, ИТ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Терешковой д.31, тел.: +7(383)3307121, факс: +7(383)3308480, vladkuz@itp.nsc.ru
18. *Кяров Аслан Хасанович*, КБГУ, 360000, Нальчик, ул. Чернышевского, 173, тел.: +7(8662) 42-37-77, факс: +7(8662) 42-37-77, phec@mail.ru
19. *Ланкин Александр Валерьевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, Alex198508@yandex.ru
20. *Мамчуев Мухтар Османович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, Шортанова 89 а, тел.: 89280806128, факс: +7(662)423876, mamchuevvc@yandex.ru
21. *Милявский Владимир Владимирович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, vlvm@ihed.ras.ru
22. *Норман Генри Эдгарович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, norman@ihed.ras.ru
23. *Орешкин Владимир Иванович*, ИСЭ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/3, тел.: +7(3822)492988, факс: +7(3822)491677, oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru
24. *Оришич Анатолий Митрофанович*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, Институтская, д.4/1, тел.: +7(383)3307342, факс: +7(383)3307342, laser@itam.nsc.ru
25. *Петровский Виктор Павлович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4859155, факс: +7(495)4857990, b1p2a3@mail.ru
26. *Писарев Василий Вячеславович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, pisarevvv@gmail.com
27. *Поляков Дмитрий Николаевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4841810, факс: +7(495)4857990, styolab@ihed.ras.ru
28. *Русин Сергей Петрович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)3625333, факс: +7(495)3620778, sprusin@rambler.ru
29. *Савинцев Алексей Петрович*, КБГУ, 360004, Нальчик, ул. Чернышевского, д. 173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(8662)422560, png@kbsu.ru
30. *Сайтов Ильнур Миннигазыевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, saitov\_06@mail.ru
31. *Семененко Вадим Юрьевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, vadim\_semenenko@mail.ru
32. *Сергеев Олег Вячеславович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, seoman@yandex.ru
33. *Смирнов Александр Ильич*, ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, Ул. Ульянова, д.46, тел.: +7(831)4160656, факс: +7(831)4160616, smirnov@appl.sci-nnov.ru
34. *Смирнов Григорий Сергеевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, grs90@mail.ru
35. *Степанов Андрей Николаевич*, ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46, тел.: +7(831)4164907, факс: +7(831)4363792, step@ufr.appl.sci-nnov.ru
36. *Тен Константин Алексеевич*, ИГиЛ СО РАН, 630058, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15, тел.: +7 913 905 15 15, факс: +7 383 333 16 12, ten@hydro.nsc.ru

37. Тимофеев Алексей Владимирович, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, timofeevalvl@gmail.com
38. Федоров Александр Владимирович, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирская обл., Новосибирск, ул. Институтская, д. 4/1, тел.: +7(383)3308538, факс: +7(383)3307268, fedorov@itam.nsc.ru
39. Филиппов Артем Александрович, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирская обл., Новосибирск, ул. Институтская, 4/1, тел.: (383) 330-42-68, факс: (383) 330-72-68, filippov@itam.nsc.ru
40. Чекалин Борис Витальевич, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская область, г. Троицк, ул. Пушкиных, д.1, тел.: +7(495)6527170, факс: 8-926-530-3998, filvys@rambler.ru
41. Шумова Валерия Валерьевна, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2, тел.: 7(495)4942610, факс: 7(495)4857990, shumova@ihed.ras.ru