

**ПРОГРАММА
И
ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**VI научной конференции
«НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ ПАМЯТИ
АЛЕКСАНДРА МИХАЙЛОВИЧА
ДЫХНЕ»**

г. Москва, г. Троицк,
28 октября 2025 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Программный комитет	5
Организационный комитет	6
Программа конференции «Научные чтения памяти Александра Михайловича Дыхне»	7
Биография А. М. Дыхне	12
Стрела времени в метастабильной Вселенной	17
В. В. Бражкин	17
Некоторые особенности зарядки частиц в многокомпонентной пылевой плазме влажных азот-кислородных смесей.....	18
Д. В. Высоцкий, Н. И. Трушкин, А. В. Филиппов, В. Е. Черковец .	18
Дисковый Yb:YAG Лазер с диодной накачкой	22
Д.В. Высоцкий, А.В. Демьянов, К.Н. Макаров	22
Плазмохимические процессы генерации окислов азота и озона в электронно-пучковой плазме и их влияние на радиационную коррозию металлов	27
В. Н. Бабичев, Д. В. Высоцкий, А. Н. Кириченко, А. А. Некрасов, Н. И. Трушкин, А. В. Филиппов, В. Е. Черковец	27
Положительный столб тлеющего разряда постоянного тока с учетом нелокальности функции распределения электронов	30
П. А. Вовк, А. В. Филиппов, Н. А. Хомяков.....	30
Нейрореplikаторный анализ и вирусная терапия онкологических заболеваний.....	35
А. А. Ежов	35
Шаровая молния: загадка современной науки.....	37
М.С. Дворников.....	37

Образование химически активных соединений азота и кислорода во влажных кислород-азотных газовых смесях под действием внешнего источника ионизации	38
Д. В. Высоцкий, Н. А. Дятко, Н. И. Трушкин, А. В. Филиппов.....	38
Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного плазменного потока с твердотельной мишенью	41
К. М. Гуторов, Н. А. Дятко, А. М. Житлухин, Н. С. Климов, М. Д. Таран, К. М. Титкова.....	41
Гамильтонов формализм в задачах о переносе примеси в неоднородных и нестационарных средах.....	46
П. С. Кондратенко, Л. В. Матвеев	46
Расчет констант скорости процессов VT релаксации при столкновениях $O(^3P_2)+O_2(X,v=1)$ в квантовом и квантово-классическом приближениях	48
А. К. Курносов ¹ , А. П. Палов ²	48
Эволюция микроструктуры и ее последствия для обоснования безопасности захоронения РАО в галитах	51
О.О. Корчагина, Л.В. Матвеев.....	51
Плазмохимические процессы в смеси $CO_2:N_2$ с парами воды в импульсном разряде и в послесвечении	53
Ю. С. Акишев, Н. А. Дятко, И. В. Кочетов, А. В. Петряков ..	53
Аналитическое решение уравнения Лапласа для векторного поля в вырожденной эллипсоидальной системе координат.....	59
А. Г. Сухарев	59
Многомасштабное атомистическое моделирование ядерных топлив: от описания точечных дефектов к	

пределам отклонений стехиометрии и скоростям выхода ГПД.....	61
В. В. Стегайлов, А. С. Антропов, Е .А. Лобашев, Л. С. Пилюгин	61
Ядерные часы и квантовая батарея на Th-229	64
Е. В. Ткаля	64
Проявление эффектов дальнего действия в моделировании кулоновских систем.....	65
П. Р. Левашов, Г. С. Демьянов	65
Защита от детонации водородно-воздушной смеси в контайменте АЭС завесами из водяного пара.....	67
А. В. Острик ¹ , В.В. Ким ¹ , В.Ю. Гидаспов ² , И.Э. Иванов ² , И.А. Крюков ²	67
Терагерцовое излучение: методы генерации и регистрации	72
Е. А. Буянова, А. Ф. Глова	72
Эволюция зеркальных аксионных солитонов	75
П.М. Ахметьев, М.С. Дворников.....	75
Оптико-поляризационные свойства сильнонеидеальной плазмы	76
Ю. Б. Запорожец, В. Б. Минцев, В. К. Грязнов.....	76
Список сокращений организаций	78
Авторский указатель	80

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Лагарьков А.Н. академик РАН ИТПЭ РАН

Заместители председателя

Голубев А.А. д.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Филиппов А.В. д.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

Члены программного комитета

Большов Л.А. академик РАН ИБРАЭ РАН
Бражкин В. В. академик РАН ИФВД РАН
Высоцкий Д.В. к.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Гурашвили В.А. д.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Кочетов И.В. к.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Кузнецов В.Д. д.ф.-м.н. ИЗМИРАН
Матвеев Л.В. д.ф.-м.н. ИБРАЭ РАН
Панченко В.Я. академик РАН НИЦ «Курчатовский институт»
Рахимов А.Т. д.ф.-м.н. НИИЯФ МГУ
Сухарев А.Г. к.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Трушкин Н.И. д.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Черковец В.Е. д.ф.-м.н. НИЦ «Курчатовский институт»

Секретарь

Ловчикова И.Б. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Воронов А.С. доктор философии АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

Заместитель председателя

Высоцкий Д.В. к.ф.-м.н. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

Члены оргкомитета

Абрамова А.А.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Белослудцев В.Н.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Голубев А.А.	д.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Дмитриев И.В.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Дудочкин В.Е.		Глава г.о. Троицк
Ежов А.А.	к.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Зверева Л.И.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Климов Н.С.	к.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Кочетов И.В.	к.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Кравец Е.Г.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Кузнецов В.Д.	д.ф.-м.н.	ИЗМИРАН
Лаптев В.Д.	к.ф.-м.н.	Троицкий дом ученых
Ловчикова И.Б.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Подогова С.В.		АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Романников А.Н.	д.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Сиднев В.В.	к. ф.-м.н.	ТИК «Новые материалы, лазерные и радиационные технологии»
Сухарев А.Г.	к. ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Терентьев В.Е.	к.т.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Трушкин Н.И.	д.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Филиппов А.В.	д.ф.-м.н.	АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»
Черковец В.Е.	д.ф.-м.н.	НИЦ «Курчатовский институт»

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ «НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА МИХАЙЛОВИЧА ДЫХНЕ»

28 октября 2025 г.

9.00—10.00 Регистрация. Кофе-брейк.

10.00—10.20 Открытие конференции

Председатель программного комитета, академик А.Н. Лагарьков

ВРИО Генерального директора АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», доктор философии А.С. Воронов

Заместитель председателя программного комитета, научный руководитель АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», д.ф.-м.н. А.А. Голубев

Член оргкомитета, Глава муниципального образования городской округ Троицк В.Е. Дудочкин

ЗАСЕДАНИЕ № 1

Председатель: д.ф.-м.н. В.Е. Черковец

10.20—10.40 *«Нейрорепликаторный анализ и вирусная терапия онкологических заболеваний»*

А.А. Ежов. (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

10.40—11.00 *«Гамильтонов формализм в задачах о переносе примеси в неоднородных и нестационарных средах»*

П.С. Кондратенко, Л.В. Матвеев (ИБРАЭ РАН)

11.00—11.20 «Стрела времени в метастабильной вселенной»

В.В. Бражкин (ИФВД РАН)

11.20—11.35 «Эволюция микроструктуры и ее последствия для обоснования безопасности захоронения РАО в галитах»

О.О. Корчагина, Л.В. Матвеев. (ИБРАЭ РАН)

11.35—11.50 «Ядерные часы и квантовая батарея на Th-229»

Е.В. Ткаля (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН)

11.50—12.10 Кофе-брейк

ЗАСЕДАНИЕ № 2

Председатель: д.ф.-м.н. А.В. Филиппов

12.10—12.30 «Опτικο-поляризационные свойства сильнонеидеальной плазмы»

Ю.Б. Запорожец, В.Б. Минцев, В.К. Грязнов (ФИЦ ПХФ и МХ РАН)

12.30—12.50 «Защита от детонации водородно-воздушной смеси в контейненте АЭС завесами из водяного пара»

А.В. Острик¹, В.В. Ким¹, В.Ю. Гидаспов², И.Э. Иванов², И.А. Крюков² (¹ФИЦ ПХФ и МХ РАН, ²МАИ)

12.50—13.10 «Многомасштабное атомистическое моделирование ядерных топлив: от

описания точечных дефектов к пределам отклонений стехиометрии и скоростям выхода ГПД»

В.В. Стегайлов, А.С. Антропов, Е.А. Лобашев, Л.С. Пилюгин (ОИВТ РАН)

13.10—13.30 *«Проявление эффектов дальнего действия в моделировании кулоновских систем»*

П.Р. Левашов, Г.С. Демьянов (ОИВТ РАН)

13.30—15.00 Обед, возложение цветов к мемориальной доске **А. М. Дыхне** (Центральная ул., д. 14)

13.30—15.00 *Стендовые доклады*

1. *«Положительный столб тлеющего разряда постоянного тока с учетом нелокальности функции распределения электронов»*

П.А. Вовк, А.В. Филиппов, Н.А. Хомяков (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

2. *«Дисковый УВ:YAG лазер с диодной накачкой»*

Д.В. Высоцкий, А.В. Демьянов, К.Н. Макаров (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

3. *«Плазмохимические процессы в смеси CO₂:N₂ с парами воды в импульсном разряде и в послесвечении»*

Ю.С. Акишев, Н.А. Дятко, И.В. Кочетов, А.В. Петряков (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

4. *«Расчет констант скорости процессов VT релаксации при столкновениях O(³P₂)+O₂(X,ν=1) в*

квантовом и квантово-классическом приближениях»

А.К. Курносков¹, А.П. Палов² (1АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 2НИИЯФ МГУ)

5. «Образование химически активных соединений азота и кислорода во влажных кислород-азотных газовых смесях под действием внешнего источника ионизации»

Д.В. Высоцкий, Н.А. Дятко, Н.И. Трушкин, А.В. Филиппов (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

6. «Аналитическое решение уравнения Лапласа для векторного поля в вырожденной эллипсоидальной системе координат»

А.Г. Сухарев (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

7. «Эволюция зеркальных аксионных солитонов»

П.М. Ахметьев, М.С. Дворников (ИЗМИРАН)

ЗАСЕДАНИЕ № 3

Председатель: к.ф.-м.н. Д.В. Высоцкий

15.00—15.20 «Шаровая молния: загадка современной науки»

М.С. Дворников (ИЗМИРАН)

15.20—15.40 «Некоторые особенности зарядки частиц в многокомпонентной пылевой плазме влажных азот-кислородных смесей»

Д. В. Высоцкий, Н. И. Трушкин, А.В. Филиппов, В.Е. Черковец (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

15.40—16.00 *«Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного плазменного потока с твердотельной мишенью»*

К.М. Гуторов, Н.А. Дятко, А.М. Житлухин, Н.С. Климов, М.Д. Таран, К.М. Титкова (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

16.00—16.20 *«Плазмохимические процессы генерации окислов азота и озона в электронно-пучковой плазме и их влияние на радиационную коррозию металлов»*

В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, А.Н. Кириченко, А.А. Некрасов, Н.И. Трушкин, А.В. Филиппов, В.Е. Черковец (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

16.20—16.40 *«Терагерцовое излучение: методы генерации и регистрации»*

Е.А. Буюнова, А.Ф. Глова (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

16.40 **Заккрытие конференции**

БИОГРАФИЯ А. М. ДЫХНЕ

В этом году Александру Михайловичу Дыхне исполнилось бы 92 года. Далее приводим биографию А. М. Дыхне, опубликованную в журнале «Успехи физических наук» в феврале 2005 года.

А. М. Дыхне родился 27 октября 1933 г. в Москве. Его отец был ярким представителем поколения молодых «строителей социализма». Мать А. М. Дыхне была женщиной выдающихся волевых качеств; спасая единственного сына, она успела отправить его к своим родственникам; трудные скитания через Закавказье, Узбекистан, Мордовию (где мать отбывала заключение), Украину и Сибирь растянулись почти на четверть века. После окончания Киевского политехнического института по специальности «металлургия и физика металлов», А. М. Дыхне был направлен работать инженером на комбинат в Западную Сибирь. Вскоре было организовано Сибирское отделение Академии наук. Это позволило А. М. Дыхне начать свою научную карьеру в Институте радиофизики и электроники – первом институте физического профиля, созданном в Новосибирске Юрием Борисовичем Румером. Ю. Б. Румер сразу разглядел в молодом металлурге «физика-теоретика от Бога».

Пятилетний период в ИРЭ оказался очень плодотворным. А. М. Дыхне работал сразу по нескольким направлениям – электродинамике (теория рупорных антенн), статистической физике (плоская дипольная решетка Изинга-Онсагера) и квантовой механике (адиабатические переходы). В связи с созданием магнитных ловушек для управляемого термоядерного синтеза А. М. Дыхне удалось вычислить изменение адиабатического инварианта заряженной частицы в такой ловушке. Решение задачи о переходах в двухуровневой системе при адиабатическом возмущении известно как формула Ландау – Дыхне. Л. Д. Ландау в своем отзыве на кандидатскую диссертацию, защищенную А. М. Дыхне в 1960 г., высоко оценил талант ее автора.

Вернувшись в Москву в 1962 году, А. М. Дыхне связал свою деятельность с Институтом атомной энергии им. И. В. Курчатова. Главные направления его активности в последующие годы – это квантовая механика, физика плазмы, физика твердого тела, астрофизика, биофизика, лазерная физика и лазерные технологии.

А. М. Дыхне – автор более 150 статей, двух книг, открытия и ряда изобретений, запатентованных в России и за рубежом. В 1987 году он был избран членом-корреспондентом, а в 1992 году – действительным членом Российской академии наук; входил в состав бюро Отделения физических наук РАН.

К числу его первых фундаментальных результатов относятся выражения для вероятностей переходов в адиабатическом приближении и приближении встряски, обобщающие формулы Ландау-Зинера и Мигдала в квантовой механике.

Фундаментальным вкладом А. М. Дыхне в физику твердого тела явилось обнаружение класса точных решений для эффективных свойств двумерных, неоднородных и анизотропных сред. Подход, использованный им для расчета электрических и гальваномангнитных свойств поликристаллических металлов и полупроводников, открыл путь для множества исследований; наиболее известными из них являются работы по фликкер-шуму в неоднородных средах и квантовому эффекту Холла. Методы, развитые А. М. Дыхне в физике твердого тела, были применены в молекулярной биологии; в сотрудничестве с М. Д. Франк-Каменецким построена теория «плавления» молекулы ДНК, изучена специфика термодинамики кольцевых биополимеров. Долговременный интерес к биологическим проблемам нашел в последние годы логическое продолжение в важной прикладной области – дизайне лекарственных препаратов, сформировавшейся во многом благодаря усилиям А. М. Дыхне.

В физике плазмы А. М. Дыхне предсказал и исследовал явление ионизационной турбулентности, объяснил существование волны неравновесной ионизации газа в электрическом по-

ле, создал теорию контракции плазменного слоя, теорию взрывной и приэлектродной неустойчивости тлеющего разряда. Им изучены электрические и тепловые свойства флуктуирующей плазмы, обуславливающие аномальное сопротивление и эффект Холла. Предложен магнитотепловой механизм спонтанного возникновения магнитных полей в плазме.

Ионизационная турбулентность была обнаружена в ряде экспериментов, поставленных по инициативе Е. П. Велихова и А. М. Дыхне. Эти работы получили статус открытия.

В области физики взаимодействия излучения с веществом и физики лазеров им предсказана автоколебательная неустойчивость работы быстропроточного лазера, предложен метод светового возбуждения упругих поверхностных волн большой амплитуды, предсказано явление группового резонанса, позволяющего селективно возбуждать упругие волны. Эти эффекты получили экспериментальное подтверждение.

Практически востребованной оказалась и разработанная А. М. Дыхне гидродинамическая модель переноса резонансного излучения в газах. Вытекающая из этой теории доминантная роль плавных траекторий в процессе переноса гамма-излучения в гетерогенных средах явилась ключевой идеей при анализе потоков радиоактивного излучения чернобыльского «саркофага». С этой проблемой связано также обнаружение ряда неустойчивостей волн самоподдерживающегося плавления под действием остаточного тепла радиоактивных источников, получивших наименование «китайского синдрома».

В последние годы А. М. Дыхне уделял большое внимание проблемам нанотехнологий, вызывающим повышенный интерес во всем мире. Это – физика магнетиков с упорядоченной наноструктурой; электродинамика неупорядоченных и неоднородных (в мезоскопическом масштабе) твердых тел; воздействие на ядерный распад в плазме для переходов с аномально малой энергией; предельные возможности сканирующих туннельных микроскопов; наномеханика. Кроме того, он предложил исполь-

зовать функции корреляции высокого порядка в шумах для извлечения информации о внутренней структуре тел; исследовал взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с различными объектами.

Перечисленные проблемы, с одной стороны, имеют фундаментальное значение, а с другой – тесно связаны с актуальными приложениями. В каждом из этих направлений, инициированных А. М. Дыхне, в последние годы достигнут значительный прогресс, отраженный в большой массе публикаций в ведущих российских и международных изданиях.

Будучи по призванию физиком-теоретиком, А. М. Дыхне высказал множество идей, которые были реализованы экспериментально. Его огромный опыт и уникальная интуиция позволили существенно продвинуться в создании новых технологий, материалов и приборов, наблюдать новые физические эффекты.

А. М. Дыхне активно сотрудничал с отдельными учеными и коллективами из Московского университета им. М. В. Ломоносова, Института спектроскопии, Института физики высоких давлений, Московского физико-технического института, Института безопасного развития атомной энергетики и многих других организаций. Он руководил Научной школой, признанной одной из ведущих школ России. С 2000 года им сформирована новая программа «Резонансные, релаксационные и дисперсионные явления в сложных физических объектах (неоднородные твердые тела, молекулы)».

А. М. Дыхне уделял большое внимание воспитанию молодежи, подготовке кадров высшей квалификации. Многие годы он преподавал в Московском физико-техническом институте; заведовал созданной им кафедрой прикладной теоретической физики.

В период с 1992-го по 2001 г. он был председателем экспертного совета Высшей аттестационной комиссии по физике. С 1994-го по 2000 г. А. М. Дыхне возглавлял Экспертный совет

Российского фонда фундаментальных исследований, с 2000 года являлся членом Бюро совета РФФИ.

А. М. Дыхне активно участвовал в международном научно-образовательном сотрудничестве, руководил экспертным комитетом программы «Фундаментальные исследования и высшее образование», организованным Министерством образования России и Американским фондом гражданских исследований и развития и направленным на создание в России современных научно-образовательных центров. Он руководил научной темой, входящей в программу международного сотрудничества «РАН — Министерство энергетики США», посвященной повышению надежности радиоактивных захоронений в разных странах, особенно в России.

А. М. Дыхне – лауреат Государственной премии СССР, удостоен правительственных наград; активно участвовал в ликвидации последствий аварии на Чернобыльской АЭС.

Высокоодаренный человек, он талантливо стимулировал в собеседнике творческую мысль, нередко излагая глубокую идею в форме изящной шутки. Его удивительное чувство юмора, скромность и тактичность в сочетании с принципиальностью, желание помочь ближнему в беде, мужество, с которым он переживал собственные тяжелые моменты жизни, снискали искреннее расположение к нему огромного числа людей.

СТРЕЛА ВРЕМЕНИ В МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

В.В. БРАЖКИН

ИФВД РАН

[*f.brazhkin@hppi.troitsk.ru*](mailto:f.brazhkin@hppi.troitsk.ru)

Обсуждается связь наличия во Вселенной метастабильных объектов с различным «временем жизни» с ростом энтропии и «стрелой времени». Конечное «время жизни» метастабильных объектов позволяет приписать многим из них существование собственных «локальных часов». Распад любой метастабильной системы во Вселенной приводит к образованию более стабильных объектов и к испусканию фотонов и других частиц. Эти фотоны и частицы взаимодействуют с частицами более стабильных подсистем во Вселенной, что приводит к их эргодичности. Испускание фотонов в расширяющейся Вселенной при распаде метастабильных состояний делает эти процессы необратимыми и задает «стрелу времени», несмотря на обратимость физических уравнений, описывающих данные процессы.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЗАРЯДКИ ЧАСТИЦ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ВЛАЖНЫХ АЗОТ-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

*Д.В. ВЫСОЦКИЙ, Н.И. ТРУШКИН, А.В. ФИЛИППОВ,
В.Е. ЧЕРКОВЕЦ*

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

fav@triniti.ru

Пылевая плазма обладает уникальными свойствами, при этом она широко распространена в природе, образуется или специально создается в различных лабораторных установках, а также используется в различных технологических приложениях [1,2]. Поэтому она привлекает большое внимание из-за больших возможностей использования ее уникальных свойств при разработке новых приложений: для синтеза функциональных нано- и микрочастиц, для обнаружения и диагностики частиц, для контроля нано-загрязнений, для нанесения тонких пленок и т.д. [1,2].

Настоящая работа посвящена исследованию процесса зарядки микрочастиц в пылевой плазме, создаваемой внешним источником ионизации во влажном воздухе и газовых смесях с различным содержанием паров воды, азота и кислорода. Эта задача рассматривалась во многих работах, в которых использовались различные подходы для описания процесса зарядки и определения заряда частиц конденсированной дисперсной фазы (КДФ).

Большое многообразие ионов в плазме с внешним источником ионизации было учтено при рассмотрении экранирования заряда пылевых частиц в работе [3]. В этой работе была создана общая теория экранирования заряда пылевой частицы в многокомпонентной плазме на основе асимптотической теории экранирования. Для определения коэффициентов векового или характеристического полинома, нули которого определяют постоянные экранирования в многокомпонентной плазме, исполь-

зовался метод Леверье - Фаддеева, который позволяет найти коэффициенты при любом числе исходных уравнений баланса числа заряженных частиц плазмы. В работе [3] также была создана процедура составления укороченной системы уравнений баланса для основных ионов плазмы и были определены постоянные экранирования.

Так как электроны и каждый сорт ионов имеют свои характерные времена установления, которые определяются процессами их образования и гибели, также процесс зарядки пылевых частиц происходит с некоторым характерным временем, то при некоторых соотношениях между этими временами в окрестности пылевой частицы может происходить изменение состава плазмы. Это, в свою очередь, может привести к изменению самого заряда пылевых частиц. Поэтому исследование зарядки частиц КДФ в многокомпонентной плазме влажного воздуха с учетом всех образующихся сортов ионов в такой плазме является интересной и актуальной задачей (в работе [3] заряд частиц не определялся).

В докладе представлены результаты численного исследования зарядки пылевых частиц микронного размера в многокомпонентной плазме влажного воздуха и газовых смесей $H_2O:O_2:N_2$ при различных скоростях ионизации газа внешним источником ионизации. Заряд пылевых частиц определялся на основе кинетической модели ионно-молекулярных процессов из работы [4], включающей более 600 реакций для электронов, отрицательных и положительных ионов, включая гидратированные ионы, содержащие до 12 молекул воды. Установлено, что несмотря на пренебрежимо малую концентрацию электронов вдали от пылевой частицы в невозмущенной плазме, заряд пылевых частиц при превышении скорости ионизации газа критического значения определяется именно потоком электронов. Это приводит к достаточно высоким значениям заряда пылевых частиц, сравнимым с зарядом в электроположительных газах, поэтому их коагуляция во влажном воздухе будет подавлена

электростатическим отталкиванием.. Проведены исследования влияния скорости ионизации газа и его состава на величину заряда пылевых частиц. Проведен сравнительный анализ полученных данных с результатами аналитической теории зарядки частиц при повышенных давлениях. Рассмотрен вопрос о влиянии поляризации заряда частицы под действием точечного заряда иона (электрона) на величину заряда пылевых частиц.

Показано, что при скорости образования электрон-ионных пар, приблизительно равной 10^{14} см⁻³с⁻¹ и выше, заряд частиц КДФ определяется равенством потоков электронов и положительных ионов. Проведенные исследования зависимости заряда, средней массы ионов, потоков заряженных частиц плазмы на частицы КДФ от влажности воздуха, от содержания кислорода во влажных азот-кислородных смесях, от скорости ионизации газа и от радиуса частиц показали сложность процесса зарядки в многокомпонентной плазме, которая может быть исследована только численными методами. Показано, что аналитическая теория зарядки может быть использована только для оценок заряда и будет полезной для вскрытия физических закономерностей изменения заряда при изменении параметров плазмы и размера частиц КДФ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» (государственный контракт от 20 апреля 2021 г. № Н.4ч.241.09.21.1074 с дополнительными соглашениями № 1 от 27.01.2022 и № 2 от 20.02.2023.

Список использованной литературы

1. Melzer A. Physics of dusty plasmas (Springer, Cham, Switzerland, 2019).
2. Beckers J., Berndt J., Block D. et al. Phys. Plasmas **30**, 120601, pp.1-51 (2023).
3. Филиппов А. В., Дербенев И. Н., Куркин С. А. ЖЭТФ **152**, 1131–1143 (2017).
4. Филиппов А. В., Дербенев И. Н., Дятко Н. А. и др. ЖЭТФ **152**, 293–314 (2017).

ДИСКОВЫЙ Yb:YAG ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Д.В. ВЫСОЦКИЙ, А.В. ДЕМЬЯНОВ, К.Н. МАКАРОВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

demyanov@triniti.ru

Теоретически исследовано применение дискового Yb:YAG усилителя с диодной накачкой [1-3] в качестве активной среды генератора лазерного излучения непрерывного действия. В этом случае усилитель дополняется, например, телескопическим конфокальным резонатором, обеспечивающим высокое качество выходного излучения. Предложена численная модель дискового криогенного Yb:YAG лазера с диодной накачкой с плоскопараллельным резонатором с одним глухим зеркалом [5]. За основу взята модель дискового криогенного Yb:YAG усилителя [4], в которой используется одномерная (вдоль оптической оси) численная модель распространения и поглощения излучения накачки с двух сторон и создания инверсии, учитывающая различное содержание ионов иттербия в каждом активном элементе (АЭ). Усиление спонтанного излучения (УСИ), ограничивающее инверсию, в модели рассчитывается для реальной формы спектра спонтанного излучения в 3-х мерной геометрии, соответствующей конструкции усилителя, причем для каждого АЭ УСИ рассчитывается в соответствии с вложенной в него энергией. В расчетах используются полученные с разрешением в 0.1 нм сечения поглощения и спонтанного излучения для температур 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250 и 300 К. Результаты моделирования [4] сравниваются с литературными экспериментальными данными для усилителей с энергией в импульсе более 100 Дж.

В отличие от моделирования усилителя, в котором накопленную за время накачки энергию “снимает” импульс внешнего задающего генератора, в лазере импульс излучения зарождается в активной среде из спонтанного излучения и усиливается благодаря обратной связи в резонаторе. Поэтому модель уси-

лителя [4] дополнена уравнением на плотность фотонов излучения, а в уравнение для относительной инверсии добавлены потери на уходящее из резонатора излучение. Предполагается постоянная мощность накачки заданной длительностью. Входными параметрами предложенной модели (наряду с параметрами модели усилителя [4]) являются потери в резонаторе и расстояние между зеркалами, поэтому далее представлены результаты исследования влияния этих параметров на характеристики лазера [5]. Заметим, что в модели рассматривается плоскопараллельный резонатор с одним глухим зеркалом как наиболее простой. Однако результаты моделирования усилительных и энергетических характеристик можно использовать и для других типов резонаторов, с такими же потерями и расстоянием между зеркалами.

Усилительный модуль в расчетах включает шесть Yb:YAG активных элементов толщиной 0.85 см с содержанием ионов иттербия 0.4, 0.6, 1.0, 1.0, 0.6 и 0.4 ат.%. АЭ накачиваются с двух сторон излучением диодной накачки мощностью 2x200 кВт сечением 8x8 см².

Зависимости коэффициента усиления и выходной мощности от времени накачки представлены на Рис. 1 для разных потерь и расстояний между зеркалами в резонаторе для температуры АЭ 100 К.

Генерация реализуется в виде затухающих импульсов, период которых увеличивается с увеличением расстояния между зеркалами. С увеличением потерь в резонаторе от $\alpha_{th} = 0.005 \text{ см}^{-1}$ (R=95 %) до 0.136 см^{-1} (R=25 %) (см. рисунки 1 а-д) увеличивается как время до начала генерации от ~17 до ~280 мкс, так и время выхода на стационар с постоянной выходной мощностью от ~150 мкс до ~1.5 мс. Причем, увеличение расстояния между зеркалами на эти времена влияет слабо, однако приводит к заметному возрастанию времени между импульсами.

На Рис. 2а,б,с,д,е приведены доли энергии накачки, идущие на генерируемое излучение, усиленное спонтанное излучение и нагрев накачиваемой области от длительности накачки для расстояния между зеркалами $L_c = 100$ см и потерь в резонаторе, меняющихся от $\alpha_{th} = 0.005 \text{ см}^{-1}$ ($R=95\%$) до 0.136 см^{-1} ($R=25\%$).

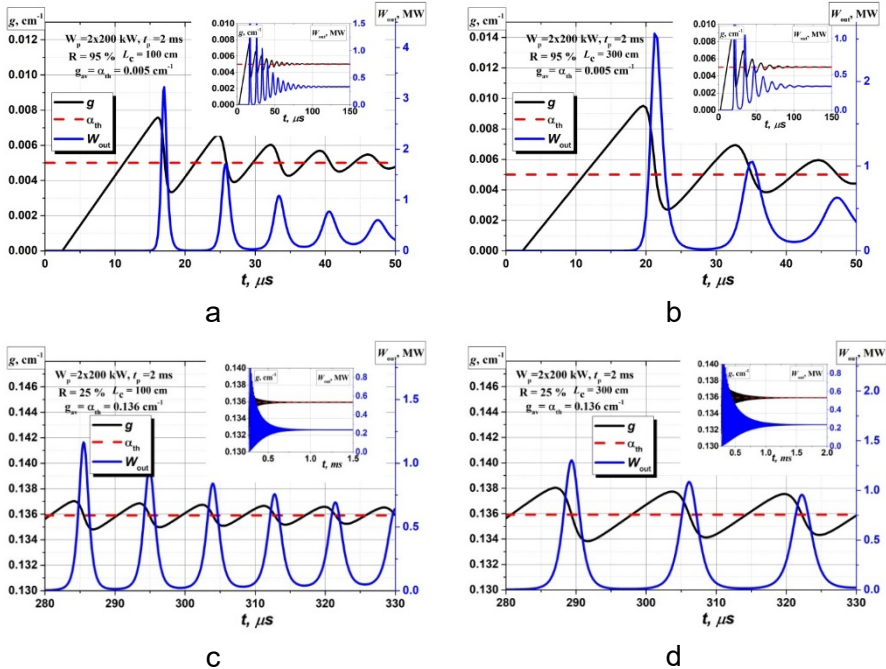


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления и выходной мощности от времени накачки. **а)** и **б)** $\alpha_{th} = 0.005 \text{ см}^{-1}$ ($R=95\%$), **с)** и **д)** $\alpha_{th} = 0.136 \text{ см}^{-1}$ ($R=25\%$), **а)** и **с)** $L_c = 100$, **б)** и **д)** $L_c = 300$ см. Красная пунктирная прямая – порог генерации.

Показана возможность преобразования энергии накачки в лазерное излучение с КПД, превосходящим 80 %. Генерация реализуется в виде затухающих импульсов, период которых увеличивается с увеличением расстояния между зеркалами.

Время выхода на стационар с постоянной выходной мощностью увеличивается с ростом потерь в резонаторе от ~ 100 мкс при $\alpha_{th} = 0.005 \text{ см}^{-1}$ до ~ 1.5 мс для $\alpha_{th} = 0.136 \text{ см}^{-1}$, а мощность генерируемого излучения на стационарной стадии достигает 334 и 236 кВт, соответственно, при накачке 400 кВт.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта от 21.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1068.

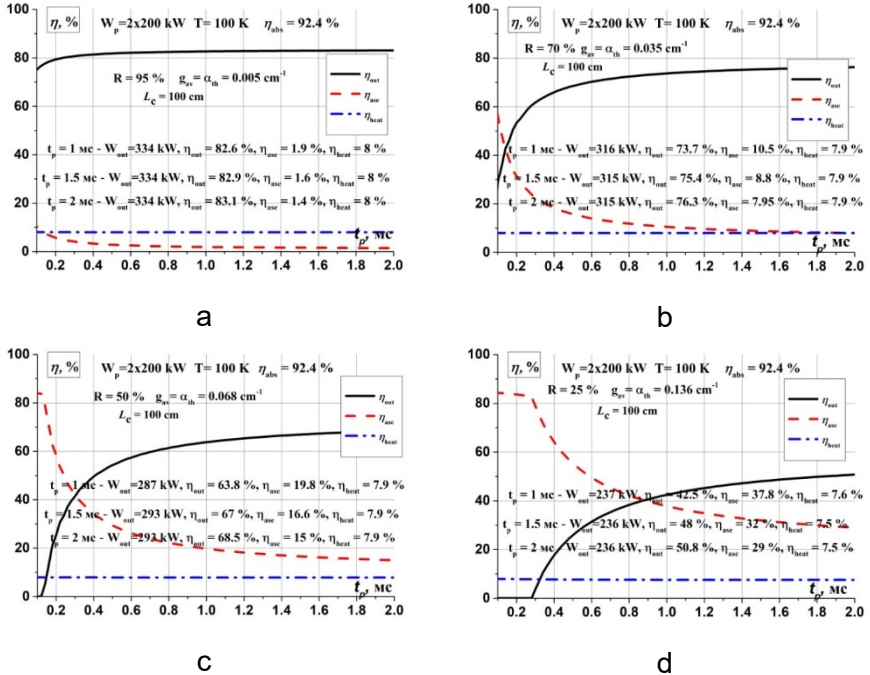


Рис. 2. Доли энергии накачки, идущие на генерируемое излучение, усиленное спонтанное излучение и нагрев накачиваемой области от длительности накачки для $L_c = 100$ см. **a)** $\alpha_{th} = 0.005 \text{ см}^{-1}$ ($R=95\%$), **b)** $\alpha_{th} = 0.035 \text{ см}^{-1}$ ($R=70\%$), **c)** $\alpha_{th} = 0.068 \text{ см}^{-1}$ ($R=50\%$), **d)** $\alpha_{th} = 0.136 \text{ см}^{-1}$ ($R=25\%$)

Список использованной литературы

1. S. Banerjee et al., *Optics Letters*, 41 (9), 2089 (2016).
2. P.D. Mason et al., *CLEO/Europe-EQEC*, Munich, Germany, 1-1 (2019).
3. T. Sekine et al., *Opt. Express*, 30 (25), 44385 (2022).
4. А.В. Демьянов, К.Н. Макаров, В.А. Островский, М.И. Пергамент, *Письма в ЖТФ*, 50(14), 29 (2024).
5. С.Г. Гаранин, А.В. Демьянов, В.Н. Деркач, К.Н. Макаров, В.А. Островский, М.И. Пергамент, *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*, 520(1), 73 (2025).

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ ОКИСЛОВ АЗОТА И ОЗОНА В ЭЛЕКТРОННО- ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЕ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАДИАЦИОННУЮ КОРРОЗИЮ МЕТАЛЛОВ

*В.Н. БАБИЧЕВ, Д.В. ВЫСОЦКИЙ, А.Н. КИРИЧЕНКО,
А.А. НЕКРАСОВ, Н.И. ТРУШКИН, А.В. ФИЛИППОВ,
В.Е. ЧЕРКОВЕЦ*

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

trushkin@triniti.ru

В настоящей работе представлены результаты исследований масс-спектрометрическим методом состава и эволюции концентраций окислов азота, озона, азотистой и азотной кислоты в электронно-пучковой плазме, создаваемой непрерывным пучком быстрых электронов в газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ при атмосферном давлении. Работа является продолжением работ [1-3].

Синхронно с масс-спектрометрическими исследованиями проводились измерения температуры газа в зоне пучка и скорости коррозии образцов железа, помещенных в исследуемую плазму. Варьируемыми параметрами при проведении экспериментов были процентное содержание кислорода (и, соответственно, азота) в газовой смеси при фиксированной концентрации паров воды $[H_2O] \approx 2\%$ и общем давлении $P = 1$ атм, скорость объемной прокачки газа и величина тока пучка быстрых электронов (интенсивность ионизирующего излучения).

Показано, что в общем случае в указанной газовой смеси при ее облучении пучком быстрых электронов нарабатывается озон, окислы азота N_2O , NO , NO_2 , азотистая HNO_2 и азотная кислота HNO_3 , концентрация которых и ее временная динамика зависят от экспериментальных параметров. Обнаружено новое явление в кинетике генерации химически активных частиц в электронно-пучковой плазме, заключающееся в резком синхронном разнонаправленном изменении концентраций нараба-

тываемых плазмохимических продуктов: концентрация озона O_3 уменьшается (вплоть до нуля), при этом концентрации NO , NO_2 и HNO_2 резко и значительно увеличиваются, а концентрация HNO_3 уменьшается в соответствии с изменением $[O_3]$. Интересно отметить, что при этом концентрация закиси азота N_2O практически не изменяется. Установлена область экспериментальных параметров, в которой это явление наблюдается, длительность его протекания во времени и характерные масштабы изменения концентраций указанных компонент. Показано, что происходящее увеличение температуры газа в зоне пучка электронов недостаточно для объяснения наблюдаемых эффектов.

Установлено, что существенное увеличение скорости радиационной коррозии железа при добавлении в плазмообразующую бинарную газовую смесь $O_2:H_2O$ третьего компонента в виде молекулярного азота N_2 сопровождается появлением в спектре активных плазменных частиц долгоживущих окислов азота и соответствующих кислот (азотистой и азотной), которые отсутствуют в газовой смеси $O_2:H_2O$. Проведено сопоставление зависимости скорости радиационной коррозии железа от содержания кислорода в газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ и скорости ее прокачки с аналогичными зависимостями концентраций озона, окислов азота и азотистой кислоты. Установлена тесная корреляция в поведении скорости коррозии железа и концентраций окислов азота и азотистой кислоты при варьировании указанных параметров, в то время как для концентрации озона такая корреляция отсутствует. Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, а также сведения о химическом составе продуктов коррозии [3], свидетельствующие о наличии нитрата трехвалентного железа $Fe(NO_3)_3$, позволяют сделать предположение, что химически активные азотсодержащие соединения, нарабатываемые в электронно-пучковой плазме, играют важную роль в механизме радиационной плазмохимической коррозии железа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» (государственный контракт от 20 апреля 2021 г. № Н.4ч.241.09.21.1074 с дополнительными соглашениями № 1 от 27.01.2022 и № 2 от 20.02.2023).

Список использованной литературы

1. Бабичев В.Н., Галеева К.Э., Кириченко А.Н., Некрасов А.А., Угодчикова А.В., Трушкин Н.И., Филиппов А.В., Черепанова Ю.В., Черковец В.Е. Физика плазмы **49** (5), с. 412–424 (2023).
2. Бабичев В.Н., Высоцкий Д.В., Галеева К.Э., Кириченко А.Н., Некрасов А.А., Угодчикова А.В., Трушкин Н.И., Филиппов А.В., Черепанова Ю.В., Черковец В.Е. Физика плазмы **49** (11), 1140 (2023).
3. Бабичев В.Н., Высоцкий Д.В., Галеева К.Э., Кириченко А.Н., Некрасов А.А., Угодчикова А.В., Трушкин Н.И., Филиппов А.В., Черепанова Ю.В., Черковец В.Е. Инженерно-физический журнал **97** (6), 1629 (2024).

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА С УЧЕТОМ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

П.А. ВОВК, А.В. ФИЛИППОВ, Н.А. ХОМЯКОВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

vovk.pa@phystech.edu, homiakov.na@phystech.edu

Для описания положительного столба широко используется диффузионно-дрейфовое приближение [1]. При слабом нарушении квазинейтральности плазмы $n_e \approx n_i = n$ радиальное распределение концентрации электронов и ионов в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока в цилиндрической трубке определяется амбиполярной диффузией с известным решением Шоттки [1]:

$$n(r) = n_0 J_0 \left(r \sqrt{\nu_{ion} / D_a} \right), \quad (1)$$

где n_0 – плотность плазмы на оси трубки, J_0 – функция Бесселя, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии:

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}, \quad (2)$$

μ_e , μ_i , D_e , D_i – подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов, ν_{ion} – частота ионизации газа: $\nu_{ion} = k_{ion} N$, k_{ion} – константа скорости ионизации газа, N – концентрация нейтрального газа. Из граничного условия исчезновения концентрации заряженных частиц у стенки трубки радиусом R находим, что аргумент функции Бесселя должен быть равен первому корню этой функции:

$$R \sqrt{\nu_{ion} / D_a} = \lambda_{0,1}, \quad (3)$$

где $\lambda_{0,1}$ – первый корень функции $J_0(x)$: $\lambda_{0,1} \approx 2.4048$. Отсюда следует, что частота ионизации, которая является резкой функцией приведенного поля E/N , определяется выражением:

$$\nu_{ion} = \left(\lambda_{0,1} / R \right)^2 D_a. \quad (4)$$

Это уравнение, ввиду резкой экспоненциальной зависимости частоты ионизации от приведенного поля, позволяет достаточно легко определить значение приведенного продольного поля в положительном столбе.

Полученное выше решение (1) справедливо при выполнении следующих условий: 1) радиус экранирования Дебая R_D много меньше радиуса трубки, 2) длина свободного пробега заряженных частиц плазмы (ℓ_e и ℓ_i) много меньше R , 3) длина релаксации энергии электронов ℓ_e много меньше R и 4) можно пренебречь рекомбинацией электронов и ионов. Эти условия при пониженных давлениях и узких трубках часто нарушаются. Нарушение каждого условия приводит к усложнению или даже к невозможности аналитического решения задачи и требует привлечения численных методов.

В работе [2] (см. также [3-6] и цитированную в них литературу) для исправления нарушения условий 1) и 2) предложен подход с введением эффективного коэффициента диффузии электронов D_{se} , определяющего потери электронов, согласно выражению:

$$D_{se} = D_e \left(\frac{2j}{\pi} \right)^2 \frac{1 + \frac{1}{2}\lambda + \frac{1}{20}\lambda^2}{1 + \frac{3}{5}\lambda(1+\chi)^{1/2} + \frac{1}{20}(1+\chi)\lambda^2}, \quad (5)$$

$$j \operatorname{tg} j = A \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{1}{\chi} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{R}{\lambda_{0,1} \ell_{ie}} \frac{1 + 2.34(1+\chi)(m_e/m_i)^{1/2} \lambda}{1 + 3.3\lambda}. \quad (6)$$

Здесь $\lambda = k_{De} R / \lambda_{0,1} \approx k_{De} R / 2.4048$, $A = 1.3$ – для цилиндрической геометрии, $\chi = \mu_e / \mu_i$, $\ell_{ie} = (\mu_i m_i / e) \sqrt{3T_e / m_i}$ (длина пробега ионов определяется температурой электронов). Отметим, что радиус экранирования электронов, длина пробега ионов и подвижности зависят от приведенного продольного электрического поля E_z / N и R_{De} еще зависит от тока разряда, поэтому нахождение стационарного решения при таком подходе усложняется.

При $\frac{\ell_{ie}}{R} \ll 1$ из (6) следует, что $j \operatorname{tg} j \gg 1$ и $j \approx \pi/2$. Следовательно, при $\lambda \gg 1$ и $R \gg R_{De}$ из (5) вытекает

$$D_{se} \approx \frac{D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i} \approx D_a,$$

т.е. мы приходим к обычному коэффициенту амбиполярной диффузии. При $\lambda \gg 1$, $\frac{\ell_{ie}}{R} \gg 1$ имеем $j \operatorname{tg} j \ll 1$, поэтому имеем:

$$D_{se} = \frac{aR}{\lambda_{0,1}^2} \sqrt{\frac{2T_e}{m_i}},$$

где a – величина порядка единицы: $a \approx 0.8$. При $\frac{\ell_{ie}}{R} \ll 1$ из (6) следует, что $j \operatorname{tg} j \gg 1$ и $j \approx \pi/2$. Далее, при $\lambda \ll 1$ и $R \ll R_{De}$ из (5) получаем:

$$D_{se} \approx D_e \left(\frac{2j}{\pi} \right)^2 = D_e,$$

т.е. гибель электронов при $R \ll R_{De}$ в режиме сплошной среды ($\frac{\ell_{ie}}{R} \ll 1$) определяется свободной диффузией.

При нарушении условий 3) и 4) для решения задачи требуется привлечение численных методов. В настоящей работе при выполнении условия применимости диффузионно-дрейфового приближения для электронов и ионов: $\max(\ell_e, \ell_i) \ll R$, $\ell_\varepsilon \ll R$, модель положительного столба с учетом рекомбинации включала следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \operatorname{div}[\mu_e n_e \mathbf{E} + \operatorname{grad}(D_e n_e)] &= k_{ion} n_e N - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\mu_i n_i \mathbf{E} - D_i \operatorname{grad} n_i) &= k_{ion} n_e N - \beta_{ei} n_e n_i, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned} \quad (7)$$

где β_{ei} – коэффициент рекомбинации электронов и ионов. В этой модели все коэффициенты переноса, ионизации и рекомбинации являются функциями E_2/N . Система уравнений (7) решалась методом конечных разностей с использованием полуявной схе-

мы дифференцирования по времени. Она имеет стационарное решение не при всяких значениях E_z/N при заданном радиусе трубки и выборе плазмообразующего газа и давления.

При выполнении условий $\max(\ell_e, \ell_i) \ll R$, но $\ell_e \sim R$, требуется учет нелокальности ФРЭ, что можно сделать методом моментов [7], дополнив систему (7) уравнением для средней энергии электронов. В этой модели коэффициенты переноса, ионизации и рекомбинации являются функциями средней энергии электронов. Такой подход нами использовался для моделирования зарядки частиц конденсированной дисперсной фазы (КДФ) в инертных газах при повышенных давлениях порядка атмосферного в работе [8].

При выполнении условия $\ell_e \gg R$ для описания электронов требуется кинетический подход. В этом случае можно использовать подход Цендина [9], рассматривая в качестве аргумента ФРЭ полную энергию электронов, при этом ФРЭ на оси трубки находится путем численного решения уравнения Больцмана. Этот подход нами использовался для моделирования зарядки частиц КДФ в инертных газах при средних давлениях в плазме тлеющего разряда постоянного тока [10].

В настоящей работе сообщаются результаты аналитического рассмотрения положительного столба тлеющего разряда постоянного тока и сравнения полученных результатов с данными численного моделирования вышеперечисленными тремя методами, в том числе с учетом нелокальности функции распределения электронов, на примере аргона в диапазоне давлений $1-10^3$ Па.

Список использованной литературы

1. Ю. П. Райзер. *Физика газового разряда*, 3-е изд., перераб. и доп. (Интеллект, Долгопрудный, 2009) 734 с.
2. С. Н. Muller III, A. V. Phelps, J. Appl. Phys., **51**(12), 6141-6148. (1980).
3. С. М. Ferreira, A. Ricard, J. Appl. Phys., **54**(5), 2261-2271. (1983).
4. С. М. Ferreira, J. Loureiro, A. Ricard, J. Appl. Phys., **57**(1), 82-90 (1985).
5. J. E. Lawler, U. Kortshagen, J. Phys. D: Appl. Phys., **32**(24), 3188-3198 (1999).
6. V. A. Lisovskiy, K. P. Artushenko, V. D. Yegorenkov, Vacuum, **122**, 75-81 (2015).
7. J. H. Ingold, Phys. Rev. E, **56** (5), 5932-5944. (1997).
8. А.В. Филиппов, Н.А. Дятко, А.Ф. Паль, А.Н. Старостин, Физика плазмы **29** (3), 214-226 (2003).
9. Л.Д. Цендин, УФН **180** (2), 139-164 (2010).
10. А.В. Филиппов, Н.А. Дятко, А.С. Костенко, ЖЭТФ **146** (11), 1122-1134 (2014).

НЕЙРОРЕПЛИКАТОРНЫЙ АНАЛИЗ И ВИРУСНАЯ ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

А.А. ЕЖОВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

ezhov@triniti.ru

Вирусная терапия является перспективным методом лечения онкологических заболеваний. Онколитические вирусы способны целенаправленно разрушать раковые клетки, не повреждая здоровые. Поиск таких вирусов представляет собой важнейшую задачу. В настоящее время число известных видов вирусов оценивается величиной 1% от существующих. Информация о последних получается в результате метагеномных исследований и представляет собой только генетические последовательности вирусов, но не содержит сведений о свойствах, строении, переносчиках и вызываемых заболеваниях. Можно ли определить, обладает ли некоторый вирус онкотропными и онколитическими свойствами, зная лишь нуклеотидную последовательность его РНК или ДНК?

В докладе описывается подход к решению этой задачи, основанный на нейрореplikаторном анализе генетических данных. Показывается, что он успешно описывает активно изучаемые и используемые для лечения различных заболеваний (таких как меланома, глиобластома, и др.) вирусы, в том числе Echovirus 7 Rigvir, Newcastle disease virus, Seneca Valley virus, Sindbis virus, Japanese encephalitis virus и Coxsackievirus B3 virus. Обсуждается потенциальная связь решаемой задачи с поиском вторичной структуры рибонуклеиновых кислот в цитоплазме, а также возможность поиска с помощью этого подхода новых онколитических вирусов и даются примеры подобных кандидатов.

Список использованной литературы

1. A. A. Ezhov (2020) Can Artificial Neural Replicators Be Useful for Studying RNA Replicators. *Archives of Virology* 165: 2513-2529
2. А. А. Ежов (2024) Вирусы, нейрорепликаторы и естественная система. Тровант, Москва, ISBN 978-5-89513-550-1.

ШАРОВАЯ МОЛНИЯ: ЗАГАДКА СОВРЕМЕННОЙ НАУКИ

М.С. ДВОРНИКОВ

ИЗМИРАН

maxim.dvornikov@gmail.com

Рассматривается редкое проявление атмосферного электричества в виде долгоживущих плазменных образований, называемое шаровой молнией (ШМ). Дается исторический обзор наблюдений ШМ. Приводятся фото и видео материалы ШМ. Анализируется недавнее наблюдение ШМ. Перечисляются свойства ШМ такие как размер, время жизни, энергосодержание и др. Обсуждается связь ШМ и линейной молнии.

Далее дается обзор некоторых экспериментов, в которых были сделаны попытки воспроизвести ШМ в лаборатории. Анализируются трудности построения теоретической модели ШМ, основанные на классической электродинамике. Детально рассматривается одна из моделей ШМ, представляющая из себя квантовые нелинейные колебания заряженных частиц в плазме. Рассматриваются альтернативные теоретические модели ШМ. В заключение приводится обзор некоторых монографий по данной тематике.

Список использованной литературы

1. M. Dvornikov, et al., Russ. Phys. J. **60**, 1483 (2018), arXiv:1711.10709.
2. M. Dvornikov, Nonlin. Processes Geophys. **20**, 581 (2013), arXiv:1203.0258.
3. M. Dvornikov, J. Atmosph. Solar-Terr. Phys. **89**, 62 (2012), arXiv:1112.0239.
4. M. Dvornikov, Proc. Roy. Soc. A **468**, 415 (2012), arXiv:1102.0944.
5. M. Dvornikov, Phys. Scripta **81**, 055502 (2010), arXiv:1002.0764.

ОБРАЗОВАНИЕ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СОЕДИНЕНИЙ АЗОТА И КИСЛОРОДА ВО ВЛАЖНЫХ КИСЛОРОД-АЗОТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА ИОНИЗАЦИИ

Д.В. ВЫСОЦКИЙ, Н.А. ДЯТКО, Н.И. ТРУШКИН,
А.В. ФИЛИППОВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

dima@triniti.ru

В настоящей работе проведены численные исследования наработки химически активных соединений азота и кислорода во влажных кислород-азотных газовых смесях под действием внешнего источника ионизации, в качестве которого использовался пучок быстрых электронов с энергией до 130 кэВ и током до 1 мА. Проведенные ранее исследования показали, что колебательно-возбужденные и электронно-возбужденные молекулы азота и кислорода играют незначительную роль в процессах коррозии железа, что связано с большими константами VT-релаксации колебательных квантов кислорода и азота на молекулах воды и столкновительным тушением электронно-возбужденных молекул азота молекулами кислорода. Поэтому в настоящей работе в качестве первичных каналов образования атомов и окислов азота рассмотрены только каналы, приводящие к диссоциации молекул азота и кислорода под действием пучка электронов и каналы образования атомов кислорода и окислов азота при столкновительном тушении электронно-возбужденных молекул азота. В составе атмосферы содержатся окислы азота, но в столь малых концентрациях ($[\text{NO}_2] < 2 \times 10^{-6}\%$, $[\text{N}_2\text{O}] < 5.0 \times 10^{-5}\%$ [1]), что их влиянием на коррозию железа можно пренебречь.

Рассмотрению процессов с участием нейтральных частиц во влажном воздухе посвящено огромное количество работ, что связано с важностью данных процессов в процессах коррозии [2], в процессах в атмосфере Земли и в тропосфере [3], что в

конечном счете влияет на климат Земли, с широким использованием пучка электронов для удаления вредных примесей из влажного воздуха [4] и т.д.

Отметим, что в отличие от короткоживущих ионов, характерное время жизни нейтральных частиц оказывается заметно выше, поэтому, во-первых, происходит их накопление в течение всего времени облучения газа пучком быстрых электронов и, во-вторых, происходит диффузионное выравнивание их концентраций в областях с заметно отличными скоростями ионизации газа и, соответственно, разными скоростями выделения энергии пучка.

Расчетно-теоретические исследования по определению состава и концентрации нейтральных долгоживущих химически активных частиц, наработанных в плазме пучком быстрых электронов, проведены для плазмообразующей газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ как наиболее типичной рабочей среды внутри и снаружи контейнеров при сухом хранении отработавшего ядерного топлива и других радиоактивных отходов. Кинетическая модель включала более 200 процессов и 39 нейтральных атомов, радикалов и молекул. Для численного решения 39 нестационарных уравнений баланса использовался метод Рунге-Кутты четвертого порядка точности.

В результате проведенных исследований получены следующие основные научные результаты:

1. Установлено, что в плазмообразующей газовой среде $N_2:O_2:H_2O$ под действием высокоэнергетического ионизирующего излучения происходит наработка химически активных компонентов типа озона O_3 , окислов азота N_2O , NO , NO_2 , азотистой и азотной кислоты, пероксида водорода H_2O_2 , концентрация которых зависит от многих внешних параметров (состава газовой среды, скорости ее прокачки, интенсивности радиации, температуры газа и т.д.). Значительная часть наработанных плазменных компонентов является достаточно сильными окислителями и коррозионно-активными.

2. Для ряда внешних параметров рабочей газовой смеси (содержание кислорода, скорость объемной прокачки) установлен состав и исследована временная динамика наработанных химически активных компонентов.

3. Установлено, что важную роль в механизме радиационной коррозии железа в плазмообразующей газовой среде $N_2:O_2:H_2O$ играют химически активные азотные соединения NO , NO_2 , HNO_2 , возникающие при радиолизе газовой смеси и последующих плазмохимических реакций.

4. Численные расчеты подтвердили характерные черты поведения радикалов и соединений в смесях азота с кислородом и парами воды. Численные расчеты скорости коррозии железа показали, что окислы азота приводят к более чем стократному ускорению скорости коррозии железа в радиационной плазме влажного воздуха. Для более точных расчетов требуется развитие модели кинетических процессов во влажном воздухе и использование методов решения жестких систем уравнений баланса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» (государственный контракт от 20 апреля 2021 г. № Н.4ч.241.09.21.1074 с дополнительными соглашениями № 1 от 27.01.2022 и № 2 от 20.02.2023).

Список использованной литературы

1. Григорьев И.С., Мейлихов У.З. Физические величины. Справочник под редакцией. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232с.
2. R.P. Morco, J.M. Joseph, D.S. Hall, C. Medri, D.W. Shoemsmith, J.C. Wren, Corrosion Engineering, Science and Technology **52** (1_suppl), 141-147 (2017).
3. A.V. Pavlov, Surveys in Geophysics **37**, 811-844. (2016).
4. K.L. Schmitt, Investigating the chemical mechanism initiated by electron beam irradiation of VOCs in air. State University of New York College of Environmental Science and Forestry. (2010).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА С ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ

К.М. ГУТОРОВ, Н.А. ДЯТКО, А.М. ЖИТЛУХИН,
Н.С. КЛИМОВ, М.Д. ТАРАН, К.М. ТИТКОВА

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

taran@triniti.ru, kmtitkova@triniti.ru

Работа посвящена расчетно-теоретическому исследованию взаимодействия высокоскоростного потока гелиевой плазмы с цилиндрической твердотельной мишенью, расположенной в цилиндрической вакуумной камере. Конструкция рассматриваемой установки показана на рис. 1. Стенки вакуумной камеры и мишень сделаны из нержавеющей стали толщиной 5 мм.

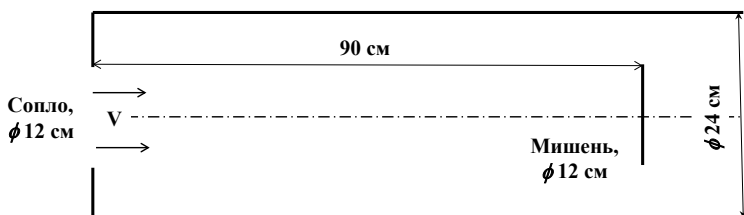


Рис. 1. Схема установки.

Расчет проводился для следующих параметров потока (на входе в камеру): гелиевая плазма (однократно ионизованный гелий), скорость потока плазмы на выходе из сопла $V \approx 10^5$ м/с, температура плазмы $T \approx 2$ эВ, плотность плазмы в потоке $\rho \approx 2 \times 10^{-5}$ кг/м³, длительность импульса $\tau = 1$ мс. Эти параметры приблизительно соответствуют параметрам потока на выходе из сопла квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) [1]. Начальное давление нейтрального газа (гелия) в вакуумной камере составляло 3×10^{-7} атм.

Численная модель построена методом суммарной аппроксимации [2]. На первом этапе решаются уравнения газодинамики (уравнения Эйлера) методом FLIC [3], на втором – уравнения

теплопроводности методом неполного разложения Холецкого-сопряженных градиентов [4]. Коэффициент теплопроводности плазмы вычислялся по теории Спитцера [5].

Плотность, теплоемкость и теплопроводность мишени и стенок считались не зависящими от температуры и равными значениям при температуре 300 К: 7800 кг/м³, 502 Дж/кг, 16 Вт/(м·К), соответственно. На стенках камеры и на мишени ставилось условие «проскальзывания». На правой границе камеры (на расстоянии 5 см от мишени) ставилось условие постоянного давления (3×10^{-7} атм).

Отметим следующие особенности используемой модели.

В начальный момент времени длина свободного пробега атомов в вакуумной камере ≈ 1 м, так что значение числа Кнудсена оказывается порядка единицы. Вообще говоря, в таких условиях газодинамическая модель неприменима. Поэтому был использован следующий искусственный прием: предполагалось, что в камере имеется некоторое начальное распределение плазмы: в области от среза сопла до мишени имеется однородная плазма с плотностью, температурой и скоростью, соответствующими параметрам плазмы на срезе сопла. Так как передний фронт пучка плазмы долетает от среза сопла до мишени за 9 нс, то использование указанных начальных условий можно интерпретировать как начало расчета в момент времени 9 нс после начала импульса.

Следует также отметить, что теплопроводность плазмы (Спитцеровская теплопроводность) резко зависит от температуры плазмы: $\sim T^{5/2}$. В рассматриваемых условиях теплопроводность плазмы очень сильно влияет на параметры потока. Для сравнения были выполнены тестовые расчеты без учета теплопроводности, которые показали, что неучет теплопроводности кардинально меняет характер течения.

Рассчитывались следующие параметры: изменение во времени пространственных распределений плотности, давле-

ния, температуры и скорости плазмы; изменение во времени давления и температуры на поверхности мишени.

На рисунках 2 и 3 показаны пространственные распределения давления и температуры плазмы в полупространстве (r, z) в момент времени 400 мкс, где r – радиальная координата ($r = 0$ соответствует оси симметрии), а z – координата вдоль оси течения ($z = 0$ соответствует срезу сопла, $z = 0.9$ м соответствует положению мишени).

Отметим, что для потока плазмы с указанными выше параметрами температура торможения составляет около 1.6×10^6 К. Как видно из рис. 3, максимальное значение температуры приблизительно в три раза меньше этого значения, причем оно достигается на оси симметрии на расстоянии ≈ 2.5 см от поверхности мишени. Это обусловлено влиянием теплопроводности.

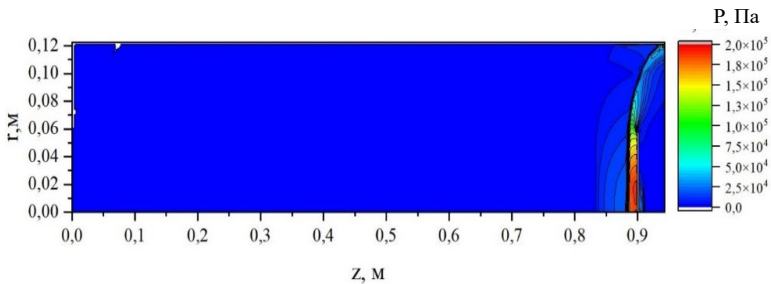


Рис. 2. Пространственное распределение давления в момент времени $t = 400$ мкс.

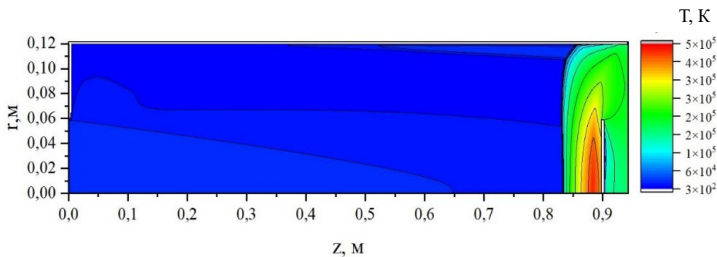


Рис. 3. Пространственное распределение температуры в момент времени $t = 400$ мкс.

На рис. 4 показано изменение во времени давления на поверхности мишени в трех точках по ее радиусу. Как видно из рис. 4, на временах около 10 мкс устанавливается стационарное распределение давления на мишень. В центре мишени ($r = 0$) давление составляет около 1.9 атм, а на краю ($r = 6$ см) – 0.75 атм.

Под воздействием плазменного потока мишень нагревается до высоких температур. Согласно расчетам, в конце импульса температура на поверхности мишени превышает температуру плавления нержавеющей стали (≈ 1700 К).

Таким образом, создана численная модель, описывающая взаимодействие высокоскоростного плазменного потока с твердотельной мишенью. Модель позволяет рассчитывать параметры течения плазмы в вакуумной камере и изменение во времени давления на поверхность мишени и ее температуру.

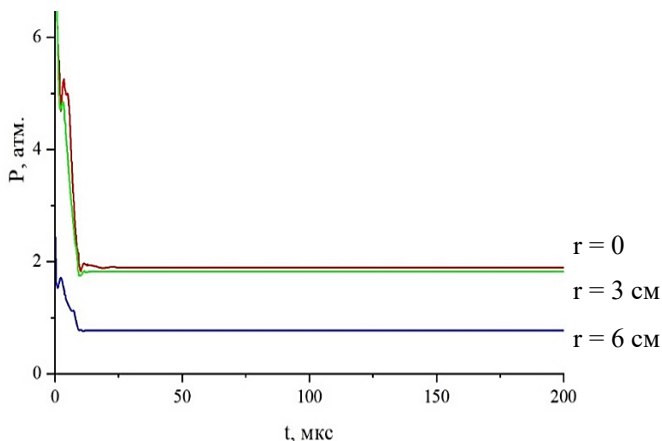


Рис. 4. Временная зависимость величины давления на поверхности мишени в различных точках по радиусу.

Работа выполнена по Государственному контракту № Н.4к.241.09.25.1064 от 19.05.2025.

Список используемой литературы

1. Климов Н. С., Коваленко Д. В., Подковыров В. Л. и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2019. – Т. 42, вып. 3.
2. А.А. Самарский. Введение в теорию разностных схем. Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», М., 1971.
3. Gentry R. A., Martin R. E., Daly B. J. J. Comp. Phys. **1**. 87–118 (1966).
4. Kershaw D. S. J. Comp. Phys. **26**(1), 43–65 (1978).
5. Спитцер Л. Ф. Физика полностью ионизованного газа. – М.: Издательство иностранной литературы, 1957.

ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ В ЗАДАЧАХ О ПЕРЕНОСЕ ПРИМЕСИ В НЕОДНОРОДНЫХ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ СРЕДАХ

П.С. КОНДРАТЕНКО, Л.В. МАТВЕЕВ

ИБРАЭ РАН

kondrat@ibrae.ac.ru

Для проведения анализа безопасности захоронений радиоактивных отходов (РАО) в геологических средах требуется знание закономерностей переноса радионуклидов в неоднородных средах. Существующие модели переноса получаются путем проведения подходящих процедур усреднения по малым и средним масштабам неоднородностей среды. При этом, если крупномасштабные неоднородности отсутствуют, то содержащиеся в модели характеристики среды не зависят от координат, и тогда концентрация примеси как функция координат и времени может описываться аналитическим выражением [1]. Крупномасштабные неоднородности, которые на практике всегда присутствуют, требуют проведения трудоемких и времязатратных численных расчетов.

В работе [2] был предложен новый подход, базирующийся на асимптотическом описании процессов переноса, который учитывает возможность крупномасштабной зависимости структурных характеристик среды от пространственных координат и приводит к существенному упрощению численных расчетов.

Вместе с тем, учитывая долговременный характер захоронений (для долгоживущих РАО – миллионы лет) с возможностью воздействия природных и антропогенных факторов, геологическая среда является не только неоднородной, но и нестационарной. В настоящей работе на примере модели диффузии-адвекции построена асимптотическая теория переноса примеси, когда параметры среды зависят не только от координат, но и от времени. В основу теории положено представление об экспо-

ненциальном убывании концентрации вне основной области локализации примеси, $c(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}, t) \exp[-S(\mathbf{r}, t)]$. Благодаря неравенству $S \gg 1$, для величины $S(\mathbf{r}, t)$ получается уравнение в частных производных первого порядка, совпадающее по структуре с уравнением Гамильтона–Якоби для материальной точки в классической механике. Соответственно, на пути решения задачи о переносе примеси возникают уравнения Гамильтона (обыкновенные дифференциальные уравнения первого порядка) для аналогов импульса и координаты. Результат для концентрации примеси выражен через однократные интегралы вдоль аналога траектории материальной точки.

Ожидается, что при решении задач о переносе примеси по неоднородной и нестационарной среде на основе предложенной здесь асимптотической теории будет достигнута значительная экономия (на порядки) счетного времени в сравнении с прямыми численными расчетами.

Список использованной литературы

1. Л.А. Большов, П.С. Кондратенко, Л.В. Матвеев, УФН **189**(7), 691-702 (2019).
2. П.С. Кондратенко, Письма в ЖЭТФ **106**(9), 581-584 (2017).

РАСЧЕТ КОНСТАНТ СКОРОСТИ ПРОЦЕССОВ VT РЕЛАКСАЦИИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ $O(^3P_2)+O_2(X, v=1)$ В КВАНТОВОМ И КВАНТОВО-КЛАССИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИЯХ

А.К. КУРНОСОВ¹, А.П. ПАЛОВ²

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», ²НИИЯФ МГУ

kurnosov@triniti.ru

Кислородсодержащая плазма широко используется в различных приложениях, таких как травление различных материалов в нанозлектронике, газовые лазеры, генерация озона, плазменная стерилизация, атмосферные явления и т.д. Имеющиеся на сегодняшний день данные указывают на высокие значения констант скорости релаксации колебательно-возбужденного молекулярного кислорода $O_2(v)$ при столкновениях с атомами кислорода. Из-за скудности имеющихся экспериментальных данных возрастает роль теоретических вычислений констант скорости.

На сегодняшний день в литературе представлены константы скорости отдельных одноквантовых и многоквантовых процессов колебательной релаксации при бинарных столкновениях $O(^3P_2)+O_2(X^3\Sigma_g^-, v)$, рассчитанные квазиклассическими методами для температур $T \leq 10^4$ К с использованием поверхности потенциальной энергии (ППЭ) $1^1A'$ основного состояния молекулы O_3 и характеризующиеся значительным разбросом результатов вычислений. Но здесь надо иметь в виду, что использование квазиклассического приближения оправдано лишь для высокотемпературных режимов начиная примерно с $T=2000$ К, и расчеты констант скорости релаксации при более низких газовых температурах необходимо выполнять с использованием других, физически более обоснованных методов.

Значительную роль могут также играть каналы VT релаксации молекул $O_2(X^3\Sigma_g^-, v)$, коррелирующие с ППЭ электронно-возбужденных состояний молекул озона. Благодаря прогрессу

квантово-химических вычислений в настоящее время рассчитаны и опубликованы *ab initio* ППЭ молекул озона для основного и восьми электронно-возбужденных состояний [1], что позволяет выполнять расчеты констант релаксации в столкновениях $O(^3P_2)+O_2(X^3\Sigma_g^-, v)$, коррелирующих с этими состояниями.

При энергии колебательного возбуждения, не превышающей 0.2 эВ на молекулу O_2 , основным каналом релаксации запасенной энергии является одноквантовая VT релаксация в процессах $O(^3P_2)+O_2(X^3\Sigma_g^-, v = 1) \rightarrow O(^3P_2)+O_2(X^3\Sigma_g^-, v' = 0)$ и знание этих констант имеет фундаментальное значение. В докладе представлены результаты расчетов констант указанных процессов для температурного диапазона $T=300-3000$ К, полученные нами при использовании двух различных приближений: квантового и квантово-классического (полуклассического). В квантовом приближении использовался метод сильной связи для описания колебаний и аналитический подход при описании вращений (VCC-IOS).

Матричные элементы колебательно-вращательных переходов на каждой потенциальной поверхности рассчитывались для широкого диапазона фиксированных углов Якоби с использованием кода, разработанного для трехатомной системы [2]. В квантово-классическом приближении [3] колебания молекулы рассматриваются квантово, а поступательное и вращательное движение системы рассматриваются классически. При этом для каждой траектории совместно решались уравнения классической механики и система связанных уравнений для амплитуд колебательных состояний. Сечения переходов для фиксированных значений энергии в диапазоне 1500-35000 К вычислялись на основе метода Монте-Карло, а число траекторий составляло не менее 10^3 .

Оба указанных приближения были впервые использованы для расчетов констант скорости релаксации колебательно-возбужденных молекул O_2 при столкновениях с невозбужденными атомами кислорода. Расчеты выполнялись для девяти *ab*

initio потенциальных поверхностей молекул озона, представленных в работе [1]. Никакие дополнительные подгоночные параметры при проведении расчетов не вводились.

Выполнялось сравнение констант скорости, рассчитанных в указанных приближениях, друг с другом, с результатами расчетов других авторов, выполненных в квазиклассическом приближении. Выявлено хорошее согласие результатов расчетов для всех девяти ППЭ молекул O_3 , выполненных нами в двух указанных приближениях для газовых температур $T=300-3000$ К. Результаты расчетов константы скорости релаксации для $T=2000$ К, выполненные с ППЭ $1^1A'$ основного состояния молекулы O_3 , хорошо совпадают с результатами квазиклассических расчетов, выполненных для этой же ППЭ в работе [4].

Хорошее согласие результатов, полученных в различных приближениях, указывает на обоснованность использования разработанных кодов для вычислений констант скорости одноквантовых и многоквантовых процессов VT релаксации при столкновениях $O(^3P_2)+O_2(X^3\Sigma_g^-, v)$ с $v>1$.

Список использованной литературы

1. Varga Z., Paukku Y., Truhlar D.G. J. Chem. Phys. **147**, 154312 (2017)
2. Palov A. P., Jimeno P., Gray M.D. et al. J. Chem. Phys. **116**, 1388 (2002)
3. Billing G.D., Cacciatore M. Chem.Phys.Lett. 1982. **86**, 20 (1982)
4. Andrienko D.A. J. Chem. Phys. **152**, 044305 (2020).

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ И ЕЕ ПОСЛЕДСТВИЯ ДЛЯ ОБОСНОВАНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ ЗАХОРОНЕНИЯ РАО В ГАЛИТАХ

О.О. КОРЧАГИНА, Л.В. МАТВЕЕВ

ИБРАЭ РАН

ok@ibrae.ac.ru

В связи с активно развивающейся в нашей стране атомной энергетикой поиск площадок для окончательного захоронения радиоактивных отходов (РАО) является важной и актуальной задачей. Настоящая работа посвящена обоснованию безопасности захоронения РАО в галитах. Целью работы являлась разработка модели для оценки максимального количества рассола, который может поступить в полости с тепловыделяющими РАО, с учетом эволюции микроструктуры соляной породы.

В природных галитах всегда содержатся включения с рассолом, которые при неоднородном нагреве среды движутся в сторону источника тепла. Вследствие остаточного тепловыделения РАО вокруг хранилища возникает градиент температуры, направленный в сторону хранилища и приводящий к движению включений в этом направлении. В результате этого движения определенное количество рассола может поступить в хранилище и привести к коррозии металлических пеналов с РАО, приводя тем самым к разрушению барьера безопасности.

Развитая в работе модель учитывала следующие особенности движения включений.

1) На начальной стадии движения изначально квазисферические включения меняют форму: вытягиваются в направлениях, перпендикулярных направлению движения;

2) В результате коалесценции включений, движущихся с разной скоростью, и распада больших включений со временем устанавливается практически монодисперсное распределение включений;

3) В природных поликристаллических галитах, наряду с внутризеренными включениями, имеются каналы, связанные с границами кристаллитов, и обычно находящиеся в состоянии вблизи порога протекания. Поэтому вклад в приток рассола в хранилище будут давать включения, как непосредственно достигающие поверхности хранилища за время действия остаточного тепловыделения, так и те, которые успеют за это время пройти только до ближайших границ зерен. В модели показано, что учет вклада последних может увеличить приток рассола в полости с РАО на порядок.

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СМЕСИ $\text{CO}_2:\text{N}_2$ С ПАРАМИ ВОДЫ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ И В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ

Ю.С. АКИШЕВ, Н.А. ДЯТКО,
И.В. КОЧЕТОВ, А.В. ПЕТРЯКОВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

akishev@triniti.ru

В низкотемпературной газоразрядной плазме реализуются условия, когда температура электронов существенно превышает температуру нейтрального газа. Процессы взаимодействия электронов с атомами и молекулами (возбуждение электронных и колебательных уровней, ионизация, диссоциация, диссоциативное прилипание к электроотрицательным молекулам) и последующие плазмохимические реакции могут существенно изменять химический состав исходной газовой смеси. Поэтому разряд в газовых смесях может быть использован в различных технологических процессах. Например, широко обсуждается использование разряда для конверсии углекислого газа в полезные химические соединения [1]. Также обсуждается производство CO и O_2 из CO_2 в целях жизнеобеспечения будущих экспедиций на Марс [2], атмосфера которого состоит в основном из углекислого газа.

В приведенных выше работах [1-2] исследуются плазмохимические процессы в чистом CO_2 . Целью настоящей работы является расчетно-теоретическое исследование плазмохимического превращения CO_2 в другие химические соединения в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2\text{O}$ в условиях импульсного наносекундного разряда при атмосферном давлении. Моделирование проводится в рамках 0-мерной модели на стадии разряда и на стадии послесвечения. Используется модель заданного приведенного электрического поля $E/N = \text{const}$ (E – напряженность электрического поля, N – число атомов и молекул в единице объема) и постоян-

ной плотности газа $N = \text{const}$. Входными параметрами модели являются состав газовой смеси, начальная температура, давление и удельный энерговклад. Величина удельного энерговклада регулируется значением параметра E/N и длительностью разрядного импульса.

Данная модель позволяет проанализировать плазмохимические превращения как на малых временах в течение разрядного импульса, так и на больших временах на стадии послесвечения, когда устанавливаются квазистационарные концентрации различных молекул. Отметим также, что в модели можно варьировать величину приведенного электрического поля E/N , что позволяет прогнозировать оптимальные условия для получения определенных химических соединений.

При создании модели плазмохимических процессов в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2\text{O}$ мы использовали наш предыдущий опыт по моделированию плазмохимических процессов во влажном воздухе [3], моделированию наработки синглетного кислорода $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ [4], плазменного инициирования горения [5,6] и процессов в смеси $\text{He}-\text{H}_2\text{O}$ в разряде поддерживаемым полым катодом [7].

Модель включает уравнения баланса для электронов, положительных и отрицательных ионов, исходных молекул и образующихся в плазме радикалов, и молекул и уравнение для температуры газа. Константы скоростей процессов с участием электронов рассчитываются путем численного решения уравнения Больцмана, которое решается совместно с уравнениями баланса. Для решения описанной системы уравнений использовался пакет программ Chemical WorkBench (CWB 4.4.29305, www.kintech.ru) [8,9].

На рис. 1–3 приведены результаты расчета динамики концентраций нейтральных компонент плазмы для газовой смеси с начальным составом $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2\text{O}=0.486:0.486:0.028$, $E/N = 250$ Тд и длительностью разрядного импульса 1.7 нс. В этих условиях удельный энерговклад составляет 1 кДж/литр/атм (0.25 эВ/молекула). Начальные температура и давление газовой

смеси равны соответственно 300 К и 1 атм. На рисунках изменение концентраций различных компонент на стадии разряда показано пунктирными линиями, а на стадии послесвечения – сплошными.

Как показывают расчеты, на стадии разряда основным механизмом образования атомов O, H, N и C, молекул CO и радикалов OH является диссоциация молекул электронным ударом. На ранней стадии послесвечения (~ 0.1 мкс) наработка O, H, CO и OH происходит за счет диссоциации молекул CO₂ и H₂O в соударениях с электронно-возбужденными молекулами N₂(A) и N₂(B), которые образовались во время разрядного импульса. Эти процессы определяют также скорости тушения состояний N₂(A) и N₂(B). Зависимости концентраций возбужденных молекул азота от времени показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, в рассматриваемых условиях характерные времена релаксации состояний N₂(A) и N₂(B) существенно различны. Для N₂(B) это время составляет несколько нс, а для N₂(A) – порядка 100 нс.

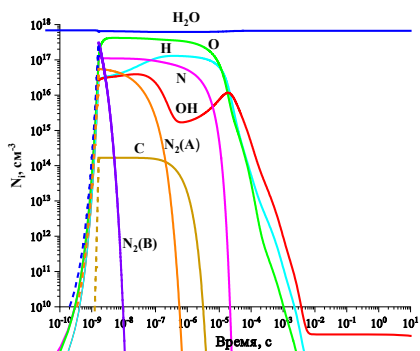


Рис. 1.

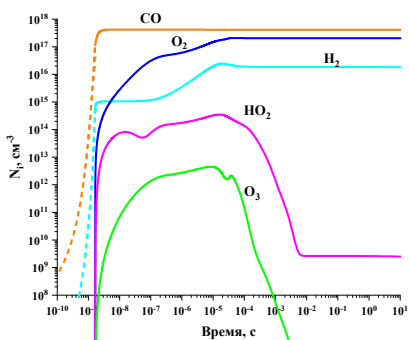


Рис. 2.

Отметим, что в целом на стадии разряда и ранней стадии послесвечения успевает диссоциировать только незначительная часть молекул N₂, CO₂ и H₂O, присутствующих в исходной смеси. На поздней стадии послесвечения (на временах до сотен мкс) вследствие различных плазмохимических реакций проис-

ходит гибель атомов С, N, H, O и радикала OH и образование молекул CO, O₂, H₂, NO₂ и O₃ (рис. 2). Отметим, что концентрации CO, O₂, H₂ остаются практически постоянными на больших временах (расчет проводился до 10 с), при этом их концентрации приблизительно равны $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $2.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $1.8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Это означает, что в условиях эксперимента можно определять концентрации этих молекул.

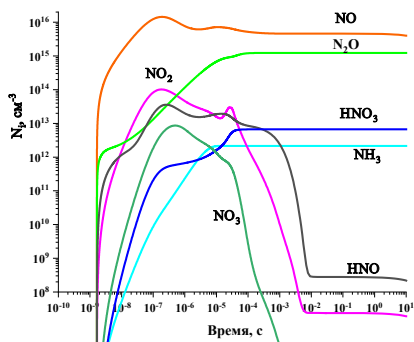


Рис. 3.

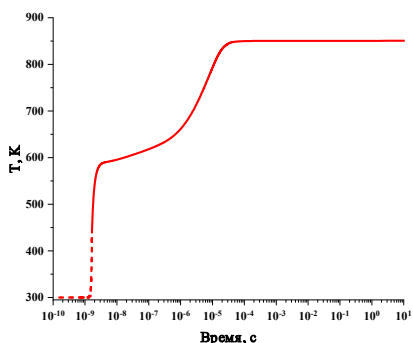


Рис. 4.

Концентрации образующихся на стадии послесвечения молекул NO, N₂O, HNO₃, NH₃ и HNO также выходят на квазистационарный уровень на временах >10 мс и практически не меняются вплоть до 10 с (рис. 3). Но установившиеся концентрации этих молекул относительно невелики: $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $1.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $6.7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $2.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, соответственно. На стадии послесвечения образуется также молекулы NO₂, NO₃ и O₃, концентрации которых на больших временах (> 10 мс) становятся совсем незначительными.

Расчетная динамика поступательной температуры газа представлена на рис. 4. На стадии разряда газ нагревается до 440 K (эта стадия представлена пунктирной линией). Далее следует стадия быстрого нагрева до 580 K, обусловленная поступлением энергии в поступательные степени свободы атомов и молекул в процессах диссоциации молекул CO₂ и H₂O в со-

ударениях с электронно-возбужденными молекулами $N_2(A)$ и $N_2(B)$. Дальнейший относительно медленный рост температуры связан с различными химическими реакциями, происходящими в плазме послесвечения. Температура газа выходит на квази-стационарное значение ≈ 850 К на временах ~ 400 мкс, когда состояние газовой смеси уже близко к химическому равновесию.

Таким образом, созданная плазмохимическая модель позволяет рассчитывать состав плазмы, образующейся в смеси $CO_2:N_2:H_2O$ под воздействием импульсного электрического разряда. Варьируемыми параметрами модели являются начальный состав газовой смеси, температура, давление, величина приведенного электрического поля и удельный энерговклад (длительность импульса разряда). Используемая программа позволяет моделировать изменение состава исходной газовой смеси и ее температуры во время разрядного импульса и в послесвечении, вплоть до установления химического равновесия. В рамках пакета программ Chemical WorkBench модель может быть обобщена на случай разряда в скрещенных (перпендикулярных) электрическом и магнитном полях путем введения эффективно-го значения приведенного электрического поля.

Работа выполнена в рамках международной кооперации Российского Научного Фонда (РНФ) и Государственного Фонда Естественных Наук (ГФЕН) Китая: грант РНФ № 25-49-00039 и грант ГФЕН Китая № 5241102170.

Список использованной литературы

1. A. Bogaerts and G. Centi, *Frontiers in Energy Research*, **8**, 111, 2020.
2. V. Guerra, T. Silva, N. Pinhão, O. Guaitella, C. Guerra-Garcia, F. J. J. Peeters, M. N. Tsampas, and M. C. M. van de Sanden, *J. of Appl. Phys.*, **132**, 070902, 2022.

3. Ю.С. Акишев, А.А. Дерюгин, В.Б. Каральник, И.В. Кочетов, А.П. Напартович, Н.И. Трушкин, *Физика плазмы*, **20**, 57, 1994.
4. A.A. Ionin, I.V. Kochetov, A.P. Napartovich, N.N. Yuryshev, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**, R25, 2007.
5. M.A. Deminskii, I.V. Chernysheva, S.Ya. Umanskii, M.I. Strelkova, A.E. Baranov, I.V. Kochetov, A.P. Napartovich, T. Sommerer, S. Saddoughi, J. Herbon, B.V. Potapkin, *Russ. J. Phys. Chem. B* **7**, 410, 2013.
6. Е.М. Анохин, М.А. Попов, И.В. Кочетов, А.Ю. Стариковский, Н.Л. Александров, *Физика плазмы*, **43**, 1029, 2017.
7. A. V. Bernatskiy, V. N. Ochkin, and I. V. Kochetov *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, 395204, 2016.
8. Kintech Lab, Chemical WorkBench 4.4.29305. www.kintech.ru
9. M. Deminsky, V. Chorkov, G. Belov, I. Cheshigin, A. Knizhnik, E. Shulakova, M. Shulakov, I. Iskandarova, V. Alexandrov, A. Petrusev, I. Kirillov, M. Strelkova, S. Umanski, and B. Potapkin, Chemical Workbench—integrated environment for materials science, *Comput. Mater. Sci.*, **28**. 169. 2003.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ЛАПЛАСА ДЛЯ ВЕКТОРНОГО ПОЛЯ В ВЫРОЖДЕННОЙ ЭЛЛИпсоИДАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

А.Г. СУХАРЕВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

sure@triniti.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования краевой задачи уравнения Лапласа (внутренняя задача Дирихле и внутренняя задача Неймана) для векторного поля на конечной односвязной области в форме сплюснутого сфероида. Понижение симметрии при переходе от сферической области к области в форме сплюснутого сфероида приводит к потере возможности построения функции Грина методом отражений. Поэтому для решения используется эллипсоидальная ортогональная система координат, показавшая свое удобство для скалярных полей. Выбор системы координат обусловлен тем, что силовые линии электрического поля выстроены по этим координатам, когда на поверхности металлического эллипсоида размещен заряд.

В случае векторного поля в криволинейной системе координат векторные компоненты поля оказываются зацеплены между собой. При осевой симметрии связаны между собой только две ортогональные компоненты. Связь полей обусловлена поворотом базисных векторов вдоль силовых линий в пространстве.

В работе найдены подстановки, позволяющие разделить уравнения для эллипсоидной и гиперболоидной компонент вектора поля. Полученные уравнения в частных производных описывают зависимость не только от самих координат, но и от их разности. Найдено математическое преобразование, позволившее свести задачу к методу разделения переменных. Решение ищется в виде произведения гипергеометрических функций Римана по каждой переменной и некоторой функции от разности

координат. В результате найден полный спектр решений для внутренней краевой задачи. Это позволяет также определить функцию Грина для задач Пуассона.

Данное аналитическое решение позволяет выполнить вычисление тензора деформаций и напряжений у нагруженного сферического зерна в поликристаллическом металле. Под нагрузкой идеальная сферическая форма частично теряет симметрию, превращаясь в сплюснутый сфероид. Данный подход позволяет прогнозировать критические зоны пластических деформаций в случае высоких нагрузок.

МНОГОМАСШТАБНОЕ АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ ТОПЛИВ: ОТ ОПИСАНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ К ПРЕДЕЛАМ ОТКЛОНЕНИЙ СТЕХИОМЕТРИИ И СКОРОСТЯМ ВЫХОДА ГПД

*В.В. СТЕГАЙЛОВ, А.С. АНТРОПОВ,
Е.А. ЛОБАШЕВ, Л.С. ПИЛЮГИН*

ОИВТ РАН

stegailov@ijht.ru

Нитрид урана – основа смешанного нитридного уран-плутониевого ядерного топлива (СНУП-топлива) для реакторов на быстрых нейтронах. Для моделирования поведения топливных сборок в условиях эксплуатации и в аварийных режимах разрабатываются специализированные топливные коды, учитывающие связь микроструктуры с изменением макроскопических свойств, а также процессы выхода продуктов деления из топлива. Для обеспечения предсказательной точности подобных кодов требуется детальная информация о микроструктурных свойствах материала топлива, в том числе о поведении в нем дефектов кристаллической структуры и о диффузии продуктов деления.

Атомистическое моделирование нитрида урана основано на использовании модельных потенциалов межатомного взаимодействия. Потенциалы должны описывать свойства различных типов микроструктуры нитрида урана, а в перспективе быть адаптируемыми и к расширенному составу СНУП-топлива. Важным аспектом валидации межатомных потенциалов является анализ их способности описывать фазовую диаграмму [1]: в контексте нитрида урана первоочередной интерес представляет описание устойчивости нитрида урана при неидеальной стехиометрии. В докладе будет продемонстрировано, с какой точностью это позволяют делать современные многомасштабные атомистические модели.

Одна из важнейших характеристик работы ядерного реактора, которые необходимо получить при помощи топливных кодов – это выход газовых продуктов деления (ГПД). Вообще говоря, согласно современным представлениям, диффузия газовых пузырьков вносит существенный вклад в процесс выхода ГПД [2]. Проблема состоит в том, что теоретические оценки для коэффициентов диффузии оказываются гораздо меньше экспериментальных значений, что приводит к недооценке выхода ГПД. Есть несколько теорий, объясняющих этот эффект, например, перерастворение пузырьков [3], движение пузырька в градиенте концентрации вакансий [4] и ускоряющий кластер междоузельных атомов на поверхности пузырька [5]. На данный момент неизвестно, какой из механизмов является доминирующим, и может ли какой-нибудь из них объяснить ускоренный выход ГПД.

В работе будет представлена молекулярно-динамическая модель, которая состоит в том, что пузырьки продуктов деления связываются с дислокациями, а затем, в процессе роста, вытесняют в объём кристаллической решётки междоузельные атомы. В результате этого происходит переползание дислокации, и дислокация тянет пузырёк за собой. При реалистичных концентрациях пузырьков и дислокаций такой эффект может объяснять ускоренный выход газовых продуктов деления при условии достаточно сильного взаимодействия между дислокацией и пузырьком.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (соглашение № 24-79-00252).

Список использованной литературы

1. Tagawa H. Phase relations and thermodynamic properties of the uranium-nitrogen system // J. Nuc. Mat. 1974. V. 51(1). P. 78-89.
2. Лиханский В.В., Алиев Т.Н, Евдокимов И.А., Зборовский В.Г., Канюкова В.Д., Сорокин А.А. Моделирование поведения UO_2 топлива для условий эксплуатации в легководных реакторах // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1. №. 2. С. 104-122.
3. MacInnes D. A., Brearley I. R. A model for the release of fission gas from reactor fuel undergoing transient heating // J. Nucl. Mat. 1982. Vol. 107. № 2-3. P. 123-132.
4. Evans J. H. Bubble diffusion to grain boundaries in UO_2 and metals during annealing: a new approach // J. Nucl. Mat. 1994. Vol. 210. № 1-2. P. 21-29.
5. Antropov A., Stegailov V. Ultrafast diffusion of overpressurized gas filled nanobubbles in UO_2 // J. Nucl. Mat. 2021. Vol. 551. P. 152942.

ЯДЕРНЫЕ ЧАСЫ И КВАНТОВАЯ БАТАРЕЯ НА ТН-229

Е.В. ТКАЛЯ

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

eugene.tkalya@mail.ru , tkalya_e@lebedev.ru

В 2024 году три группы исследователей в Европе и США, работающие с торием-229, сумели возбудить ядра ^{229}Th на низколежащее изомерное состояние $3/2^+(8.4 \text{ эВ})$ лазерным излучением, резонансно настроенным на энергию ядерного перехода. При этом физики из NIST сумели на короткое время синхронизовать ядерную систему с имеющимися атомными часами на ^{87}Sr , доказав тем самым возможность создания ториевых ядерных часов. Одним из актуальных вопросов остается эффективное возбуждение ядерного часового перехода. Здесь могут оказаться полезными методы квантовой оптики. Они позволяют рассматривать электронную оболочку иона тория с $M1(8.4 \text{ эВ})$ переходом между уровнями и дублет уровней основного состояния ядра ^{229}Th как два кубита, пространственно вложенных один в другой. В случае резонансного совпадения энергий электронного и ядерного переходов в такой системе можно возбудить слабо затухающие осцилляции энергии между кубитами, а именно, многократную когерентную передачу энергии от электронной оболочки к ядру и обратно. При этом электронная оболочка играет роль своеобразного резонатора для виртуального фотона, излучаемого ядром.

При воздействии когерентного лазерного излучения рассмотренная система превращается в ядерную квантовую батарею. Для «зарядки» батареи, т.е. возбуждения изомера $^{229\text{m}}\text{Th}(3/2^+, 8.4 \text{ эВ})$, можно использовать разработанные методы зарядки квантовых батарей, в частности, когерентное возбуждение электронной оболочки с последующей когерентной передачей энергии возбуждения на ядро.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ В МОДЕЛИРОВАНИИ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМ

П.Р. ЛЕВАШОВ, Г.С. ДЕМЬЯНОВ

ОИВТ РАН

pasha@jih.t.ru

Кулоновские системы чрезвычайно широко распространены во Вселенной, поэтому важность их изучения не вызывает сомнений. Многообразие форм кулоновской материи обычно характеризуют двумя величинами: параметром неидеальности и параметром вырождения электронной подсистемы. Теоретические подходы в настоящее время развиты только в условиях малости обоих параметров, поэтому продвижение в область значительного межчастичного взаимодействия и существенных квантовых эффектов возможно только с помощью численного моделирования.

Особенностью кулоновского взаимодействия является дальнодействующий характер кулоновского потенциала. Этот эффект традиционно учитывают с помощью подхода Эвальда, в котором потенциал взаимодействия представляется в виде ряда. Из-за трудоемкости вычисления такого потенциала до недавнего времени в моделировании кулоновских частиц с дальнодействием не удавалось использовать достаточно большое число частиц (рекорд для однокомпонентной плазмы около 50 тысяч частиц). Путем усреднения анизотропного потенциала Эвальда по направлениям удастся получить выражение для потенциала весьма простого вида, что позволяет увеличить число частиц в моделировании до одного миллиона [1]. Кроме того, это открывает путь для моделирования квантовых систем с дальнодействием методом Монте-Карло с интегралами по траекториям.

В работе будут продемонстрированы результаты моделирования для классических и квантовых кулоновских систем. На примере однокомпонентной плазмы будет показано, что эффек-

ты дальнодействия можно не учитывать для систем со слабым взаимодействием. Однако при значительных параметрах неидеальности (10 и выше) учет дальнодействия обеспечивает существенно более быструю сходимость к термодинамическому пределу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 24-19-00746.

Список использованной литературы

1. Demyanov G. S., Levashov P. R., Phys. Rev. E. **106**, 015204 (2022).

ЗАЩИТА ОТ ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В КОНТАЙМЕНТЕ АЭС ЗАВЕСАМИ ИЗ ВОДЯНОГО ПАРА

*А.В. ОСТРИК¹, В.В. КИМ¹, В.Ю. ГИДАСПОВ²,
И.Э. ИВАНОВ², И.А. КРЮКОВ²*

¹ФИЦ ПХФ И МХ РАН, ²МАИ)

ostrik@fcp.ac.ru

Развитие водородной энергетики является одним из перспективных направлений совершенствования энергетического комплекса России [1]. Перспектива использования водорода как топлива определяется высокой теплотой реакции его окисления, экологичностью (конечный продукт – вода) и распространенностью в природе этого химического элемента. Однако высокая теплотворная способность водородно-воздушной смеси (ВВС) несет в себе очевидную катастрофическую опасность: детонационный взрыв водородно-воздушного облака, образующегося при утечке водорода в атмосферу [2].

При тяжёлых авариях на атомных электростанциях (АЭС) может выделяться под куполом контаймента порядка полутора тонн водорода, что при образовании и детонации ВВС эквивалентно 43 т тротила ($1.5 \text{ т} \times (120 \text{ МДж/кг}) / 4.18 \text{ МДж/кг} \approx 43 \text{ т}$). Взрыв такой мощности, как правило, разрушает конструкцию контаймента и приводит к выбросу радиоактивных веществ. Известным примером разрушительной силы детонации ВВС является Чернобыльская катастрофа в 1986 г. В результате парциркуниевой реакции в разрушенной активной зоне Чернобыльской АЭС образовалось до 5000 м³ ($\approx 450 \text{ кг}$) водорода, который распространился в центральный зал АЭС и образовал ВВС. Детонация этой смеси разрушила центральный зал и другие помещения четвертого энергоблока.

Образование водорода также усугубило последствия землетрясения на АЭС "Фукусима" в 2011 г. Как и в Чернобыле, цирконий, из которого традиционно изготавливаются некоторые

элементы конструкций АЭС, вступил в химическую реакцию с водяным паром и образовался водород. Детонация ВВС разрушила защитные оболочки энергоблоков, что привело к радиоактивному заражению местности, в том числе, и моря.

Таким образом, исследование детонации ВВС представляется важной для атомной энергетики задачей. Настоящая работа посвящена разработке численной модели детонации ВВС во внутреннем объеме контеймента. Особое внимание уделяется изучению возможностей защиты посредством срыва детонации ВВС завесами из водяного пара.

Ранее проведенные авторами численные исследования показали, что осесимметричная детонация стехиометрической ВВС, инициированная в основании контеймента, приводит к его катастрофическому разрушению вследствие кумуляции детонационных волн (ДВ) в области вершины купола. В то же время в [3-7] рассматривается возможность срыва детонации водородосодержащих смесей посредством установки на пути ДВ завес из H_2O (парокапельных или из водяного пара). Так, например, в патенте [5] утверждается: "для исключения аварийных ситуаций в машинных залах ТЭС и АЭС наиболее эффективен метод предотвращения возгорания и детонации водорода с помощью направленных потоков тонкораспыленной воды и пара".

Течение многокомпонентной реагирующей смеси описывается системой уравнений Эйлера. Для замыкания этой системы используются уравнения состояния и модели термодинамики и химической кинетики [8]. В качестве начальных условий задается состояние непрореагировавшей и невозмущенной ВВС. Граничными условиями служат условия непротекания на стенках контеймента. На оси симметрии ставятся условия симметричного отражения.

Рассматриваемая система уравнений с начальными и граничными условиями интегрируются численно итерационным методом расщепления по физическим процессам: на первом, газодинамическом этапе, численно реализуется изменение ис-

комых величин за счет конвективного переноса, затем на втором, химическом этапе, при уже определенных плотности и удельной энергии смеси решаются уравнения химической кинетики и рассчитываются новые значения массовых долей химических компонентов, после чего цикл повторяется. Для численной аппроксимации конвективной части исходной системы уравнений использовалась явная квазимонотонная численная схема повышенного порядка точности, являющаяся модификацией схемы С.К. Годунова. Предполагается кусочно-линейное распределение параметров на расчетном временном слое, к которому применяются существенно двумерные процедуры "восстановления" данных в расчетных ячейках.

Тороидальная завеса с 10% массовым содержанием пара H_2O первоначально устанавливалась на середине высоты контаймента. Несмотря на то, что завеса из паров H_2O в области перехода от цилиндрической к сферической части купола срывает установившийся режим детонации, влияние геометрического усиливающего эффекта при прохождении волны сжатия сферической части купола в конечном итоге приводит к тому, что уровень давлений и длительность воздействия на внутреннюю поверхность купола оказываются достаточными для полного разрушения сферического сегмента контаймента уже к моменту времени $t = 40$ мс. Также наличие вторичной отраженной ударной волны (УВ) достаточной интенсивности способствует удержанию высокого уровня давлений в локальной предвершинной области купола.

Следовательно, завесу требуется ставить в нижней части контаймента, в зоне, где начальная ДВ еще идет по расширяющейся области. Тогда, как и в предыдущем варианте, в области завесы происходит срыв детонации (распад ДВ на УВ и волну горения). Однако в отличие от случая с завесой посередине высоты контаймента, воспламенения ВВС за УВ после её взаимодействия с осью симметрии не происходит. В нижней части цилиндрического сегмента контаймента интенсивность волны

сжатия составляет $P \sim 9$ бар, которая быстро снижается до уровня $P \sim 4$ бар. Далее волна нагрузки скользит по стенке купола от основания к вершине практически с постоянной скоростью ~ 795 м/с. Схождение УВ к оси симметрии происходит в момент времени $t = 95.5$ мс, при этом давление достигает пикового значения $P = 86$ бар. В дальнейшем волна расширяется, двигаясь от оси симметрии и уровень давлений заметно снижается до значений ниже $P \sim 3$ бар. Прочностные расчеты с использованием нестационарной модели разрушения железобетона [9] показывают, что во всей конструкции значения параметра поврежденности D не превышают единицы и, следовательно, завеса в нижней части сооружения обеспечивает защиту контаймента от детонации ВВС в аварийной ситуации.

Список использованной литературы

1. Новак А. В. Энергетическая политика. – 2021. – № 4.
2. Safety and Security Analysis: Investigative Report by NASA on Proposed EPA Hydro-gen-Powered Vehicle Fueling Station. Assessment and Standards Division Office of Transportation and Air Quality U.S. Environment Protection Agency, EPA420-R-04-016 October 2004. – 45 p.
3. Гидаспов В.Ю., Стрельцов В.Ю. Мат. моделирование, 2004, том 16, № 6,. С. 123-126.
4. Патент № 1134030 Российская Федерация, МПК G21C 9/00 (2006.01). Устройство для подавления детонации и горения водорода: №2011139013/07: заявлено 26.09.2011 : опубликовано 10.02.2012 / Большов Л.А., Кочнев С.И., Сегаль М.Д., Семенов В.Н.. — 19 с
5. Патент № 2565230 Российская Федерация, МПК G21C 9/00 (2006.01). Установка для предотвращения горения и детонации водорода: №201411522: заявлено 17.04.2014 : опубликовано 20.10.2015 / Большов Л.А., Сегаль М.Д., Семенов В.Н.. — 18 с.

6. Grabarczyk M. et al. Challenges of Modern Technology. – 2016. – Т. 7. – №. 3. – С. 39-44.
7. Cao X. et al. International Journal of Hydrogen Energy. – 2022. – Т. 47. – №. 56. – С. 23898-23908.
8. Гидаспов В.Ю., Северина Н.С. Некоторые задачи физической газовой динамики. М.: Изд-во МАИ, 2016. 196 с.
9. Острик А.В., Ким В.В., Острик М.А Конструкции из композиционных материалов. 2022. Вып. 4 С. 21-28

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ: МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ И РЕГИСТРАЦИИ

Е.А. БУЯНОВА, А.Ф. ГЛОВА

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

ekabuyanova@triniti.ru

Рассмотрены современные методы генерации и регистрации терагерцового (ТГц) излучения и его применение в медицине, системах безопасности, связи и спектроскопии. В качестве нового источника ТГц излучения предложен непрерывный оптический разряд, поддерживаемый излучением CO₂-лазера.

Терагерцовое излучение (0.3-10 ТГц) представляет большой интерес для различных областей науки и техники благодаря своим уникальным свойствам: из-за малой энергии кванта оно является неионизирующим, способно проникать сквозь диэлектрики и резонансно взаимодействовать с молекулами. Спектр применения ТГц-излучения включает в себя как фундаментальные исследования, так и прикладные сферы деятельности, такие как медицинская диагностика, системы безопасности, высокоскоростная связь, спектроскопия [1-3]. Однако широкое внедрение ТГц-технологий сдерживается отсутствием компактных, мощных и экономически эффективных источников ТГц излучения. Поэтому поиск новых источников является актуальной задачей.

Для регистрации ТГц-излучения используется электрооптическое стробирование, основанное на эффекте Пококельса в нелинейных кристаллах и позволяющее восстанавливать временную форму ТГц-импульса с фемтосекундным разрешением [4], гомотинное и гетеродинное детектирование в газах, обеспечивающее высокую чувствительность и возможность измерения амплитуды и фазы ТГц-сигнала [5,6]. В качестве измерителей мощности служат болометрические детекторы, обладающие высокой чувствительностью, но требующие криогенного охлаждения [7] и пироэлектрические детекторы, работающие при

комнатной температуре, но имеющие меньшую чувствительность по сравнению с болометрами.

Для генерации ТГц-излучения применяются следующие методы: генерация при помощи фотопроводящей антенны, преобразующей ультракороткий лазерный импульс в ТГц-излучение за счёт быстрого переключения тока в полупроводнике [8]; генерация на основе встроенного поля полупроводника, генерация за счёт фотогальванического эффекта Дембера [9]; лазерный пробой атмосферного воздуха для создания плазмы, генерирующей ТГц-излучение [10]; преобразование лазерного излучения в ТГц-излучение за счёт нелинейных эффектов в кристаллах [11].

В качестве альтернативы существующим методам генерации ТГц-излучения предлагается использовать непрерывный оптический разряд (НОР), поддерживаемый в аргоне или ксеноне при атмосферном давлении излучением ИК-лазера (например, CO₂-лазера мощностью ~1 кВт). Равновесная плазма НОР характеризуется высокой плотностью электронов, что позволяет рассчитывать на эффективную генерацию в ТГц диапазоне за счет его перекрытия с плазменной частотой. Для подтверждения концепции необходимы экспериментальные исследования излучательных свойств оптического разряда в дальнем ИК-диапазоне, которые пока ограничены ближней УФ и ИК областью спектра [12]. Разработка такого источника может расширить практическое применение ТГц-технологий.

Список использованной литературы

1. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics (Springer, 2010).
2. Humphreys K. et al., Proc. 26th Annu. Int. Conf. IEEE EMBS 2, 1302–1305 (2004).
3. Ангелуц А.А. и др., Вестник РФФИ **83** (3), 21-36 (2014).
4. McIntosh K.A. et al., Appl. Phys. Lett. **67**, 3844–3846 (1995).
5. Dai J., Xie X., Zhang X.-C., Phys. Rev. Lett. **97**, 103903 (2006).
6. Karpowicz N. et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 011131, 1-3 (2008).
7. Zahl H.A., Golay M.J.E. Rev. Sci. Instrum. **17**, 511–515 (1946).
8. Fattinger C., Grischkowsky D. Appl. Phys. Lett. **54**, 490–492 (1989).
9. Ralph S.E., Grischkowsky D. Appl. Phys. Lett. **59**, 1972–1974 (1991).
10. Borodin A.V., Esaulkov M.N., Kuritsyn I.I., Kotelnikov I.A., Shkurinov A.P. J. Opt. Soc. Am. B **29**, 1911–1919 (2012).
11. Hebling J., Yeh K.-L., Hoffmann M.C., Bartal B., Nelson K.A. J. Opt. Soc. Am. B **25**, B6–B19 (2008).
12. Зимаков В.П. и др., Физико-химическая кинетика в газовой динамике, **17**(2), 1-15 (2016).

ЭВОЛЮЦИЯ ЗЕРКАЛЬНЫХ АКСИОННЫХ СОЛИТОНОВ

П.М. АХМЕТЬЕВ, М.С. ДВОРНИКОВ

ИЗМИРАН

pmakhmet@mail.ru

Изучен аксионный солитон, который слабо взаимодействует с окружающей материей и магнитными полями. Зеркально-симметричный солитон, магнитный поток которого обусловлен вторичным инвариантом магнитной спиральности, описывается спектром Ирошникова - Крейчна.

В крупномасштабном магнитном поле эффект динамо не наблюдается. В зеркально-симметричном солитоне возможен фазовый переход, в результате которого появляется магнитный спиральный поток. Испытав такой переход, солитон становится зеркально-асимметричным. В тот момент, когда зеркальная симметрия разрушается, аксионный солитон приобретает магнитную энергию, которая является результатом трансформации аксионной энергии.

В основном результате работы для начальной стадии процесса вычислен масштаб, для которого генерация крупномасштабной компоненты магнитного поля является наиболее интенсивной. Численное моделирование показало, что низшие латеральные гармоники магнитного поля имеют меньшие амплитуды по сравнению с высшими. Изучен простейший статистический ансамбль, который определен проекцией всех гармоник на главные гармоники. Выдвинута гипотеза, согласно которой наблюдается МГД нестабильность. Предложено возможное объяснение этого явления. Когда зеркальная симметрия аксионного солитона разрушается, гамма-слагаемое в уравнении среднего аксионного поля, которое обусловлено пространственной неоднородностью, взаимодействует с главными гармониками. В результате аксионный солитон приобретает магнитную энергию и становится спиральным.

ОПТИКО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Ю.Б. ЗАПОРОЖЕЦ, В.Б. МИНЦЕВ, В.К. ГРЯЗНОВ

ФИЦ ПХФ и МХ РАН

yubz@icp.ac.ru

Значительный интерес с точки зрения развития теории сред с сильным взаимодействием частиц представляет исследование процессов ионизации давлением и переход изучаемой среды в металлическое состояние, физическую информацию о которых можно получить, используя такой мощный диагностический инструмент, как изучение отражательно-поляризационных свойств объекта. По изменению отражательных характеристик объекта изучения, полученных в ходе эксперимента, можно судить об изменении фазового состояния вещества. Так, в работах [1-3], в которых изучались отражательные свойства ударно-сжатой плотной плазмы при нормальном падении зондирующей волны, был зафиксирован переход инертного газа из диэлектрического состояния в металлоподобное при увеличении плотности электронов за счет ионизации давлением. Измерения показали существенно более низкую отражательную способность, чем ожидалось из расчетов, использующих бесстолкновительную диэлектрическую функцию для плазменного фронта. Попытки объяснения этого феномена с использованием диэлектрической функции среды в приближении Борна, а также теории функционала плотности положительных результатов не дали.

Позднее была высказана идея протяженного переходного слоя плазмы и выполнено наклонное зондирование плазменного объекта для широкого диапазона углов взаимодействия. Полученные экспериментальные данные использовались при численном интегрировании уравнений поля для определения пространственных параметров плазменного переходного слоя. Бы-

ло достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментом [4].

Список использованной литературы

1. Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Фортов В.Е., Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 21. С. 1339.
2. Mintsev V.B., Zaporozhets Yu.B. Contrib. Plasma Phys. 1989. V. 29. P. 493.
3. H. Reinholz, Yu. Zaporozhets, V. Mintsev, V. Fortov, I. Morozov, G. Röpke, Phys. Rev. E 68 (2003) 036403
4. Y. Zaporozhets, V. Mintsev, V. Fortov, H. Reinholz, G. Röpke, S. Rosmej, and Y. A. Omarbakiyeva, Phys. Rev. E 99, 043202, 2019.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ ОРГАНИЗАЦИЙ

1. **АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»** – Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации *Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований*»
2. **ИБРАЭ РАН** – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки *Институт проблем безопасного развития атомной энергетики* Российской академии наук
3. **ИЗМИРАН** – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки *Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова* Российской Академии наук
4. **ИТПЭ РАН** – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки *Институт теоретической и прикладной электродинамики* Российской академии наук
5. **ИТЭР-центр** – Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «*Проектный центр ИТЭР*»
6. **ИФВД РАН** - Федеральное государственное бюджетное учреждение науки *Институт физики высоких давлений* им. Л.Ф. Верещагина Российской Академии наук
7. **МАИ** – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)»
8. **МФТИ (НИУ)** – Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
9. **НИИЯФ МГУ** – Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова
10. **НИЦ «Курчатовский институт»** – Национальный исследовательский центр "*Курчатовский институт*"

11. **ОИВТ РАН** – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки *Объединенный институт высоких температур* Российской академии наук

12. **ТИК** – Троицкий инновационный территориальный кластер «Новые материалы, лазерные и радиационные технологии»

13. **ФИАН РАН** – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки *Физический институт им. П.Н. Лебедева* Российской академии наук

14. **ФИЦ ПХФ и МХ РАН** – Федеральный исследовательский центр *проблем химической физики и медицинской химии* РАН

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Акишев Ю.С. – с. 53
Антропов А.С. – с. 61
Ахметьев П.М. – с. 75
Бабичев В.Н. – с. 27
Бражкин В.В. – с. 17
Буянова Е.А. – с. 72
Вовк П.А. – с. 30
Высоцкий Д.В. – с. 18, 22, 27, 38
Гидаспов В.Ю. – с. 67
Глова А.Ф. – с. 72
Грязнов В.К. – с. 76
Гуторов К.М. – с. 41
Демьянов А.В. – с. 22
Демьянов Г.С. – с. 65
Дворников М.С. – с. 37, 75
Дятко Н.А. – с. 38, 41, 53
Ежов А.А. – с. 35
Житлухин А.М. – с. 41
Запорожец Ю.Б. – с. 76
Иванов И.Э. – с. 67
Ким В.В. – с. 67
Кириченко А.Н. – с. 27
Климов Н.С. – с. 41
Кондратенко П.С. – с. 46
Корчагина О.О. – с. 51
Кочетов И.В. – с. 53
Крюков И.А. – с. 67
Курносоев А.К. – с. 48
Левашов П.Р. – с. 65
Лобашев Е.А. – с. 61
Макаров К.Н. – с. 22
Матвеев Л.В. – с. 46, 51
Минцев В.Б. – с. 76
Некрасов А.А. – с. 27
Острик А.В. – с. 67
Палов А.П. – с. 48
Петряков А.В. – с. 53
Пилюгин Л.С. – с. 61
Стегайлов В.В. – с. 61
Сухарев А. Г. – с. 59
Таран М.Д. – с. 41
Титкова К.М. – с. 41
Ткаля Е.В. – с. 64
Трушкин Н.И. – с. 18, 27, 38
Филиппов А.В. – с. 18, 27, 30, 38
Хомяков Н.А. – с. 30
Черковец В.Е. – с. 18, 27