



*Основана в 1724 году*

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРЯМОМУ ПРЕОБРАЗОВАНИЮ ЭНЕРГИИ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ**

# **XXII Международное Собрание по магнитоплазменной аэродинамике**

**Тезисы**

**Москва  
Апрель 25-27,  
2023**

**Организовано ОИВТ РАН**

UDK 533.6.011:(533.95:537.84)

Тезисы XXII Международного Совещания по  
магнитоплазменной аэродинамике, Москва, ОИВТ РАН, 2023

**Программа**  
**XXII Международное Собрание по магнитоплазменной**  
**аэродинамике**  
 Апрель 25-27, 2023

<b>Апрель 25 (Вторник)</b>	
09:45-10:00	On-line connection
10:00-10:10	Открытие, В.А. Битюрин
10:10-11:10	<b>СЕССИЯ 1. ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА - 1</b> Председатель В.А. Битюрин
10:10-10:40	<b>1.1 Генерация продольных вихрей в пограничном слое при помощи плазменного клина, <u>А.А. Сидоренко</u>, П.А. Поливанов, О.И. Вишняков (ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия), приглашенный доклад</b>
10:40-11:10	<b>1.2 Активное управление развитием неустойчивостей в сдвиговых и пограничных слоях с помощью плазменных актуаторов, <u>И.А. Моралев</u><sup>1</sup>, А.В. Ефимов<sup>1</sup>, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, П.Н. Казанский<sup>1</sup>, А.А. Абдуллаев<sup>1</sup>, В.Ф. Копьев<sup>2</sup>, В.А. Копьев<sup>2</sup>, Г.А. Фараносов<sup>2</sup>, О.П. Бычков<sup>2</sup>, М.В. Устинов<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ЦАГИ, Московская обл., г.Жуковский, Россия), приглашенный доклад</b>
11:10-11:50	Перерыв
11:50-13:10	<b>СЕССИЯ 2. ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА - 2</b> Председатель А.А. Фирсов
11:50-12:10	<b>2.1 Юбилейные вехи становления магнито-плазменной аэродинамики. Уроки и нерешенные задачи, А.И. Климов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
12:10-12:30	<b>2.2 Взаимодействие затупленного тела с областью газового разряда в сверхзвуковом набегающем потоке, <u>П.Ю. Георгиевский</u>, В.А. Левин, О.Г. Сутырин (НИИМех МГУ, Москва, Россия)</b>
12:30-12:50	<b>2.3 Взаимодействие сферического плазменного образования с сверхзвуковым течением около модели, <u>И.А. Знаменская</u>, И.А. Дорощенко, В.А. Черников (МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)</b>
12:50-13:10	<b>2.4 Возбуждение неустойчивости затупленной воздушной микроструи коронно-стримерным разрядом, <u>Д.А. Яранцев</u>, И.А. Моралёв (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
13:10-14:00	Перерыв

14:00-15:40	<b>СЕССИЯ 3. ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА – 3</b> Председатель И.А. Знаменская
14:00-14:20	<b>3.1 Моделирование смещения сверхзвукового потока с поперечной струей в присутствии импульсно-периодического нагрева, <u>Л.С. Волков</u>, А.А. Фирсов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
14:20-14:40	<b>3.2 Управление пульсациями давления в прямоугольной пологой каверне с помощью актуатора на основе ДБР разряда с использованием обратных связей, <u>П.Н. Казанский</u>, И.А. Моралев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
14:40-15:00	<b>3.3 Обтекание кругового цилиндра с магнито-плазменным актуатором, <u>Д.С. Мунхоз</u><sup>1</sup>, И. Климов<sup>1</sup>, В.А. Битюрин<sup>1</sup>, И.А. Моралев<sup>1</sup>, Л.Б. Поляков<sup>1</sup>, <u>И.П. Завершинский</u><sup>3</sup>, П.Н. Казанский<sup>1</sup>, Н.Е. Молевич<sup>2,3</sup>, Д.П. Порфирьев<sup>2,3</sup>, С.С. Сугак<sup>3</sup>, Б.Н. Толкунов<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Физический институт РАН (филиал), Самара, Россия, <sup>3</sup>СНГУ Самара, Россия)</b>
15:00-15:20	<b>3.4 Моделирование противофазного управления стационарными модами неустойчивости поперечного течения с помощью многоканального плазменного актуатора, <u>А.Я. Котвицкий</u><sup>1</sup>, А.А. Абдуллаев<sup>1</sup>, М.В. Устинов<sup>2</sup> И.А. Моралев<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ЦАГИ, Московская обл., г. Жуковский, Россия)</b>
15.20-15:40	<b>3.5 Исследование пакетов неустойчивости, порождаемых плазменным актуатором на стреловидном крыле, <u>А.А. Абдуллаев</u><sup>1</sup>, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, И.А. Моралев<sup>1</sup>, М.В. Устинов<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, <sup>2</sup>ЦАГИ, Московская обл., г.Жуковский, Россия)</b>
15:40-16:10	<b>Перерыв</b>
16:10-18:00	<b>СЕССИЯ 4. СМЕЖНЫЕ ПРОБЛЕМЫ – 1</b> Председатель А.И. Климов
16:10 -16:40	<b>4.1 Создание мощных высокоэффективных УФ ламп низкого давления и их применения для обеззараживания и очистки воды и воздуха, <u>Л.М. Василяк</u><sup>1</sup>, Н.Н. Кудрявцев<sup>2</sup>, С.В. Костюченко<sup>3</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), <sup>3</sup>НПО "ЛИТ", Москва, Россия), приглашенный доклад</b>
16:40-17:00	<b>4.2 Особенности плазмохимической коррозии железа в радиационной плазме, В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, К.Э. Галева, А.Н. Кириченко, А.А. Некрасов, А.В. Угодчикова, <u>Н.И. Трушкин</u>, А.В. Филиппов, Ю.В. Черепанова, В.Е. Черковец (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва Троицк, Россия)</b>
17:00-17:20	<b>4.3 Результаты разработки программного комплекса для расчета пространственного распределения параметров плазмы в автоматическом режиме. Расчет распределения параметров плазмы капиллярного разряда, Д.И. Кавыршин, А.С. Пашина, <u>А.С. Мязин</u>, Е.А. Муравьева (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
17:20-17:40	<b>4.4 Экспериментальное исследование эрозии вольфрама покрытого тонким слоем металла при плазменных тепловых нагрузках, характерных для переходных плазменных процессов в ИТЭР, <u>А.А. Карташева</u>, Н.С. Климов, В.Л. Подковыров, Е.А. Муравьева, А.Д. Ярошевская, В.А. Барсук (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва Троицк, Россия)</b>
17.40-18.00	<b>4.5 Особенности физических свойств гетерогенной углеводородной плазмы, созданной импульсным эрозионным плазмотроном с капиллярным разрядом и удаленными электродами, <u>А.И. Климов</u>, А.С. Пашина, П.Н. Казанский (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
11.00-18.00	<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ</b>

<b>Апрель 26 (Среда)</b>	
<b>09:45-10:00</b>	<b>On-line connection</b>
<b>10:00-11:00</b>	<b>СЕССИЯ 5. БИОЛОГИЧЕСКИЕ И МЕДИЦИНСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ Председатель П.Н. Казанский</b>
10:00-10:20	<b>5.1 Преимущества струи холодной атмосферной плазмы, генерируемой положительным импульсным напряжением, для подавления роста опухоли in vivo, И. Швейгер<sup>1</sup>, А. Александров<sup>1</sup>, Д. Закревский<sup>2,3</sup>, Е. Милахина<sup>2</sup> П. Гугин<sup>2</sup>, М. Бирюков<sup>3</sup>, О. Троицкая<sup>3</sup>, О. Коваль<sup>3</sup> (<sup>1</sup>ИТПМ СО РАН, <sup>2</sup>ИФП СО РАН, <sup>3</sup>ИХБФМ СО РАН, Новосибирск, Россия) (online)</b>
10:20-10:40	<b>5.2 Сравнение действия нетермальной плазмы и гамма-излучения на мицелий <i>Phytophthora spp.</i> на питательной среде, Д.И. Петрухина, Н.В. Глушченко, Н.А. Васильева, И.В. Полякова, В.И. Шишко, О.В. Тхорик, В.А. Харламов (ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии», Обнинск, Россия) (online)</b>
10:40-11:00	<b>5.3 Зависимость окислительных свойств нетермальной аргоновой плазмы от толщины слоя раствора дозиметра Фрикке, Д.В. Басырова, И.М. Меджидов, В.А. Харламов, С.А. Горбатов (ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии», Обнинск, Россия) (online)</b>
11:00-11:30	<b>Перерыв</b>
<b>11:30-13:10</b>	<b>СЕССИЯ 6. ПЛАЗМО-ХИМИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ. ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ГОРЕНИЕ Председатель И.А. Моралев</b>
11:30-12:00	<b>6.1 Перспективы и проблемы использования метановодородных газовых смесей, Арутюнов В.С. (ФИЦ ХФ РАН, Москва, Россия), приглашенный доклад</b>
12:00-12:30	<b>6.2 Детальные и гибридные модели колебательно-химической кинетики CO<sub>2</sub>, Е.В. Кустова, М.А. Мехонопина, О.В. Кунова (С-ПбГУ, Санкт-Петербург, Россия), приглашенный доклад</b>
12:30-12:50	<b>6.3 Конверсия CO<sub>2</sub> в микроволновом плазменном факеле в непрерывном и импульсном режиме: особенности одномерного и двумерного подходов, Н. Бабаева, Г. Найдис, Д. Терешонок, Е. Перов, Л. Волков, М.М. Васильев, О. Ф. Петров (ОИВТ РАН, Москва, Россия) (online)</b>
12:50-13:10	<b>6.4 Эффективность управления горением в гибридном компрессионном двигателе с обедненной смесью с использованием неравновесного разряда. А.С. Добровольская, Е.А. Филимонова, А.Н. Бочаров (ОИВТ РАН, Москва, Россия)</b>
<b>13.10-14:00</b>	<b>Перерыв</b>

14:00-15:40	<b>Сессия 7. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ - 1</b> Председатель А.Н. Бочаров
14:00-14:20	7.1 Исследование механизма филаментации наносекундного поверхностного барьерного разряда в азоте и воздухе, <u>В.Р. Соловьев</u> , Н.И. Караваева, Д.А. Лисицын (МФТИ, г.Долгопрудный, Моск. область, Россия)
14:20-14:40	7.2 Экспериментальное исследование разделения химических элементов во фтор-углеродной плазме капиллярного разряда, <u>А.С. Пасина</u> , А.В. Ефимов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
14:40-15:00	7.3 Инициация разряда в жидкости ультразвуком, <u>А.С. Барышников</u> , А.А. Груздков (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия) (online)
15:00-15:20	7.4 Влияние сопротивления плазмы на результаты измерений ФРЭЭ и локальных макроскопических параметров зондом Ленгмюра, С.Н. Андреев <sup>1</sup> , А.В. Бернацкий <sup>1</sup> , Н.А. Дятко <sup>1,2</sup> , <u>И.В. Кочетов<sup>1,2</sup></u> , В.В. Лагунов <sup>1</sup> , В.Н. Очкин <sup>1</sup> ( <sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, <sup>2</sup> Государственный научный центр РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Троицк, Россия)
15:20-15:50	<b>Перерыв</b>
15:50-18:00	<b>Сессия 8. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ - 2</b> Председатель И.В. Селивонин
15:50-16:10	8.1 Симуляция продольно-поперечного разряда в высокоскоростном воздушном потоке в гидродинамическом приближении. <u>К.Н. Корнев</u> , <u>В.М. Шибков</u> , А.А. Логунов (Физический факультет МГУ, Москва, Россия)
16:10-16:30	8.2 Сравнение трех механизмов воспламенения стехиометрической воздушно-топливной смеси, <u>В.А. Битюрин</u> , А.Н. Бочаров, А.С. Добровольская, Е.А. Филимонова (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
16.30-18.00	<b>КРУГЛЫЙ СТОЛ</b>
11.00-18.00	<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ</b>

<b>Апрель 27 (Четверг)</b>	
09:45-10:00	On-line connection для удаленных участников
10:00-11:40	<b>СЕССИЯ 9. СМЕЖНЫЕ ПРОБЛЕМЫ-2</b> Председатель В.А. Битюрин
10:00-10:20	9.1 Особенности переноса энергии излучением в среде с локализацией, А.В. Галактионов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
10:20-10:40	9.2 Воздействие плазмы капиллярного разряда на металлические образцы, В.А. Байдак, В.Л. Бычков (Физический факультет МГУ, Москва, Россия)
10:40-11:00	9.3 Плазмодинамические особенности и томография атома при наличии силовых линий Фарадея, М.Я. Иванов, С.И. Константинов, С.В. Мизин (ЦИАМ, Москва, Россия)
11:00-11:20	9.4 Субфракционная модель компонента неоднородной многокомпонентной смеси, Б.М. Бурханов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
11.20-11.40	ТВД
11:40	<b>ЗАКРЫТИЕ</b>

POSTER SESSION 10

**10.1 Измерение средних характеристик распыла проводящей жидкости в присутствии электрического разряда, А.С. Савельев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.2 Численное моделирование быстрого локального нагрева сверхзвукового потока газа вблизи поверхности рампы, А.С. Савельев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.3 Экспериментальное исследование тлеющего СВЧ-разряда в геометрии электродов полусфера-плоскость в потоке аргона при атмосферном давлении, С.Н. Антипов, М.Х. Гаджиев, М.В. Ильичев, А.С. Тюфтяев, Д.И. Юсупов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.4 О резонансных эффектах, возникающих при воздействии симметричного плазменного актуатора на покоящийся воздух и дозвуковой поток, В.М. Бочарников, В.В. Володин, В.В. Голуб (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.5 Режимы горения барьерного разряда в конфигурации острие-плоскость: роль объемных и поверхностных эффектов, С.Е. Кувардин, И.В. Селивонин, И.А. Моралев (<sup>1</sup>МФТИ, г. Долгопрудный, Московская область, Россия, ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.6 Структура магнитосферы при разных значениях плотности плазмы солнечного ветра: расчеты в рамках резистивной 2D МГД модели, Е.В. Губанов<sup>1</sup>, А.П. Лихачев<sup>1</sup>, С.А. Медин<sup>1,2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>МФТИ, г. Долгопрудный, Московская область, Россия)**

**10.7 Принцип направленности самопроизвольных процессов установления локальных стационарных неравновесных состояний, Б.М. Бураханов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.8 Устойчивость стационарных локальных неравновесных состояний к флуктуациям термодинамических переменных, Б.М. Бураханов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

**10.9 Оптимизация капиллярного разряда для запуска разрядников высокого давления, А.А. Фирсов<sup>1</sup>, Д.А. Тарасов<sup>1</sup>, М.А. Шурупов<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, г. Москва, Россия <sup>2</sup>АО "Специальные энергетические технологии", г.Шатура, Россия)**

**10.10 Импульсный наносекундный разряд острие-плоскость в воздухе при высоких перенапряжениях, В.А. Битюрин, А.Н. Бочаров, Т.Н. Кузнецова (ОИВТ РАН, Москва, Россия)**

## 1.2 Активное управление развитием неустойчивостей в сдвиговых и пограничных слоях с помощью плазменных актуаторов

*И.А. Моралев<sup>1\*</sup>, А.В.Ефимов<sup>1</sup>, А.Я.Ковицкий<sup>1</sup>, А.А.Абдуллаев<sup>1</sup>,  
В.Ф.Копьев<sup>2</sup>, В.А.Копьев<sup>2</sup>, Г.А.Фараносов<sup>2</sup>, О.П.Бычков<sup>2</sup>,  
М.В.Устинов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт высоких температур РАН, Москва

<sup>2</sup>Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского,  
Жуковский, Россия

\*morler@mail.ru

Развитие неустойчивостей в сдвиговых и пограничных слоях влияет на такие важные процессы в гидродинамике, как переход к турбулентности, излучение акустического шума, формирование нестационарных нагрузок на детали конструкции. В ряде случаев такие течения можно рассматривать как динамическую систему, которая возбуждается внешним возмущением (турбулентностью, шероховатостью обтекаемой поверхности, акустикой). Для управления развитием таких возмущений можно использовать актуаторы на основе барьерного разряда, включенные в состав цепей обратной связи.

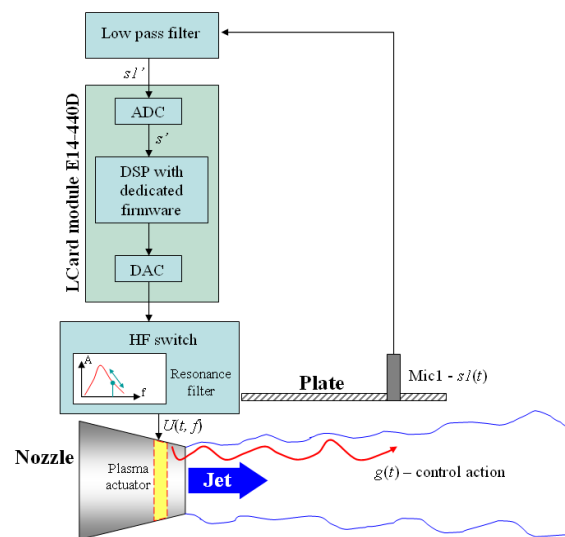


Рис.1. Система подавления волн неустойчивости в высокоскоростной турбулентной струе

В докладе обсуждаются общие подходы к построению таких систем и характеристики плазменных актуаторов как источников управляющего воздействия. Обсуждаются также результаты для двух течений: трехмерный



пограничный слой на стреловидном крыле, в котором развивается неустойчивость поперечного течения, и сдвиговый слой на границе круглой высокоскоростной турбулентной струи. Для первого случая будет продемонстрирована возможность затягивания перехода к турбулентности путем подавления стационарных вихрей неустойчивости, порождаемых шероховатостью модели, с помощью многоканального плазменного актуатора. Для второй задачи будет рассмотрен алгоритм построения обратной связи для подавления волн неустойчивости в узкой и широкой полосе частот.

## **Active control of the instabilities in the bounded and unbounded shear flows by plasma actuators**

*I.A. Moralev<sup>1\*</sup>, A.V. Efimov<sup>1</sup>, A.Ya. Kotvitskii<sup>1</sup>, A.A. Abdullaev<sup>1</sup>,  
V.F. Kopiev<sup>2</sup>, V.A. Kopiev<sup>2</sup>, G.A. Faranosov<sup>2</sup>, O.P. Bychkov<sup>2</sup>, M.V.  
Ustinov<sup>2</sup> (14 pt, bold italic)*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovskii, Russia

\*morler@mail.ru

Instability onset in shear and boundary layers affects important processes in hydrodynamics such as the transition to turbulence, the acoustic noise emission and the formation of unsteady loads on solid bodies. In some cases, such flows can be considered as a dynamic system that is excited by an external disturbance (turbulence, surface roughness, acoustics). To control the development of such perturbations, one can use barrier discharge actuators included in the feedback circuits. The talk discusses general approaches to the design of such systems and the characteristics of plasma actuators in control applications. The results for two flows are presented: a three-dimensional boundary layer on a swept wing subject to the cross-flow instability, and a shear layer at the boundary of a round high-velocity turbulent jet. For the first case, the possibility of delaying the transition to turbulence by suppressing stationary instability vortices is demonstrated. For the second problem, an approach is discussed for constructing a feedback to suppress instability waves in a narrow and wide frequency band.

## 2.1 Юбилейные вехи становления магнито-плазменной аэродинамики. Уроки и нерешенные задачи

*А.И.Климов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
\*klimov.anatoly@gmail.com

В этом году состоялась юбилейная сессия WIG-XXV в рамках международной AIAA-23 конференции. В 2021 г в ОИВТ РАН была проведено юбилейное XX международное совещание WSMРA. В этом же году исполнилось 30 лет со дня подтверждения приоритета научного открытия 007, которое явилось одним из краеугольных камней в становлении МПА. Таким образом, история развития МПА насчитывает более 30 лет.



*Рисунок 1. Делегация РФ на AIAA конференции*

За эти годы были получены важные экспериментальные и теоретические результаты, позволяющие построить полуфеноменологическую теоретическую модель механизма взаимодействия заряженной слабоионизованной неравновесной плазмы (СНП) с обтекаемыми телами и ударными волнами (УВ). Однако осталось много слабоизученных проблем и задач, таких как

1. Формирование плазменных предвестников перед фронтами УВ,[1].
2. Зависимость параметров обтекания тел и параметров УВ в СНП от начального давления рабочего газа, тока электрического разряда, величины внешнего магнитного поля, характерного времени развития электрического разряда (активизация плазмы) и характерного времени выключения разряда (плазменная «память»), наличия гетерофазы в плазме,[2].

3. Изменение химического состава СНП после прохождения УВ (или пролета тела).
4. Наличие интенсивного УФ и мягкого рентгеновского излучений при распространении УВ в гетерогенной плазме.
5. Энергетический баланс в СНП во время прохождения УВ через разрядную область.
6. Наличие стимулированной контракции электрического разряда за фронтом УВ, [3].
7. Формирование долгоживущих плазменных образований за фронтом УВ, [4].
8. Поглощение внешнего СВЧ излучения при его взаимодействии с потоками заряженной гетерогенной плазмы.
9. Определяющая роль заряженной кластерной компоненты (сажевых частиц) в процессе горения углеводородного топлива в скоростном воздушном потоке, стимулированного неравновесными плазменными образованиями (РАС).
10. и другие.

В настоящей работе приведены важные новые экспериментальные результаты, достигнутые при исследовании вышеперечисленных задач. В ходе проведенных экспериментальных исследований было установлено:

- наличие детонационных процессов в энергонасыщенной кластерной плазме, созданной эрозионным капиллярным разрядом и магнитным плазменным компрессором [5],

- ослабление СВЧ волны до 40 дБ при ее отражении от металлической сферы с гетерогенным плазменным образованием, созданным импульсным эрозионным плазмотроном,

- выделение значительной тепловой энергии в вихревом плазменном реакторе в смеси водяной пар- аргон; трансмутация химических элементов в вихревом гетерогенном плазмоиде [6],

- наличие интенсивного мягкого рентгеновского излучения в гетерогенной СНП [7],

- стимулированная контракция электрического разряда за фронтом УВ [3],
- формирование долгоживущих плазменных образований за фронтом УВ [4],

- формирование плазменных предвестников перед головной УВ вблизи тел, обтекаемых гиперзвуковым потоком [8, 9],

- формирование потоков нейтронов в гетерогенных плазменных образованиях на установке МПК-ЭР [5].

Полученные новые экспериментальные результаты позволяют утверждать, что заряженные нано-кластеры и комплексные ионы играют важную роль в МПА. Напомним, что в работе [8] впервые было показано, что фронте УВ в кластерной плазме возможно формирование высоких электрических потенциалов до 1-10 кВ и выше. Такие скачки напряжения на фронте УВ, по-видимому, могут объяснить формирование интенсивных пучков электронов, а также интенсивного мягкого рентгеновского излучения (КЭВ энергии). В свою очередь, природа формирования протяженных плазменных

предвестников перед УВ также может объясняться наличием этих ускоренных электронов и опережающего рентгеновского излучения.

1. Горшков В.А., Климов А.П., Мишин Г.И. и др. Особенности поведения электронной плотности в слабоионизованной неравновесной плазме при распространении в ней ударной волны. ЖТФ. 1987, Т.57, Вып. 10, С. 1893.
2. Климов А.П., Коблов А.Н., Мишин Г.И. и др. Распространение ударных волн в распадающейся плазме. Письма в ЖТФ. 1982, Т.8, Вып.9, С.551.
3. Авраменко Р.Ф., Климов А.М., Николаева В.И. Спонтанная генерация магнитного поля за ударной волной в газоразрядной плазме. ЖТФ. Т.63, Вып.5, 1993, С.101.1.
4. Горшков В.А., Климов А.П., Федотов А.Б., Шугаев Ф.В. Формирование активных зон за ударной волной в слабоионизованной неравновесной плазме. ЖТФ. 1989, Т.59, Вып.4, С.135.
5. Klimov A.I., Belov N.K., Brovkin V.G., Pashchina A.S., Study of Heterogeneous Plasma Created by Magneto- Plasma Compressor and Capillary Erosive Discharge// WSMPA 2021, IOP Publishing Journal of Physics: Conference Series **2100**, 2021, 012006, P.1-8, doi:10.1088/1742-6596/2100/1/012006A.
6. Klimov A., Vortex Plasmoids Created by High-Frequency Discharges, Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes, Monitoring, Springer, Berlin, 2013, p. 251
7. Klimov A., Belov N., Tolkunov B., Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid, Journal of Physics: Conference Series, 1698 (2020) 012034 doi:10.1088/1742-6596/1698/1/012034
8. Bityurin V., Klimov A, Non-Thermal Plasma aerodynamics Effects, In: 43rd AIAA Aerospace Sciences and Exhibit, Jan 10-13, , 2005 Reno, NV. AIAA Paper 2005-978
9. Алферов В.И. Электрический разряд в потоке газа. Автореферат докторской диссертации. Москва. МФТИ. 1987.

## **Anniversary Milestones of the Formation of Magneto-Plasma Aerodynamics. Lessons and Unsolved Problems**

*A.I.Klimov*

Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia

\* klimov.anatoly@gmail.com

This year, the Anniversary Session WIG-XXV took place within the framework of the International AIAA-23 Conference. In 2021, the Anniversary XX International Workshop WSMPA was held at the Institute of High Temperature RAS. The same year marked the 30th Anniversary of the confirmation of the priority of Scientific Discovery 007, which was one of the cornerstones in the birth and formation of the MPA. Thus, the history of the development of the MPA has more than 30 years.

Over the years, important experimental and theoretical results have been obtained that allow us to create a semi-phenomenological theoretical model of interaction of a charged weakly ionized non-equilibrium plasma (WINP) with

streamlined bodies and shock waves (SW). However, there are many poorly studied problems and tasks in the MPA today, such as

1. Creation of plasma precursors before SW front [1].
2. Dependence of the parameters of the flow around the body and parameters of the SW in the WINP on the pressure of the working gas, the electric discharge current, the magnitude of the external magnetic field, the characteristic times of the electric discharge switch on and its switch off, the presence of a heterogeneous phase in the plasma [2].
3. Chemical composition of the WINP behind SW or behind bow SW near body,
4. Intensive UV- radiation and soft X-ray radiation created by SW in heterogeneous plasma.
5. Energy balance in the WINP behind SW front.
6. Stimulated electric discharge contraction behind the SW front [3].
7. Long-lived plasma formations behind the SW front [4].
8. Significant absorption of external microwave radiation by charged heterogeneous plasma flows.
9. PAC and charged carbon clusters (soot particles).
10. and others.

This work presents the new experimental results obtained during the study of the designated tasks. It was revealed that there are

- detonation process in a high-energy cluster plasma formation created by an erosive capillary discharge and a magnetic plasma compressor [5],
- attenuation of the microwave wave up to 40 dB when it is reflected from a metal sphere with a heterogeneous plasma formation created by a pulsed erosive plasma torch,
- significant thermal energy release in a heterogeneous water vapour-argon mixture in a vortex plasma reactor, transmutation of chemical elements in a vortex heterogeneous plasmoid [6],
- intensive soft X-ray radiation in heterogeneous WINP [7],
- stimulated electric discharge contraction behind the SW front [3],
- long-lived plasma formations behind the SW front [4],
- plasma precursor before SW front [8, 9],
- neutron flux in heterogeneous plasma formation created by the MPC-ER facility [5].

*Figure 1. Russian team of AIAA Conference*

1. Горшков В.А., Климов А.П., Мишин Г.И. и др. Особенности поведения электронной плотности в слабоионизованной неравновесной плазме при распространении в ней ударной волны. ЖТФ. 1987, Т.57, Вып. 10, С. 1893.
2. Климов А.П., Коблов А.Н., Мишин Г.И. и др. Распространение ударных волн в распадающейся плазме. Письма в ЖТФ. 1982, Т.8, Вып.9, С.551.
3. Авраменко Р.Ф., Климов А.М., Николаева В.И. Спонтанная генерация магнитного поля за ударной волной в газоразрядной плазме. ЖТФ. Т.63, Вып.5, 1993, С.101.1.
4. Горшков В.А., Климов А.П., Федотов А.Б., Шугаев Ф.В. Формирование активных зон за ударной волной в слабоионизованной неравновесной плазме. ЖТФ. 1989, Т.59, Вып.4, С.135.



5. Klimov A.I., Belov N.K., Brovkin V.G., Pashchina A.S., Study of Heterogeneous Plasma Created by Magneto- Plasma Compressor and Capillary Erosive Discharge// WSMIPA 2021, IOP Publishing Journal of Physics: Conference Series **2100**, 2021, 012006, P.1-8, doi:10.1088/1742-6596/2100/1/012006A.
6. Klimov A., Vortex Plasmoids Created by High-Frequency Discharges, Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes, Monitoring, Springer, Berlin, 2013, p. 251
7. Klimov A., Belov N., Tolkunov B., Neutron Flux and Soft X-Radiation Created by Heterogeneous Plasmoid, Journal of Physics: Conference Series, 1698 (2020) 012034 doi:10.1088/1742-6596/1698/1/012034
8. Bityurin V., Klimov A, Non-Thermal Plasma aerodynamics Effects, In: 43rd AIAA Aerospace Sciences and Exhibit, Jan 10-13, , 2005 Reno, NV. AIAA Paper 2005-978
9. Алферов В.И. Электрический разряд в потоке газа. Автореферат докторской диссертации. Москва. МФТИ. 1987, С.45

▲▲▲

## 2.3 Взаимодействие сферического плазменного образования с сверхзвуковым течением около модели

*И.А. Знаменская, И.А. Дорощенко, В.А. Черников*

МГУ им. М.В. Ломоносова  
Москва, Россия  
\*znamen@phys.msu.ru

Проведен анализ плазмодинамических процессов и быстропротекающих ударно-волновых процессов, сопровождающих генерацию плазменного образования в сверхзвуковом струйном течении. Динамика процесса исследована на основе высокоскоростной теневой регистрации процесса.

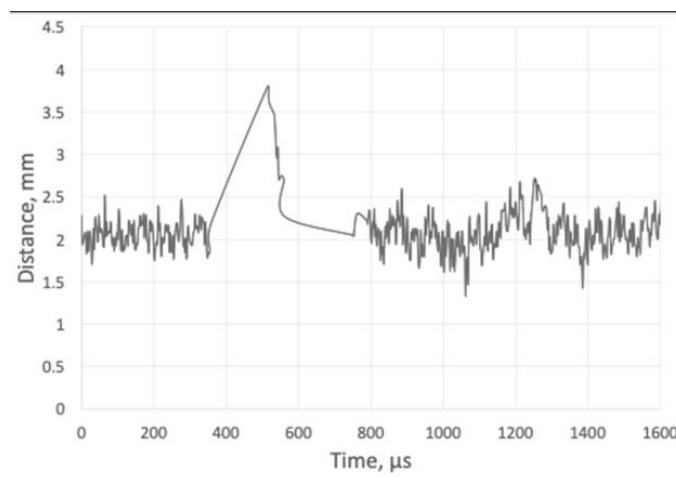
Сверхзвуковое сопло Лаваля и генератор плазмы, работающий по принципу магнитоплазменного компрессора (МПК) размещались внутри камеры низкого давления. Использовалась конструкция коаксиального МПК, при которой его часть направленная навстречу потоку, была выполнена в виде усеченного конуса [1]. Это позволило более четко фиксировать головную ударную волну на передней кромке МПК в набегающем из сопла сверхзвуковом струйном потоке. Исследовалась задача воздействия долгоживущего плазменного образования на сверхзвуковое обтекание модели сверхзвуковой недорасширенной струей. Частота кадров записи достигала 775000 кадров в секунду.

Для обработки большого количества теневых изображений использовались компьютерное зрение и различные подходы к машинному обучению[2,3]. Задачи заключались в исследовании пульсационных характеристик набегающей сверхзвуковой струи, обтекающей тело, а также пульсаций головной ударной волны как в осесимметричном, так и в несимметричном течениях. Также использовался метод беззасевого

трассирования. Выделение границ методом Кэнни и преобразование Хафа были применены для автоматического отслеживания положения ударной волны. Свёрточная нейронная сеть на основе архитектуры YOLOv2 использовалась для отслеживания расстояния отступа ударной волны от тела.

Исследованы с высоким временным разрешением как пульсационные и скоростные характеристики сверхзвуковой недорасширенной струи; колебания головной ударной волны в струйном течении, так и собственно динамика шарового плазмоидного образования, генерируемых им разрывов и их воздействие на течение с головной ударной волной перед моделью (МКП). После генерации долгоживущего шаровидного плазменного образования на оси симметрии сверхзвукового струйного течения с головной ударной волной перед затупленным конусом (генератором плазмоида) на время протекания тока разряда (около 120  $\mu\text{s}$ ) меняется режим и конфигурация сверхзвукового обтекания модели. Получены зависимости положения головной ударной волны от времени – результат обработки нескольких сотен кадров (рис.1).

За счет малого времени выделения энергии в области инициирования разряда возникают взрывные волны, их динамика определяет нестационарную стадию процесса. Перед обтекаемым телом перестраивается ударный слой, значение отхода головной волны на оси симметрии увеличивается в несколько раз – на величину диаметра плазмоида.



*Рисунок 1. Позиция головной ударной волны перед моделью в зависимости от времени.*

Пульсации размеров и интенсивности свечения плазменного образования, а также слабые возмущения, генерируемые из зоны плазмоида, коррелируют с пульсациями тока разряда. После окончания тока разряда восстанавливается исходная газодинамическая конфигурация.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-79-00054.

1. Znamenskaya, V. Chernikov, O. Azarova. Dynamics of Shock Structure and Frontal Drag Force in a Supersonic Flow Past a Blunt Cone under the Action of Plasma Formation // *Fluids*. – 2021. – Vol. 6, no. 11. – P. 399.
2. И. А. Знаменская, И. А. Дорощенко, Н. Н. Сысоев, Д. И. Татаренкова // Доклады Академии наук. – 2021. – Т. 497, № 1. – С. 16-20

3. Знаменская И. А. Обзор // Научная визуализация. – 2021. – Т. 13, № 3. – С. 125–158.

## **Interaction of a spherical plasma formation with a supersonic flow near the model**

*I.A. Znamenskaya, I.A. Doroshchenko, V.A. Chernikov*

Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, Russia

\*znamen@phys.msu.ru

An analysis was made of plasmodynamic processes and fast shock-wave processes accompanying the generation of a plasma formation in a supersonic jet flow. The dynamics of the process is investigated on the basis of high-speed shadow registration of the process. A supersonic Laval nozzle and a plasma generator operating on the principle of a magnetoplasma compressor (MPC) were placed inside the low pressure chamber. The design of the coaxial MPC was used, in which its part directed towards the flow was made in the form of a truncated cone [1]. This made it possible to record more clearly the bow shock wave at the leading edge of the MPC in the supersonic jet flow coming from the nozzle. The problem of the influence of a long-lived plasma formation on the supersonic flow around the model by a supersonic underexpanded jet was studied. The frame rate of the recording was up to 775,000 frames per second. To process a large number of shadow images, computer vision and various approaches to machine learning were used [2, 3]. The tasks were to study the pulsation characteristics of an oncoming supersonic jet flow around a body, as well as pulsations of the bow shock wave in both axisymmetric and asymmetric flows. The seedless tracing method was also used. Canny boundary detection and the Hough transform were used to automatically track the shock wave position. A convolutional neural network based on the YOLOv2 architecture was used to track the distance of the shock wave distance from the body. Both pulsation and velocity characteristics of a supersonic underexpanded jet have been studied with a high time resolution; bow shock fluctuations in the jet flow, as well as the actual dynamics of the spherical plasmoid formation, the discontinuities generated by it, and their effect on the flow with the bow shock wave in front of the model (MCP).

After the generation of a long-lived spherical plasma formation on the axis of symmetry of the supersonic jet flow with a bow shock in front of the blunt cone (plasmoid generator), the regime and configuration of the supersonic flow around the model change for the duration time of the discharge current (about 120  $\mu$ s). Dependences of the position of the bow shock wave on time are obtained - the result of several hundred frames processing (Fig. 1).

Due to the short time of energy release, explosive waves arise in the area of discharge initiation, and their dynamics determines the nonstationary stage of the process. The shock layer is rearranged in front of the streamlined body, the value of



the bow shock stand-off on the axis of symmetry increases several times - by the value of the plasmoid diameter.

Pulsations in the size and intensity of the plasma formation glow, as well as weak perturbations generated from the plasmoid zone, correlate with discharge current pulsations. After the end of the discharge current, the initial gas-dynamic configuration is restored.

This work was supported by the Russian Science Foundation grant no. 22-79-00054.

Figure 1. Bow shock position as a function of time.

1. Znamenskaya, V. Chernikov, O. Azarova. Dynamics of Shock Structure and Frontal Drag Force in a Supersonic Flow Past a Blunt Cone under the Action of Plasma Formation. // *Fluids*. – 2021. – Vol. 6, no. 11. – P. 399.
2. I. A. Znamenskaya, I. A. Doroshchenko, N. N. Sysoev, D. I. Tatarenkova // *Doklady Physics*. – 2021. – Vol. 66, no. 4. – P. 93-96.
3. Znamenskaya I. A. Methods for panoramic visualization and digital analysis of thermophysical flow fields // *Scientific*

▲▲▲

## 2.4 Возбуждение неустойчивости затопленной воздушной микроструи коронно-стримерным разрядом

*Яранцев Д.А., Моралёв И.А.*

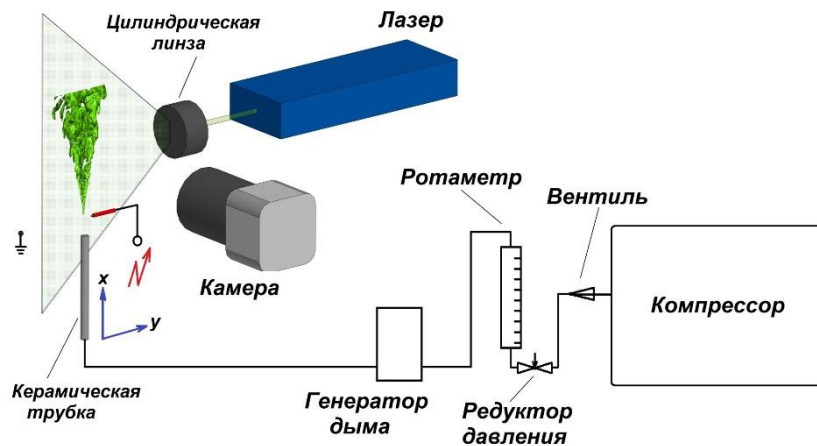
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
\*yarantsev.d@gmail.com

Режим истечения ламинарных струй является важной характеристикой в различных устройствах, от горелок до химических реакторов. Вопросам устойчивости таких течения посвящена обширная литература [1-4]. Большая часть экспериментальных исследований в данной области посвящена струям малого диаметра, или микроструям. Струя считается микроструей если её начальный диаметр не превышает 1-1.5 мм. Режим истечения круглой струи зависит в первую очередь от профиля скорости на выходе сопла. Чем ближе профиль скорости к параболическому, формирующемуся в результате течения Хагена-Пуазейля, тем дальше от сопла происходит ламинарно-турбулентный переход. Приближение профиля скорости к параболическому происходит за счёт нарастания пограничного слоя, поэтому для получения протяжённых ламинарных струй большого диаметра необходимо использовать длинные каналы. При диаметре трубки менее 1мм, ламинарный профиль устанавливается в трубке уже на длине в несколько сантиметров.

Стандартным способом возбуждения микроструи является использование плоской поперечной акустической волны, [4]. Синусоидальные колебания струи

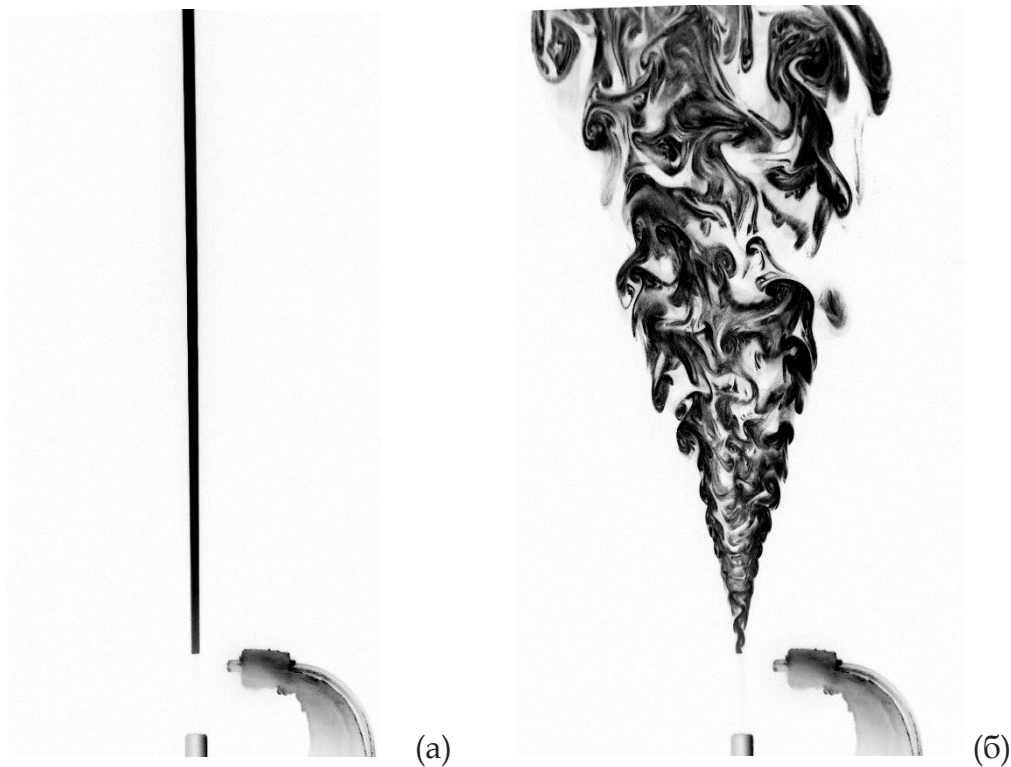
довольно быстро растут, выходят на нелинейный режим течения, который затем распадается с переходом к турбулентности. Детали этого перехода определяет динамика вихрей, формирующихся на поздней стадии эволюции возмущений. Так, в определенном диапазоне частот обнаружено явление бифуркации струи, т.е. её разделения на две под воздействием поперечного акустического поля [4-6].

Несмотря на большой объем литературы, посвященной динамике ламинарных струй и процессу их бифуркации в акустическом поле, детали поздних стадий перехода, а также механизм бифуркации остаются неясными. Для детального экспериментального исследования этого процесса представляется в первую очередь важным разделить процессы возбуждения и эволюции колебаний, сделав возбуждение локальным. В данной работе для этой цели используется коронный разряд, напряжение на котором модулируется с требуемой частотой воздействия. Схема установки приведена на рис.1.



*Рисунок 1. Схема установки*

В результате работы визуализирована структура течения, продемонстрировано её принципиальное соответствие таковой при акустическом возбуждении, получены дисперсионные характеристики изгибных колебаний струи в диапазоне частот, характерном для развития неустойчивости. На рис.2 приведены фотографии дымовой визуализации невозмущенной микроструи и струи, возмущённой разрядом.



*Рисунок 2. Дымовая визуализация невозмущённой (а) и возмущённой разрядом (б) струи.*

1. Г.Н. Абрамович, Теория турбулентных струй. – М.:ЭКОЛИТ, 2011. – 720с.
2. Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К., Акустическое управление турбулентными струями. М.: ФМЛ, 2001.
3. В.М. Анискин, Д.А. Бунтин, А.А. Маслов, С.Г. Миронов, И.С. Цырюльников, Исследование устойчивости дозвуковой газовой микроструи// Журнал технической физики, 2012, том 82, вып.2, сс. 17-23.
4. Kozlov VV, Grek GR, Litvinenko YuA, Kozlov GV, Litvinenko MV (2011) Round and plane jets in a transverse acoustic field. J Eng Thermophys 20(3):1-18.
5. Диссертация Литвиненко Ю.А., Новосибирск, 2021г.
6. Диссертация Кривокорытов М.С., Москва, 2014г.

## **Excitation of the air microjet instability by means of corona discharge**

*Yarantsev D.A., Moralev I.A.*

Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia  
\*yarantsev.d@gmail.com

The mode of the laminar jets flow is an important parameter of different facilities, from burners to chemical reactors. Many studies consider instability of such a flow [1-4]. Most of the experimental researches in this field examines jets of small diameter, that is to say microjets. Jet is a microjet when its initial diameter is no more

than 1-1.5 mm. The flow mode of the round jet depends firstly on velocity profile at the nozzle exit. The closer velocity profile to the parabolic one, that is formed as a result of Hagen–Poiseuille flow, the farther laminar-turbulent transition occurs. Velocity profile approaches to the parabolic one due to the boundary layer growth that is why it is need to apply long channels for obtaining long laminar jets of big diameter. If tube diameter is less than 1 mm then parabolic velocity profile is realized at the tube length about several centimeters.

The common way to excite microjet is an application of the plane transversal acoustic wave [4]. Sinusoidal vibration of the jet grows rather quickly than flow mode becomes nonlinear and finally it decays with transition to the turbulent mode. Details of this transition are determined by the vortices dynamics that forms during the late stage of the disturbances evolution. So, the effect of jet bifurcation has been found out for the certain frequency range, when jet is divided into two jets under influence of transversal acoustic field [4-6].

In spite of the large amounts of literature dedicated to the laminar jets dynamics and process of its bifurcation under the acoustic field, it is not yet determined the details of the transition late stage and the bifurcation mechanism. It seems that for detailed experimental research of this process it is important to divide processes of the vibrations excitation and evolution by making the excitation local. Corona discharge is applied for this purpose in the present research. Discharge voltage is modulated at the required actuation frequency. Experimental arrangement is presented on the fig.1.

Smoke visualization of the flow structure demonstrated that it is similar to the structure under acoustic excitation. Dispersion characteristics of the sinusoidal stage vibrations were obtained for the frequency range that is specific for the instability development. Fig.2 shows photos of smoke visualization for the undisturbed microjet and microjet disturbed by the discharge.

*Figure 1. Experimental arrangement*

*Figure 2. Smoke visualization: undisturbed jet (a) and jet disturbed by the discharge (b).*

1. Г.Н. Абрамович, Теория турбулентных струй. – М.:ЭКОЛИТ, 2011. – 720с.
2. Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К., Акустическое управление турбулентными струями. М.: ФМЛ, 2001.
3. В.М. Анискин, Д.А. Бунтин, А.А. Маслов, С.Г. Миронов, И.С. Цырюльников, Исследование устойчивости дозвуковой газовой микроструи// Журнал технической физики, 2012, том 82, вып.2, сс. 17-23.
4. Kozlov VV, Grek GR, Litvinenko YuA, Kozlov GV, Litvinenko MV (2011) Round and plane jets in a transverse acoustic field. J Eng Thermophys 20(3):1-18.
5. Диссертация Литвиненко Ю.А., Новосибирск, 2021г.
6. Диссертация Кривокорытов М.С., Москва, 2014г.

### 3.1 Моделирование смешения сверхзвукового потока с поперечной струей в присутствии импульсно-периодического нагрева

*Л.С.Волков\*, А.А.Фирсов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*volkov.ls@phystech.edu

В данной работе рассматривается течение, формирующееся при взаимодействии сверхзвукового потока воздуха с поперечной вторичной струей, инжектируемой в этот поток через отверстие на стенке сверхзвукового тракта. Это течение часто встречается в задачах смешения газов в сверхзвуковом потоке (например, смешения топлива с воздухом в сверхзвуковых камерах сгорания). В последние годы для интенсификации смешения в сверхзвуковом потоке были предложены различные стратегии [1]. Одна из таких стратегий предполагает создание возмущений в потоке с помощью локального импульсно-периодического нагрева газа около инжектора. Нагрев может быть осуществлен при помощи, например, лазерного излучения или электрических разрядов [2].

В отечественном программном комплексе FlowVision было проведено компьютерное моделирование данного течения при отсутствии и наличии импульсно-периодического локального нагрева газа на стенке с наветренной стороны от отверстия инжектора. Моделирование течения осуществлялось с помощью решения системы нестационарных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу. Система была замкнута модифицированной моделью турбулентности  $k-\epsilon$  FlowVision. Данные о плотности, теплопроводности, удельной теплоемкости и вязкости воздуха и углекислого газа при высоких температурах (до 30000 К), учитывающие диссоциацию и ионизацию молекул, были взяты из работ [3], [4].

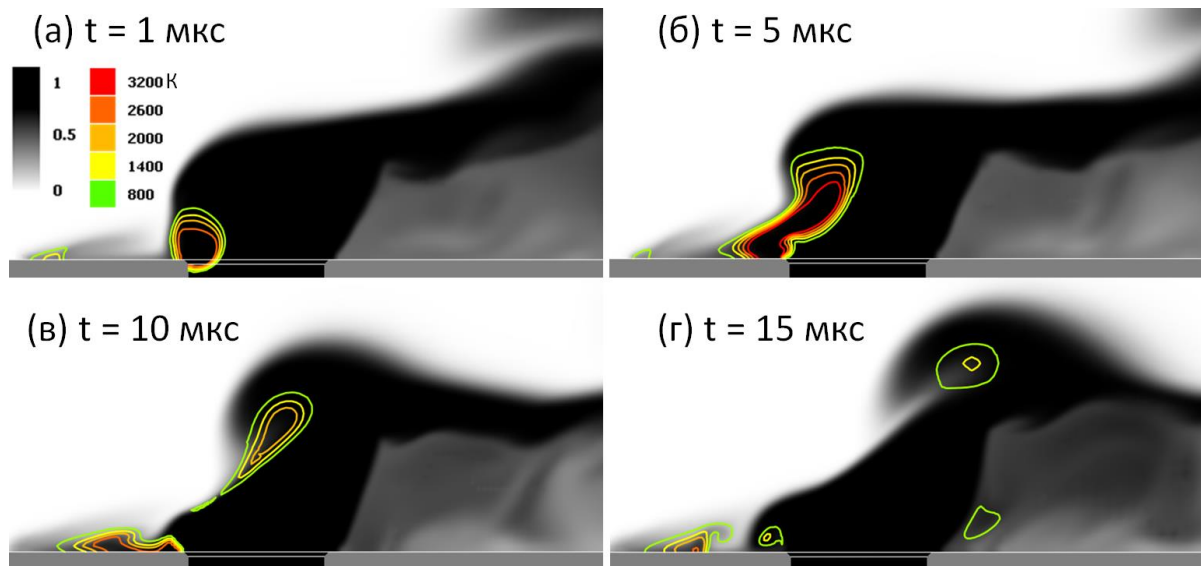
Параметры расчета были заданы таким образом, чтобы моделируемое физическое явление можно было воспроизвести в натурном эксперименте на оборудовании, доступном в ОИВТ РАН, с искровым разрядом в качестве источника импульсного тепловыделения. Параметры свободного сверхзвукового потока воздуха: температура  $T_g=183$  К, давление  $P=28,4$  кПа, число Маха  $M=1,8$ , скорость  $U_{fs}=480$  м/с. Параметры вторичной струи: диаметр  $d=3$  мм, газ –  $CO_2$ , полная температура  $T_0=270$  К, массовый расход  $Q_m=4$  г/с, скорость  $U_{jet}=236$  м/с. Импульсный нагрев газа был задан с помощью модификатора, добавляющего в уравнения Навье-Стокса член с объемным тепловыделением. Область тепловыделения представляла собой цилиндр со скругленными торцами.

Результатом моделирования являются пространственные распределения характеристик течения (как мгновенные, так и усредненные во времени) в случаях отсутствия и наличия импульсно-периодического нагрева: число Маха, массовая доля углекислого газа, температура, давление, и другие. На рис. 1

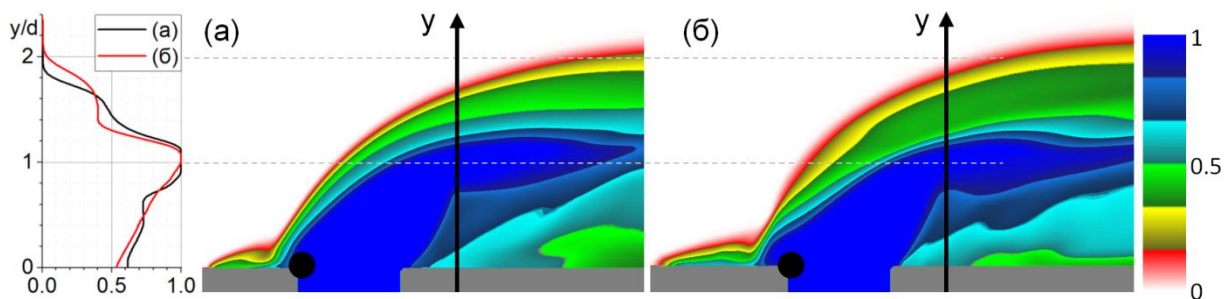


приведены мгновенные распределения массовой доли  $\text{CO}_2$  и температуры в случае локального импульсного нагрева газа на кромке отверстия импульсами с энергией 10 мДж, длительностью 2 мкс и периодом 25 мкс. На рис. 2 приведено усредненное во времени распределение массовой доли  $\text{CO}_2$  в случаях отсутствия и наличия нагрева, а также для наглядности приведен график распределения этой величины вдоль оси  $y$ . Эти качественные результаты, а также количественный интегральный критерий эффективности смешения [5] – позволяют утверждать, что импульсно-периодический локальный нагрев газа способен привести к интенсификации смешения сверхзвукового потока с вторичной поперечной струей.

Исследование поддержано грантом РФФ №21-79-10408.



*Рисунок 1. Мгновенные распределения массовой доли  $\text{CO}_2$  (ч/б заливка) и температуры (цветные контуры) в плоскости симметрии течения. Эволюция возмущения после начала очередного импульса тепловыделения.*



*Рисунок 2. Усредненное во времени распределение массовой доли  $\text{CO}_2$  в случаях отсутствия (а) и наличия (б) импульсно-периодического локального нагрева. График слева отображает распределение вдоль оси  $y$ . Черным цветом выделена область нагрева.*

1. Liu Q. [et al.]. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion // Progress in Aerospace Sciences. 2020. V. 119, P. 100636.

2. Leonov S. [et al.]. Plasma-Based Fast Mixing and Ignition in Supersonic Combustor // AIAA 2011-2327.
3. Catalfamo C. [et al.]. High temperature Mars atmosphere. Part II: transport properties // The European Physical Journal D. 2009. V. 54. N 3. pp. 613–621.
4. Capitelli M. [et al.]. Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium // The European Physical Journal D. 2000. V. 11. N 2. pp. 279–289.
5. Liu C. [et al.]. Dynamics and mixing mechanism of transverse jet injection into a supersonic combustor with cavity flameholder // Acta Astronautica. 2017. V. 136. pp. 90–100.

## Simulation of the mixing of a supersonic flow with a transverse jet in the presence of pulse-periodic heating

*L.S.Volkov\**, *A.A.Firsov*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\* volkov.ls@phystech.edu

In this work, we consider a flow arising during the interaction of a supersonic flow with a transverse secondary jet injected into this flow through an orifice on the wall of the supersonic duct. This flow is a common case among the problems of gas mixing in supersonic flows (for example, fuel mixing with air in supersonic combustion chambers). In recent years, various strategies have been proposed to intensify mixing in a supersonic flow [1]. One of these strategies involves the creation of disturbances in the flow using local pulse-periodic heating of the gas near the injector. Heating can be carried out using, for example, laser radiation or electrical discharges [2].

Using Russian software package FlowVision, computer simulation of this type of flow was carried out with the absence and presence of pulse-periodic local gas heating on the wall on the windward side of the injector orifice. The flow was modeled by solving a system of non-stationary Reynolds-averages Navier-Stokes equations. The system was closed by a modified k- $\epsilon$  FlowVision turbulence model. Data on the density, thermal conductivity, specific heat capacity, and viscosity of air and carbon dioxide at high temperatures (up to 30000 K), taking into account the dissociation and ionization of molecules, were taken from [3], [4].

The parameters of simulation were set in such a way that the simulated physical phenomenon could be reproduced in a full-scale experiment on equipment available at the JIHT RAS, with a spark discharge as a source of pulsed heat. Parameters of free supersonic air flow: temperature  $T_g=183$  K, pressure  $P=28.4$  kPa, Mach number  $M=1.8$ , velocity  $U_{fs}=480$  m/s. Secondary jet parameters: diameter  $d=3$  mm, gas -  $\text{CO}_2$ , total temperature  $T_0=270$  K, mass flow rate  $Q_m=4$  g/s, velocity  $U_{jet}=236$  m/s. Pulse heating of the gas was modeled using a modifier adding a term with volumetric heat source to the Navier-Stokes equations. The area of heat release was a cylinder with rounded ends.

The simulation results are spatial distributions of flow characteristics (both instantaneous and time-averaged) in the absence and presence of repetitively pulsed

heating: Mach number, mass fraction of carbon dioxide, temperature, pressure, and other. Figure 1 shows the instantaneous distributions of the CO<sub>2</sub> mass fraction and temperature in the case of local pulsed gas heating at the orifice edge by pulses with energy of 10 mJ, duration of 2 μs, and period of 25 μs. Figure 2 shows the time-averaged distribution of the CO<sub>2</sub> mass fraction in the cases of the absence and presence of heating, and for clarity, a graph of the distribution of this value along the y axis is shown. These qualitative results, as well as the quantitative integral criterion of mixing efficiency [5], allow us to state that pulse-periodic local heating of the gas can lead to intensification of the supersonic flow mixing with the secondary transverse jet.

The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 21-79-10408.

*Figure 1. Instantaneous distributions of CO<sub>2</sub> mass fraction (b/w fill) and temperature (color contours) in the plane of flow symmetry. Evolution of a disturbance after the beginning of a heat pulse.*

*Figure 2. Time-averaged distribution of the CO<sub>2</sub> mass fraction in the cases of absence (a) and presence (b) of repetitively pulsed local heating. The graph on the left shows the distribution along the y-axis. The heating area is highlighted in black.*

1. Liu Q. [et al.]. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion // Progress in Aerospace Sciences. 2020. V. 119, P. 100636.
2. Leonov S. [et al.]. Plasma-Based Fast Mixing and Ignition in Supersonic Combustor // AIAA 2011-2327.
3. Catalfamo C. [et al.]. High temperature Mars atmosphere. Part II: transport properties // The European Physical Journal D. 2009. V. 54. N 3. pp. 613–621.
4. Capitelli M. [et al.]. Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium // The European Physical Journal D. 2000. V. 11. N 2. pp. 279–289.
5. Liu C. [et al.]. Dynamics and mixing mechanism of transverse jet injection into a supersonic combustor with cavity flameholder // Acta Astronautica. 2017. V. 136. pp. 90–100.

▲▲▲

### **3.2 Управление пульсациями давления в прямоугольной полой каверне с помощью актуатора на основе ДБР разряда с использованием обратных связей**

***П.Н. Казанский\*, И.А. Моралев***

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*fokkoo@yandex.ru

Управление отрывными течениями в полостях и кавернах остаются актуальными задачами в различных научных [1], военных [2], газотранспортных [3], экологических [4] и других сферах [5]. Естественная обратная связь течения инициирует автоколебания на наборе частот, мод Rossiter [6]. Генерация

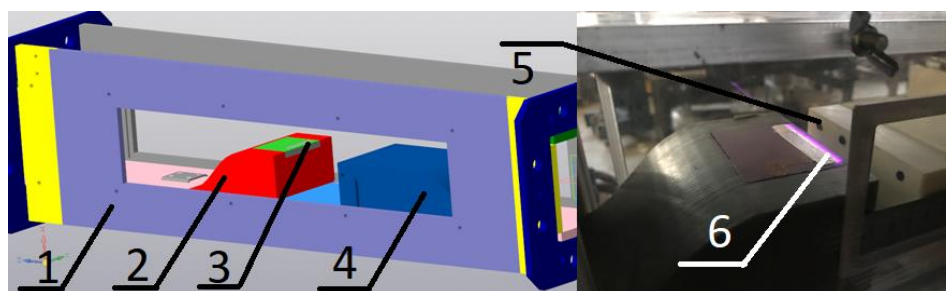


мелкомасштабных вихрей в пограничном слое приводит к инициализации вихревых структур сдвигового слоя. По мере движения вниз по потоку такие структуры избирательно усиливаются. Взаимодействие возросших вихревых структур с задней стенкой каверны приводит к генерации акустических волн, которые распространяются вверх по потоку. Влияние акустических волн на сход вихрей с передней кромки замыкает естественную петлю обратной связи. Воздействие на основные цепи естественного механизма обратной связи лежит в основе активного управления потоком каверны.

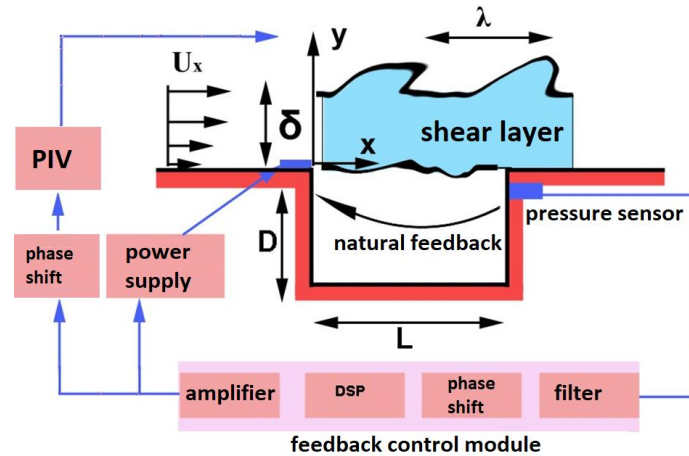
В роли приводов для каверн в целом выступали те же типы актуаторов что и для других объектов управления, а именно стационарные и нестационарные струи [7], пьезоклапана [8], жидкостные генераторы [9], синтетические струи [10], а также плазменные актуаторы, в том числе на основе диэлектрического барьерного разряда (ДБР) [11]. Плазменные актуаторы в задачах подавления акустического резонанса каверны применялись в дозвуковом [12] и в сверхзвуковом [13] потоке. При этом, информацию об использовании контура обратной связи при работе плазменных актуаторов найти не удалось.

Целью настоящей работы было управление потоком с помощью ДБР-актуатора на передней кромке каверны. Представлялось важным внесение вынужденных возмущений вблизи передней кромки в противофазе естественным стохастическим возмущениям так, чтобы сумма амплитуд обоих возмущений обращалась в ноль.

На поверхности модели зажигался разряд с несущей частотой  $\sim 350$  кГц рис. 1. Максимальная амплитуда напряжения составляла до 20 кВ. Характерный энергоклад был 70Вт/м при средней энергии в импульсе 15мДж. Для реализации обратной связи использовался замкнутый контур системы управления акустическим резонансом каверны, включающий в себя: датчик давления, вычислительный модуль, источник питания и плазменный актуатор. Вычислительный модуль был реализован на базе LCARD E14-440D, интегрирующего в себе АЦП, ЦАП и цифровой сигнальный процессор (DSP) с тактовой частотой 48 МГц. Обработка сигнала производилась в реальном времени цифровым сигнальным процессором. Обработанный сигнал подавался через ЦАП в качестве сигнала модуляции напряжения на разряде. Этот же сигнал подавался на запуск системы PIV. Он позволил реализовать фазовую синхронизацию измерения поля скоростей потока рис. 2.

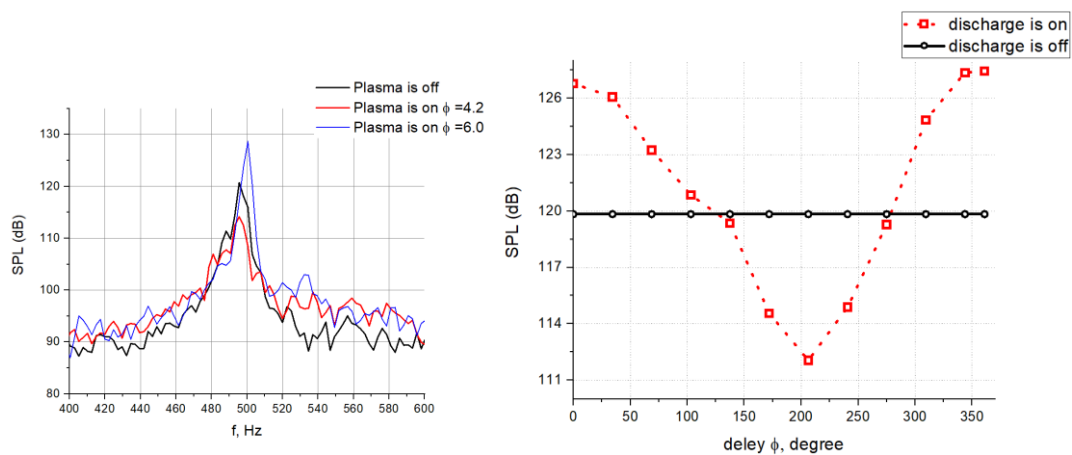


**Рисунок 1.** Схема экспериментальной установки. 1- рабочая секция, 2- подвижная вставка каверны, 3 - ДБР актуатор, 4 – неподвижная вставка, 5 – микрофон, 6 – плазма ДБР разряда.



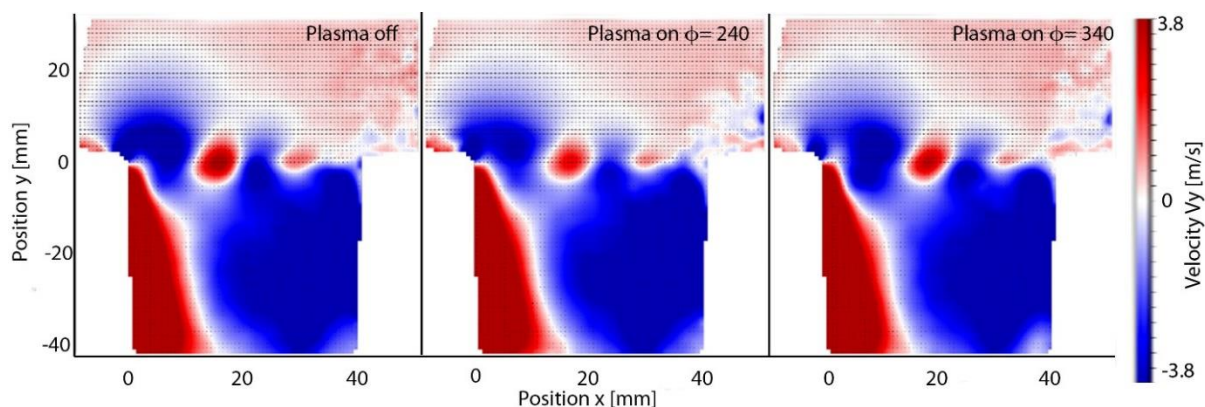
**Рисунок 2.** Принципиальная схема управления пульсаций давления с использованием системы обратной связи.

Характерный спектр пульсаций давления представлен на рис 3. Варьирование сдвига фазы разряда относительно опорного сигнала на микрофоне позволяет как раскачать колебательный контур ( $\varphi=6$  рад), так и подавить колебания на резонансной частоте ( $\varphi=4.2$  рад). Зависимость максимальной амплитуды пульсаций давления от времени задержки позволяет сделать вывод, что снижение пульсаций давления происходят лишь в узком диапазоне  $\varphi$  от 0.3 до 0.8 п.



**Рисунок 3.** Спектр пульсаций давления в камере в отсутствии разряда и при работе актуатора на разных режимах раскачки или подавления резонанса. (слева). Зависимость максимальной амплитуды пульсаций давления от времени задержки зажигания актуатора. (справа).

Визуализация поля течения с фазовой задержкой позволяет детально проанализировать эволюцию развития возмущений в сдвиговом слое. На рис. 4 представлена картина невозмущенного поля течения и двух режимов подаления и раскачки возмущения. Спектр давления соответствует величине когерентных структур в сдвиговом слое камеры.



**Рисунок 4.** Поле скоростей в сдвиговом слое каверне в отсутствии разряда (слева), режиме подавления пульсаций (в центре), режиме раскачки пульсаций давления (справа).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда грант №22-29-00353

1. Srinivasan GR. Acoustics and unsteady flow of telescope cavity in an airplane. AIAA J Aircr 2000;37(2):274–81.
2. Cattafesta, L. N., Shukla, D., Garg, S., and Ross., J. A., "Development of an Adaptive Weapons-Bay Suppression System," AIAA Paper 1999-1901, May 1999.
3. Bruggeman JC, Hirschberg A, van Dongen MEH, Wijnands APJ. Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems: experimental study of the influence of closed side branches. J Sound Vibr 1991;150:371–93.
4. Kook H, Mongeau L, Brown DV, Zorea S. Analysis of the interior pressure oscillations induced by flow over vehicle openings. Noise Control Eng J 1997; 45:223–34.
5. Roshko, A., "Some Measurements of Flow in a Rectangular Cutout," N.A.C.A. Tech. Note 3488, August, 1955
6. Rossiter J.E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds". Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966
7. D. ROCKWELL Review – Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities
8. Rossiter J.E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds". Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966
9. Heller HH, Bliss DB. The physical mechanisms of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. AIAA 75-491, March 1975.
10. Louis Cattafesta // Review of Active Control of Flow-Induced Cavity Oscillations
11. P.N. Kazansky, I.V. Selivonin, I.A. Moralev // Visualization of flow in an actively controlled cavity using a dielectric barrier discharge actuator // Letters JTP, 2022, volume 48, no. 23
12. Sammie Chan, Xin Zhang, Steve Gabriel, "Attenuation of Low-Speed Flow-Induced Cavity Tones Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 45, No. 7, July 2007
13. N. Webb, M. Samimy, "Control of Supersonic Cavity Flow Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 55, No 10, 2017

# Flow Control in a Rectangular Shallow Cavity Using a DBD Discharge Using Feedback

*P.N. Kazanskiy, I.A. Moralev, A.V. Efimov*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

\*fokkoo@yandex.ru

The cavity flow control plays significant impact in various scientific [1], military [2], gas transport [3], environmental [4] and other goals [5]. The natural feedback of the flow initiates self-oscillations at a set of frequencies so-called Rossiter modes [6]. The generation of small-scale vortices in the boundary layer leads to the initialization of the vortex structures of shear layer. As one moves downstream, such structures are selectively enhanced. The interaction of the increased vortex structures with the cavity trailing edge leads to the generation of acoustic waves that propagate upstream. The influence of acoustic waves on the vortex shedding from the leading edge closes a natural loop. The impact on the main chains of the natural feedback mechanism underlies the active control of the cavern flow.

In general, nearly the same types of actuators were used for cavity flow control as it was done for other typical aerodynamic models. The main papers describes mechanisms of stationary and non-stationary jets [7], piezo valves [8], liquid generators [9], synthetic jets [10], and plasma actuators, including one based on dielectric barrier discharge [11]. Plasma actuators were used in subsonic [12] and supersonic [13] cavity flow control. At the same time, cavity close loop flow control by plasma actuators seems to be innovative.

The purpose of this work was close-loop cavity flow control by means of DBD plasma actuator. The close-loop system was supposed to be with unknown incoming signal of an automatic one-dimensional quasi-stationary control. It seemed important to introduce forced perturbations in the boundary layer in antiphase to natural stochastic perturbations so that the sum of the amplitudes of both perturbations vanishes.

A discharge at frequency of  $\sim 350$  kHz was ignited on the model surface fig.1. The maximum voltage amplitude was up to 20 kV. The characteristic energy input was 70 W/m at an average pulse energy of 15 mJ. The closed loop of the cavity acoustic resonance control system was used, which includes: a pressure sensor, a computing module, a power source, and a plasma actuator. The computing module was implemented on the basis of LCARD E14-440D, which integrates an ADC, a DAC and a digital signal processor (DSP). The processed signal was fed through the DAC as a voltage modulation signal on the discharge. The same signal was given to start the PIV system. It made it possible to implement phase synchronization of the measurement of the flow velocity field fig. 2.

The characteristic spectrum of pressure fluctuations is shown in fig. 3a. Variation of the phase shift of the discharge relative to the reference signal on the microphone allows both to swing the oscillatory circuit ( $\varphi=6$  rad) and to suppress oscillations at the resonant frequency ( $\varphi=4.2$  rad). The dependence of the maximum

amplitude of pressure fluctuations on the delay time makes it possible to judge that a decrease in pressure fluctuations occurs only in a narrow range of  $\varphi$  from 0.3 to 0.8  $\pi$ .

Visualization of the flow field with a phase delay makes it possible to analyze in detail the evolution of the development of disturbances in the shear layer. On fig. 4 shows a picture of the undisturbed flow field and two modes of suppression and buildup of the disturbance. The pressure spectrum corresponds to the magnitude of coherent structures in the shear layer of the cavity.

The work was supported by the Russian Science Foundation grant No. 22-29-00353

**Figure 1.** Scheme. 1 - working section, 2 - movable cavity insert, 3 - DBD actuator, 4 - fixed insert, 5 - microphone, 6 - DBD plasma.

**Figure 2.** Schematic diagram of pressure pulsation control using a feedback system.

**Figure 3.** Spectrum of pressure pulsations in the cavity in the absence of a discharge and when the actuator is operating in different modes of buildup or resonance suppression. (left). Dependence of the maximum amplitude of pressure pulsations on the ignition delay time of the actuator. (on right).

**Figure 4.** Cavity shear layer in reference case (left), pressure pulsation suppression mode (center), pressure pulsation buildup mode (right).

1. Srinivasan GR. Acoustics and unsteady flow of telescope cavity in an airplane. AIAA J Aircr 2000;37(2):274–81.
2. Cattafesta, L. N., Shukla, D., Garg, S., and Ross., J. A., "Development of an Adaptive Weapons-Bay Suppression System," AIAA Paper 1999-1901, May 1999.
3. Bruggeman JC, Hirschberg A, van Dongen MEH, Wijnands APJ. Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems: experimental study of the influence of closed side branches. J Sound Vibr 1991;150:371–93.
4. Kook H, Mongeau L, Brown DV, Zorea S. Analysis of the interior pressure oscillations induced by flow over vehicle openings. Noise Control Eng J 1997; 45:223–34.
5. Roshko, A., "Some Measurements of Flow in a Rectangular Cutout," N.A.C.A. Tech. Note 3488, August, 1955
6. Rossiter J.E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds". Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966
7. D. ROCKWELL Review – Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities
8. Rossiter J.E., "Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds". Aeronautical Research Council Reports and Memo No. 3438, 1966
9. Heller HH, Bliss DB. The physical mechanisms of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. AIAA 75-491, March 1975.
10. Louis Cattafesta // Review of Active Control of Flow-Induced Cavity Oscillations
11. P.N. Kazansky, I.V. Selivonin, I.A. Moralev // Visualization of flow in an actively controlled cavity using a dielectric barrier discharge actuator // Letters JTP, 2022, volume 48, no. 23
12. Sammie Chan, Xin Zhang, Steve Gabriel, "Attenuation of Low-Speed Flow-Induced Cavity Tones Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 45, No. 7, July 2007
13. N. Webb, M. Samimy, "Control of Supersonic Cavity Flow Using Plasma Actuators", AIAA Journal, Vol. 55, No 10, 2017





### 3.3 Обтекание кругового цилиндра с магнито-плазменным актуатором

*Д. С. Мунхоз<sup>1\*</sup>, А. И. Климов<sup>1</sup>, В. А. Битюрин<sup>1</sup>, И. А. Моралев<sup>1</sup>, Л. Б. Поляков<sup>1</sup>, И. П. Завершинский<sup>3</sup>, П. Н. Казанский<sup>1</sup>, Н. Е. Молевич<sup>2, 3</sup>, Д. П. Порфирьев<sup>2, 3</sup>, С. С. Сугак<sup>3</sup>, Б. Н. Толкунов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

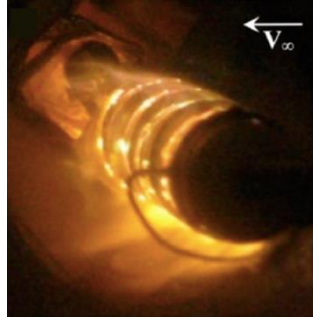
<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (филиал), Самара, Россия

<sup>3</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика

С. П. Королёва, Самара, Россия

\*dasmunhoz@gmail.com

Экспериментальное исследование дозвукового потока ( $M < 0.23$ ,  $Re < 10^5$ ) вокруг цилиндрической модели (диаметр модели  $d = 20$  мм) с помощью магнито-плазменного актуатора (МПА) было проведено в аэродинамической трубе с целью улучшения аэродинамических характеристик цилиндрической модели (рис. 1). Комбинированное электрическое напряжение (мощный импульсно-периодический высоковольтный источник питания в сочетании с импульсным высоковольтным ВЧ трансформатором Теслы) использовалось в этом МПА для создания вращающегося дугового разряда вокруг цилиндрической модели. Высоковольтный источник питания создал постоянный ток ( $I_{\max} \leq 2$  А) или импульсно-периодический ток ( $I_{\max} < 30$  А) в дуговом разряде. Высоковольтный ВЧ импульс с амплитудой напряжения до  $U_{\text{ш}} < 100$  кВ был использован для зажигания комбинированного электрического разряда. Импульсный сильноточный разряд имел следующие характеристики: амплитуда напряжения до  $U_{d, \max} \sim 5$  кВ, амплитуда тока до  $I_d < 30$  А и частота повторения до  $F_d \leq 1.3$  кГц. Оптическая система визуализации газового потока (с помощью метода PIV, теневого метода и высокоскоростной камеры) и многоосный датчик для измерения аэродинамических сил МС15-3В были использованы для экспериментального изучения управления набегающим потоком и его циркуляцией  $\Gamma$  вблизи цилиндрической модели с помощью работающего МПА. Было проведено сравнение между расчетными данными численного моделирования обтекания цилиндрической модели с работающим МПА и экспериментальными результатами. Результаты экспериментов показывают, что работающий МПА действительно создаёт постоянную подъемную силу  $L$  ( $C_L \leq 0.6$ ), действующий на цилиндрическую модель, и постоянную циркуляцию потока  $\Gamma$  вокруг неё.



**Рисунок 1.** Интегральный кадр обтекания модели с вращающейся дугой с четырьмя разрядными промежутками.

## Flow around circular cylinder with magnetoplasma actuator

*D. S. Munhoz<sup>1\*</sup>, A. I. Klimov<sup>1</sup>, V. A. Bityurin<sup>1</sup>, I. A. Moralev<sup>1</sup>,*

*L. B. Polyakov<sup>1</sup>, I. P. Zavershinskiy<sup>3</sup>, P. N. Kazanskiy<sup>1</sup>,*

*N. E. Molevich<sup>2, 3</sup>, D. P. Porfiriev<sup>2, 3</sup>, S. S. Sugak<sup>3</sup>, B. N. Tolkunov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (branch office), Samara, Russia

<sup>3</sup>Samara National Research University named after academician S. P. Korolev, Samara, Russia

\*dasmunhoz@gmail.com

An experimental study of a subsonic flow ( $M < 0.23$ ,  $Re < 10^5$ ) around a cylindrical model (model diameter  $d = 20$  mm) using a magnetoplasma actuator (MPA) was carried out in a wind tunnel in order to improve the aerodynamic characteristics of the cylindrical model. Combined electric tension (powerful repetitively pulsed high-voltage power source combined with a Tesla RF pulsed high-voltage transformer) was used in this MPA in order to generate a rotating arc discharge around the cylindrical model. A high voltage power supply generated a direct current ( $I_{\max} \leq 2$  A) or a repetitively pulsed high-current ( $I_{\max} < 30$  A) on the arc discharge. A high-voltage RF pulse with a voltage amplitude up to  $U_s < 100$  kV was used to ignite the arc discharge. The pulsed high-current discharge had the following characteristics: voltage amplitude up to  $U_{d, \max} \sim 5$  kV, current amplitude up to  $I_d < 30$  A and repetition frequency up to  $F_d \leq 1.3$  kHz. An optical gas flow visualization system (using PIV method, shadowgraph method and a high-speed camera) and a multi-axis sensor for measuring aerodynamic forces MC15-3B were used to experimentally study the flow control and its circulation  $\Gamma$  around the cylindrical model with working MPA. The results of a numerical simulation of the flow around a cylindrical model with working MPA and the experimental results were compared. Experimental results show that the working MPA indeed creates a permanent lift force  $L$  (average  $C_L \leq 0.6$ ), acting on the cylindrical model, and a permanent flow circulation  $\Gamma$  around it.

**Figure 1.** Integral frame of the flow around the cylindrical model with a rotating arc discharge with four arc discharge gaps.

▲▲▲

### 3.4 Моделирование противофазного управления стационарными модами неустойчивости поперечного течения с помощью многоканального плазменного актуатора

*А.Я. Котвицкий<sup>1\*</sup>, А.А. Абдуллаев<sup>1</sup>, М.В. Устинов<sup>1,2</sup>, И.А. Моралёв<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Россия

\*alex.kotvitsky00@gmail.com

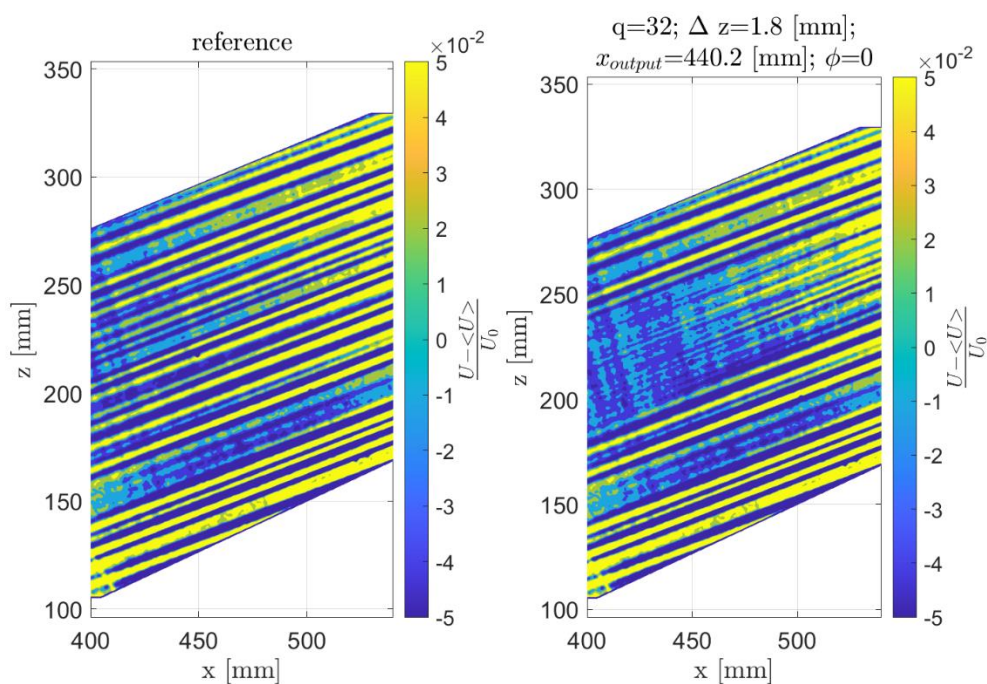
Одним из основных направлений повышения топливной эффективности летательных аппаратов основываются на снижении вязкого турбулентного трения при обтекании несущих поверхностей, доля которого может достигать до 40% от полного аэродинамического сопротивления самолета [1]. Развитие ламинарно-турбулентного перехода на стреловидных крыльях современных самолетов обусловлено неустойчивостью поперечного течения в трехмерном пограничном слое. В условиях крейсерского полета переход вызывается стационарной модой, возбуждаемой шероховатостью обтекаемой поверхности [2]. Одним из перспективных методов управления оказываются активные методы, основанные на внесении в неустойчивый пограничный слой с помощью актуатора искусственных возмущений, которые снижают амплитуду естественных мод либо замедляют их нарастание.

В данной работе разработана математическая модель стационарного управления естественными модами неустойчивости поперечного течения на стадии их экспоненциального роста посредством метода противофазного подавления. Представлена модель возмущенного пограничного слоя в терминах объекта управления [3]. В предложенной модели качестве входа системы рассматриваются внешние воздействия (возмущения), характеризующие естественные моды неустойчивости, обусловленные шероховатостью поверхности, и управляющее воздействие, представляющее искусственные моды неустойчивости, создаваемые многоканальным плазменным актуатором. В качестве выхода системы рассматривался трансверсальный профиль скорости, измеренный с помощью PIV в окрестности максимума амплитуды стационарной моды. Измерения производились в условиях модельного течения на пластине с углов стреловидности 40град. с наведенным градиентом давления. Измерения проводились с помощью панорамного 2D PIV при скорости набегающего потока 25м/с. Для идентификации системы использовались экспериментально измеренные марковские параметры, представляющие отклик пограничного слоя на стационарное воздействие одного канала плазменного актуатора на основе диэлектрического барьерного разряда при амплитуде напряжений 3.5-5кВ и частоте 50кГц. Математическая модель многоканального плазменного актуатора предполагает создание каждым каналом актуатора в пограничном слое конгруэнтных пакетов возмущений в зависимости от амплитуды



управляющего воздействия. Варьируемыми геометрическими параметрами являлись шаг расположения каналов в пределах 1.5-2.1мм и их количество в диапазоне 8-32. Для оценки качества управления использовалась квадратичная норма сигнала на выходе системы. Определения оптимального управляющего сигнала производилось методами регрессионного анализа и оптимизации с ограничениями. На рисунке 1 показана визуализация сложения естественных и искусственных стационарных мод неустойчивости поперечного течения при оптимальном управляющем сигнале с качеством управления в диапазоне 20-30% от квадратичной нормы сигнала на выходе. На основе результатов моделирования были сформулированы геометрические требования к многоканальной системе для воспроизведения спектрального состава целевых возмущений и установлены минимальные размерности входа и выхода системы без существенной потери качества управления.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда № 20-79-10372.



**Рисунок 1.** Визуализация снижения роста амплитуды стационарных вихрей неустойчивости поперечного течения в результате сложения с оптимальным управляющим возмущением

1. Bushnell D. Aircraft drag reduction - a review // Proc. Inst. Mech. Eng, 2003. Vol. 217(1). P. 1-18.
2. Borodulin V.I., Ivanov A.V., Kachanov Y.S. Swept-wing boundary-layer transition at various external perturbations: Scenarios, criteria, and problems of prediction // Physics of Fluids V.29. 2017.
3. Brogan W.L., Modern Control Theory. Prentice Hall, Third Edition, 1991.

# Modeling the wave cancelation control of the stationary mode crossflow instability control by means multichannel plasma actuator

*A.Ya. Kotvitskii<sup>1\*</sup>, A.A. Abdulaev<sup>1</sup>, M.V. Ustinov<sup>1,2</sup>, I.A. Moralev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovsky, Russia

\*alex.kotvitsky00@gmail.com

One of the main manners of increasing the fuel efficiency of aircraft is based on the reduction of viscous turbulent drag in the flow around the bearing parts, the share of which can reach up to 40% of the total aerodynamic drag of the aircraft [1]. The development of a laminar-turbulent transition on the swept wings of modern aircraft is due to the instability of the cross-flow in a three-dimensional boundary layer. Under conditions of cruising flight, the transition is caused by a stationary mode excited by the roughness of the streamlined surface [2]. One of the promising methods of control is active methods, the main ones being the introduction of artificial disturbances into the unstable boundary layer using an actuator, which reduce the amplitude of natural modes or slow down their growth.

In present paper a mathematical model of stationary control of natural modes of cross-flow instability at the stage of their exponential growth by means of the wave cancellation method is developed. A model of a perturbed boundary layer is presented in terms of the control object [3]. In the proposed model, external influences (disturbances) characterizing the natural instability modes due to surface roughness, and a control action representing artificial instability modes created by a multichannel plasma actuator are considered as the input of the system. The transversal velocity profile measured by PIV in the vicinity of the maximum amplitude of the stationary mode was considered as the output of the system. The measurements were made under conditions of a model flow on a plate with a sweep angle of 40 degrees with an induced pressure gradient. Measurements were made using a panoramic 2D PIV at a free stream speed of 25m/s. To identify the system, experimentally measured Markov parameters were used, which represent the response of the boundary layer to the stationary action of one channel of a plasma actuator based on a dielectric barrier discharge at a voltage amplitude of 3.5–5 kV and a frequency of 50 kHz. The mathematical model of a multichannel plasma actuator assumes that each actuator channel creates congruent perturbation packets in the boundary layer depending on the amplitude of the control action. Variable geometric parameters were the spacing of the channels within 1.5–2.1 mm and their number in the range of 8–32. To estimate the quality of control, the quadratic norm of the signal at the output of the system was used. The determination of the optimal control signal was carried out by the methods of regression analysis and optimization with restrictions. Figure 1 shows the visualization of the superposition of natural and artificial stationary modes of cross-flow instability for an optimal control signal with a control quality in the range of 20–30% of the quadratic norm of the output signal. Based on the simulation results,

geometric requirements for a multichannel system for reproducing the spectral composition of target disturbances were formulated and the minimum dimensions of the input and output of the system were established at nonsignificant loss of control quality.

The study was funded by Russian Science Foundation under grant №20-79-10372.

*Figure 1. Visualization of the decrease in the growth of the amplitude of stationary vortices of the cross-flow instability as a result of addition with the optimal control disturbance*

1. Bushnell D. Aircraft drag reduction - a review // Proc. Inst. Mech. Eng, 2003. Vol. 217(1). P. 1–18.
2. Borodulin V.I., Ivanov A.V., Kachanov Y.S. Swept-wing boundary-layer transition at various external perturbations: Scenarios, criteria, and problems of prediction // Physics of Fluids V.29. 2017.
3. Brogan W.L., Modern Control Theory. Prentice Hall, Third Edition, 1991.

▲▲▲

## **Исследование пакетов неустойчивости, порождаемых плазменным актуатором на стреловидном крыле**

**А.А. Абдуллаев<sup>1,2\*</sup>, А.Я. Котвицкий<sup>1</sup>, И.А. Моралев<sup>1</sup>, М.В. Устинов<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский Физико Технический Институт, Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup>Центральный аэрогидродинамический институт, г.Жуковский, Россия

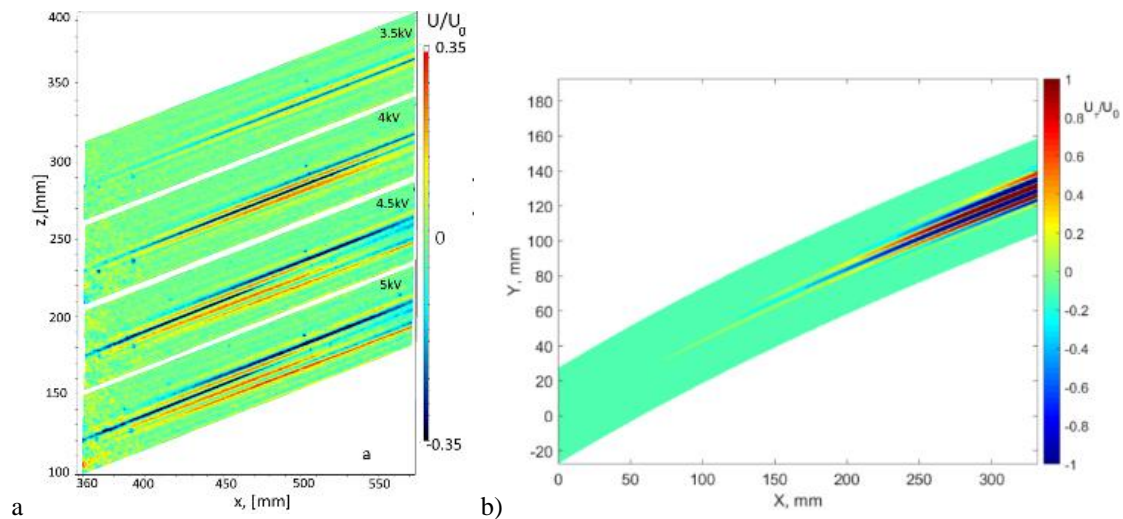
\*amir.abdullaev@phystech.edu

В аэродинамике летательных аппаратов одной из ключевых инженерных задач является управление ламинарно-турбулентным переходом. Практическая значимость решения этой задачи состоит в затягивании перехода, что приведёт к снижению турбулентного трения и уменьшению расхода топлива летательных аппаратов. На стреловидном крыле в трехмерном пограничном слое возникает неустойчивость поперечного течения [1-3]. Данная неустойчивость проявляется в виде стационарных и бегущих вихрей. Стационарные возникают при обтекании потоком шероховатости на поверхности крыла, а бегущие порождаются турбулентностью набегающего потока. Именно нарастание амплитуды вихрей неустойчивости поперечного течения приводит к ламинарно-турбулентному переходу на стреловидном крыле. В условиях крейсерского полёта переход вызывается стационарной модой.

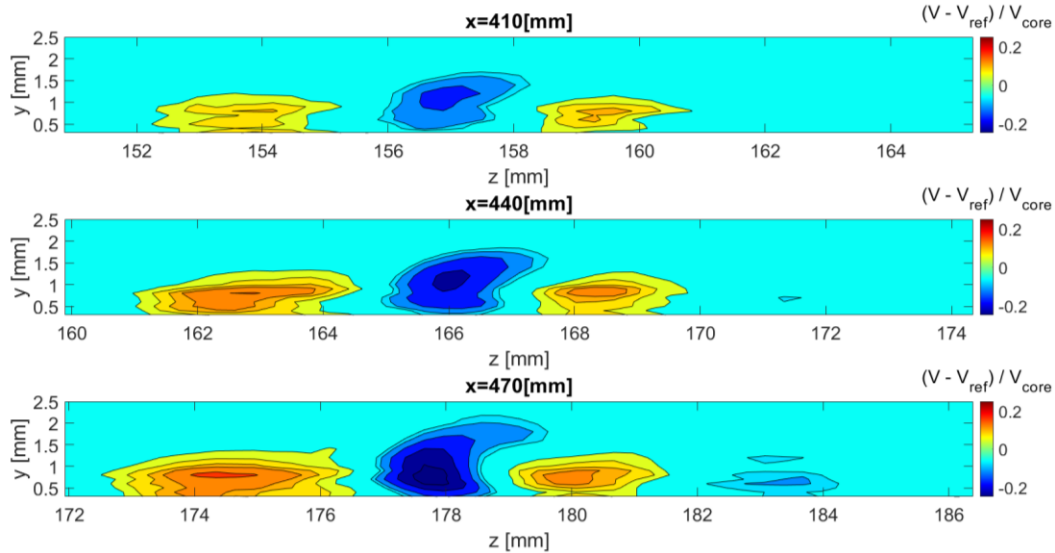
Одним из перспективных методов управления переходом является метод противофазного подавления возмущений [3]. При этом искусственные возмущения могут возбуждаться различными способами. В данной работе

исследовалась структура вихревых пакетов, вносимых в пограничный слой плазменным актуатором на основе ДБР.

Эксперимент проводился на стреловидной модели с углом стреловидности  $40^\circ$  в условиях модельного течения при скорости набегающего потока в 25 м/с. Для создания трёхмерного пограничного слоя на плоскую пластину наводился градиент давления с помощью тела вытеснения. Течение исследовалось панорамным методом цифровой трассерной визуализации частиц (PIV). С помощью одиночной шероховатости, находящейся на расстоянии 70мм от передней кромки, возбуждался пакет вихрей поперечной неустойчивости, который имитировал естественное возмущение. Также с помощью плазменного актуатора, находящегося на расстоянии 210мм от передней кромки, инициировался одиночный барьерный разряд, который генерировал искусственные возмущения. Было выполнено исследование структуры этих возмущений и их нарастания в пограничном слое. Измерения были выполнены при различных питающих напряжениях. Также был исследован отклик пограничного слоя на одиночный импульс напряжения короткой длительности. Было произведено сопоставление экспериментальных профилей скорости возмущений, создаваемых разрядом, с расчётными. Полученные данные были использованы для моделирования затягивания перехода с помощью многоканального актуатора.



**Рисунок 1.** Пакеты вихрей, индуцированные одиночной секцией актуатора в пограничном слое. а) Полученные в эксперименте при увеличении амплитуды питающего напряжения. б) Вычисленные на базе эквивалентного источника объемной силы. Вихри визуализированы модуляцией продольной скорости



**Рисунок 2.** Эволюция стационарного возмущения от одиночной секции плазменного актуатора. Поперечный профиль скорости на разных расстояниях от передней кромки.

1. Reed H. L., Kerschen E. J. Boundary-layer receptivity to freestream disturbances // Annu. Rev. Fluid Mech. V.34. 291–319pp., 2002.
2. Saric W.S., Reed H.L., White E.B. Stability and transition of three-dimensional boundary layers // Annual Review of Fluid Mechanics V.25. 1989. 413-440pp., 2003.
3. Устинов М.В. Ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое // Ученые записки ЦАГИ Т. 44. С. 3-43., 2013.

## Study of instability packets generated by a plasma actuator on a swept wing

**A.A. Abdullaev<sup>1,2\*</sup>, A. Kotvitskii<sup>1</sup>, I.A. Moralev<sup>1</sup>, M.V. Ustinov<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia;

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia;

<sup>3</sup>Central Aerohydrodynamic Institute, Zhukovsky, Russia;

\*amir.abdullaev@phystech.edu

In the aerodynamics of aircraft, one of the key engineering tasks is to control the laminar-turbulent transition. The practical significance of solving this problem is to delay the transition, which will lead to a decrease in turbulent friction and a decrease in fuel consumption of aircraft. Instability of the cross-section occurs on the swept wing in the three-dimensional boundary layer [1-3]. This instability manifests itself in the form of stationary and traveling vortices. Stationary ones are excited by roughness on the wing surface, and travelling ones - by the turbulence of the oncoming flow. A laminar-turbulent transition on the swept wing is caused by growth of the instability vortices. In cruise flight conditions, the transition is caused by a stationary mode.



One of the promising methods of transition control is the method of natural disturbance cancellation by some artificial forcing of the boundary layer [3]. Artificial disturbances can be produced in various ways; we used here actuators based on dielectric barrier discharge to create volume force at the bottom of the boundary layer. In this paper, the structure of vortex packets introduced into the boundary layer by a plasma actuator was investigated.

The experiment was carried out on a swept model with a sweep angle of  $40^\circ$  in the conditions of a model flow at an incoming flow velocity of 25 mps. To create a three-dimensional boundary layer, a pressure gradient was induced on a flat plate using a displacement body. The flow was studied by the panoramic particle image velocimetry method (PIV). Using a single roughness located at a distance of 70 mm from the leading edge, a packet of transverse instability vortices was produced. Also, a single barrier discharge was initiated by a plasma actuator located at a distance of 210 mm from the leading edge, which generated artificial disturbances. The study of the structure of these disturbances and their amplification in the boundary layer was carried out. The measurements were performed at various supply voltages. The response of the boundary layer to a single short-duration voltage pulse was also investigated. The experimental velocity profiles of disturbances generated by the discharge were compared with the calculated ones. The obtained data were further used to simulate transition delay using a multichannel actuator.

*Figure 1. Packets of vortices induced by a single section of the actuator in the boundary layer. a) Obtained in the experiment with an increase in the amplitude of the supply voltage. b) Calculated on the basis of an equivalent body force source. Vortices visualized by longitudinal velocity modulation*  
*Figure 2. Evolution of a stationary disturbance from a single section of a plasma actuator. Transverse velocity profile at different distances from the leading edge.*

1. Reed H. L., Kerschen E. J. Boundary-layer receptivity to freestream disturbances // Annu. Rev. Fluid Mech. V.34. 291–319pp., 2002.
2. Saric W.S., Reed H.L., White E.B. Stability and transition of three-dimensional boundary layers // Annual Review of Fluid Mechanics V.25. 1989. 413-440pp., 2003.
3. Устинов М.В. Ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое // Ученые записки ЦАГИ Т. 44. С. 3-43., 2013.

## 4.2 Особенности плазмохимической коррозии железа в радиационной плазме

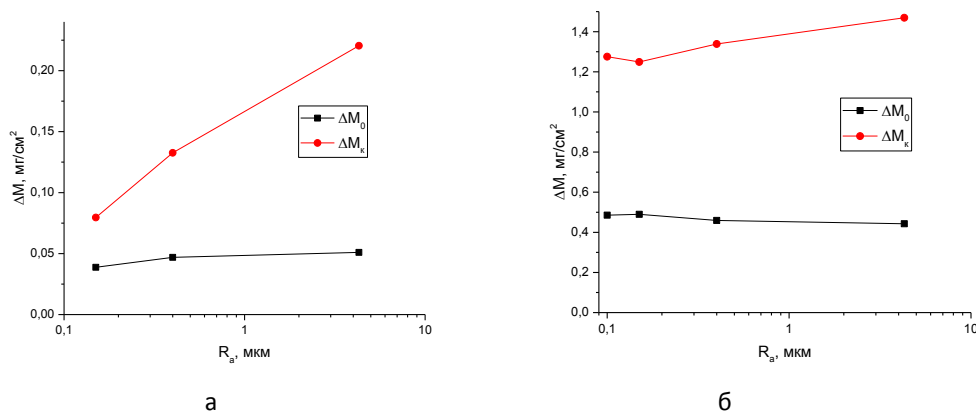
*В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, К.Э. Галеева, А.Н. Кириченко,  
А.А. Некрасов, А.В. Угодчикова, Н.И. Трушкин\*, А.В. Филиппов,  
Ю.В. Черепанова, В.Е. Черковец*

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия

\*trushkin@triniti.ru

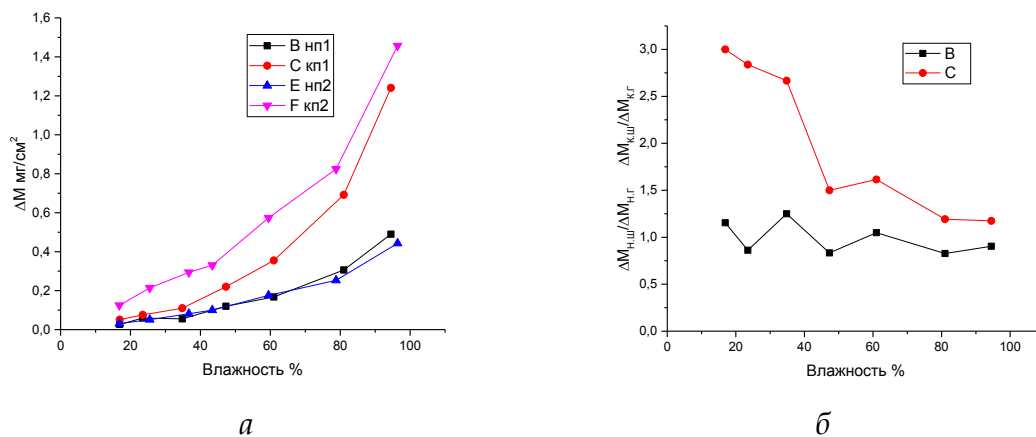
Одной из актуальных проблем при захоронении радиоактивных отходов является коррозия стенок металлических контейнеров, используемых для хранения отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Коррозия металлов, индуцированная радиоактивным облучением, является одним из видов деградации материалов под действием радиации, при котором металл переходит в окисленное (ионное) состояние. В отличие от других видов радиационной деградации материалов, в механизме которых определяющим процессом является воздействие радиоактивного излучения непосредственно на материал и приводящее к нарушению и изменению его структуры, при радиационной коррозии главным эффектом радиоактивного излучения является создание агрессивной коррозионной среды, которая контактирует и взаимодействует с поверхностью металла. Воздействие радиации непосредственно на материал, имеющее важное значение для процесса коррозии, в данном случае, по-видимому, ограничивается его нагревом. В контейнерах при распаде радиоактивных элементов ОЯТ образуется химически активная низкотемпературная плазма (НТП), которая при взаимодействии с металлическими стенками инициирует и (или) интенсифицирует процессы их коррозии, что приводит к значительному сокращению срока их эксплуатации. Следует отметить, что современное понимание сложных гетерогенных плазмохимических процессов коррозии, протекающих на границе НТП с металлической стенкой, весьма ограничено и находится в стадии становления. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния величины шероховатости поверхности образцов железа на скорость их коррозии в плазме влажного воздуха, возбуждаемой стационарным пучком быстрых электронов как имитатором высокоэнергетического ионизирующего  $\beta$ -излучения. В настоящее время железо является основным компонентом большинства конструктивных сплавов, используемых для изготовления контейнеров. Схема экспериментальной установки, на которой проводились исследования, ее параметры и возможности подробно описаны в [1]. Как показали проведенные исследования, процесс радиационной коррозии железа имеет две характерные стадии: разрядную и пост-разрядную, в течение которых происходит заметное увеличение массы корродирующего образца. Увеличение

массы образца, достигнутое в течение разрядной стадии, называется начальным и обозначается как  $\Delta M_0$ , а общий прирост массы за обе стадии называется конечным и обозначается как  $\Delta M_k$ . На рисунке 1 представлены полученные экспериментальные данные по скорости коррозии образцов железа, обработанных в радиационной плазме, в зависимости от параметра шероховатости поверхности  $R_a$  (среднего арифметического отклонения профиля) для двух значений относительной влажности воздуха.



**Рисунок 1.** Начальное  $\Delta M_0$  и конечное  $\Delta M_k$  увеличение массы обработанных образцов железа в зависимости от параметра  $R_a$ .  $RH=26\%$  (а),  $RH=96\%$  (б).

Из представленных результатов наглядно видно, что величина шероховатости  $R_a$  не оказывает заметного влияния на скорость коррозии железа в течение разрядной стадии, т.е. когда образец находится под воздействием плазмы. В тоже время в пост-разрядную стадию скорость коррозии железа увеличивается с ростом  $R_a$ . Максимальное влияние величины шероховатости на скорость коррозии наблюдается при невысоких значениях относительной влажности воздуха  $RH \leq 45\%$  и уменьшается с ростом величины  $RH$  (рис.2).



**Рисунок 2.** Начальное  $\Delta M_0$  (B,E) и конечное  $\Delta M_k$  (C,F) увеличение массы (а), отношение начальных (B) и конечных (C) приростов массы обработанных образцов железа в зависимости от относительной влажности воздуха  $RH$ . а- (B,C)-  $R_a = 0.15$   $\mu\text{м}$ , (E,F)-  $R_a = 4.3$   $\mu\text{м}$ ; б- (B)-  $R_a = 0.15$   $\mu\text{м}$ , (C)-  $R_a = 4.3$   $\mu\text{м}$ .



Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» (государственный контракт от 20 апреля 2021 г. № Н.4ч.241.09.21.1074 с дополнительным соглашением № 1 от 27.01.2022).

1. V.N. Babichev, K.E. Galeeva, A.N. Kirichenko, A.A. Nekrasov, A.V. Ugodchikova, N.I. Trushkin, A.V. Filippov, Yu.V. Cherepanova. Iron corrosion in the radiative plasma of moist air // 21 Workshop on Magne-to-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin, Moscow, ИИТ RAS, 2022, p. 141.

## Features of plasma chemical corrosion of iron in radiation plasma

*V.N. Babichev, D.V. Vysotsky, K.E. Galeeva, A.H. Kirichenko,  
A.A. Nekrasov, A.V. Ugodchikova, N.I. Trushkin\*, A.V. Filippov,  
Yu.V. Cherepanova, V.E. Cherkovets*

<sup>1</sup>SRC RF TRINITI, Moscow, Troitsk, Russia

\*trushkin@triniti.ru

One of the urgent problems in the disposal of radioactive waste is the corrosion of the walls of metal containers used for the storage of spent nuclear fuel (SNF). Corrosion of metals induced by radioactive irradiation is one of the types of degradation of materials under the influence of radiation, in which the metal turns into an oxidized (ionic) state. Unlike other types of radiation degradation of materials, in the mechanism of which the determining process is the effect of radioactive radiation directly on the material and leading to a violation and change in its structure, in radiation corrosion, the main effect of radioactive radiation is the creation of an aggressive corrosive environment that contacts and interacts with the metal surface. The effect of radiation directly on the material, which is important for the corrosion process, in this case, apparently, is limited to its heating. In containers, during the decay of radioactive SNF elements, a chemically active low-temperature plasma (NTP) is formed, which, when interacting with metal walls, initiates and (or) intensifies the processes of their corrosion, which leads to a significant reduction in their service life. It should be noted that the modern understanding of complex heterogeneous plasma chemical corrosion processes occurring at the boundary of the NTP with a metal wall is very limited and is in the process of formation. This paper presents the results of experimental studies of the effect of the surface roughness of iron samples on their corrosion rate in a moist air plasma excited by a stationary fast electron beam as a simulator of high-energy ionizing beta radiation. Currently, iron is the main component of most structural alloys used for the manufacture of containers. The scheme of the experimental installation on which the research was carried out, its parameters and capabilities are described in detail in [1]. As studies have shown, the process of radiation corrosion of iron has two characteristic stages: discharge and post-discharge, during which there is a noticeable increase in the mass of the corroding

sample. The increase in the mass of the sample achieved during the discharge stage is called initial and is denoted as  $\Delta M_i$ , and the total mass gain for both stages is called final and is denoted as  $\Delta M_f$ . Figure 1 shows the obtained experimental data on the corrosion rate of iron samples treated in radiation plasma, depending on the surface roughness parameter  $R_a$  (arithmetic mean deviation of the profile) for two values of relative humidity RH.

It is clearly seen from the presented results that the roughness value  $R_a$  does not have a noticeable effect on the rate of iron corrosion during the discharge stage, i.e. when the sample is exposed to plasma. At the same time, in the post-discharge stage, the rate of iron corrosion increases with an increase in the magnitude of roughness  $R_a$ . The maximum effect of the roughness value on the corrosion rate is observed at low values of relative humidity  $RH \leq 45\%$  and decreases with increasing RH value (Fig.2).

The work was carried out with the financial support of Rosatom State Corporation (state contract No. N.4h.241.09.21.1074 dated April 20, 2021 with additional agreement No. 1 dated 01/27/2022).

*Figure 1. Initial  $\Delta M_i$  and final  $\Delta M_f$  increase in the mass of treated iron samples depending on the parameter  $R_a$ . Relative humidity of the air  $RH=26\%$  (a),  $RH=96\%$  (b).*

*Figure 2. Initial  $\Delta M_i$  (B,E) and final  $\Delta M_f$  (C,F) increase in mass (a), the ratio of initial (B) and final (C) mass increments of treated iron samples depending on air relative humidity RH. a- (B,C)-  $R_a = 0.15 \mu m$ , (E,F)-  $R_a = 4.3 \mu m$ ; b- (B)-  $R_a = 0.15 \mu m$ , (C)-  $R_a = 4.3 \mu m$ .*

1. V.N. Babichev, K.E. Galeeva, A.H. Kirichenko, A.A. Nekrasov, A.V. Ugodchikova, N.I. Trushkin, A.V. Filippov, Yu.V. Cherepanova. Iron corrosion in the radiative plasma of moist air //21 Workshop on Magne-to-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin, Moscow, JIHT RAS, April 26-28, 2022, pp. 141-143.



### **4.3 Результаты разработки программного комплекса для расчета пространственного распределения параметров плазмы в автоматическом режиме. Расчет распределения параметров плазмы капиллярного разряда.**

*Д.И. Кавыркин, А.С. Пащина, А.С. Мязин, Е.А. Муравьева*

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

e-mail: alexei.miazin@yandex.ru

В работе было проведено общее улучшение программного кода, позволяющего проводить обработку экспериментальных данных, полученных методом оптической эмиссионной спектроскопии, ранее представленного в работе [1]. Повышена эффективность работы ключевых частей программного кода. Автоматизирована процедура проведения обратного интегрального

преобразования Абеля для вычисления истинного пространственного распределения интенсивности излучения. Автоматизирована процедура разделения спектральных линий, также была повышена точность и скорость работы данной процедуры. Проведен тестовый расчет пространственного распределения параметров плазмы капиллярного разряда с аблирующей стенкой на срезе капилляра. Исследуемый в работе объект представляет собой многокомпонентную плазму, рабочим телом которой служит материал эрозии стенки. Капилляр изготовлен из полиметилметакрилата  $C_5O_2H_8$ , диаметр 2 мм, длина 10 мм. Падение напряжения на разрядном промежутке  $U = 400$  В.

1. Д.И. Кавыршин, А. С. Пащина, А. С. Мязин, Е. А. Муравьева “Разработка программного комплекса, осуществляющего расчет параметров плазмы и их пространственного распределения.” / XXI Международное Собрание по Магнитоплазменной Аэродинамике – 2022.– С. 146-147.
2. В.Ф. Чиннов Излучательные свойства и спектроскопия низкотемпературной плазмы: учебное пособие по курсу «Диагностика плазмы» для студентов, обучающихся по направлению «Техническая физика»/ М. Издательство МЭИ, 2008. 168 с.
3. Г.А. Касабов, Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы / Г. А. Касабов, В. В. Елисеев. – Москва: Атомиздат, 1973. – 160 с.

## **The results of the development of a software package for calculating the spatial distribution of plasma parameters in automatic mode. Calculation of the distribution of capillary discharge plasma parameters**

*D.I. Kavyrshin, A.S. Pashchina, A.S. Myazin, E.A. Muravyeva*  
e-mail: alexei.miazin@yandex.ru

In the work, a general improvement of the program code was carried out, which allows processing experimental data obtained by optical emission spectroscopy, previously presented in [1]. The efficiency of the key parts of the program code has been improved. The procedure for performing the inverse integral Abel transformation to calculate the true spatial distribution of the radiation intensity is automated. The procedure for separating spectral lines has been automated, and the accuracy and speed of this procedure has also been improved. A test calculation of the spatial distribution of the parameters of a capillary discharge plasma with an ablating wall on a capillary slice was carried out. The object studied in this work is a multicomponent plasma, the working medium of which is the wall erosion material. The capillary is made of polymethylmethacrylate  $C_5O_2H_8$ , diameter 2 mm, length 10 mm. Voltage drop across the discharge gap  $U = 400$  V.

1. D. I. Kavyrshin, A. S. Pashchina, A. S. Myazin, E. A. Muravyeva “Development of a

- software package that calculates plasma parameters and their spatial distribution." / XXI International Meeting on Magnetoplasmic Aerodynamics – 2022.– pp. 146-147.
2. V.F. Chinnov Radiative properties and spectroscopy of low-temperature plasma: a textbook for the course "Plasma diagnostics" for students studying in the direction of "Technical physics" / M. Publishing House of MEI, 2008. 168 p.
  3. Kasabov, G. A. Spectroscopic tables for low-temperature plasma / G. A. Kasabov, V. V. Eliseev. – Moscow: Atomizdat, 1973. – 160 p.



#### **4.4 Экспериментальное исследование эрозии вольфрама, покрытого тонким слоем металла при плазменных тепловых нагрузках, характерных для переходных плазменных процессов ИТЭР**

*А.А.\* Карташева, Н.С. Климов, В.Л. Подковыров, Е.А. Муравьева, А.Д. Ярошевская, В.А. Барсук*

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия

\*alexkartasheva@triniti.ru

В настоящее время вольфрам рассматривается в качестве наиболее перспективного материала первой стенки и дивертора проектируемых термоядерных установок [1]. Опыт его использования указывает на возможность существенного повышения эксплуатационных характеристик вольфрама за счет применения тонких возобновляемых слоев на его поверхности из материалов с малым атомным номером. Основным недостатком таких слоев является низкая температура плавления и кипения, что может приводить к интенсивному испарению слоя во время таких процессов, как разного рода срывы плазменного потока. Однако, ожидается, что длительное время жизни слоя будет обеспечиваться за счет эффекта паровой экранировки [2]

Проведено экспериментальное исследование влияния напыленного на поверхность вольфрамового образца металла на эрозию поверхности вольфрама при облучении образца потоками плазмы. В ходе эксперимента было проведено облучение образцов вольфрама и вольфрама с покрытием висмута (5 мкм) и покрытием олова (5 мкм) потоком водородной плазмы с параметрами, близким к параметрам ЭЛМ в диверторе ИТЭР [3]. Плазменный поток с тепловой нагрузкой на оси 2.5 МДж/м<sup>2</sup> воздействовал на образец в течение 1 мс. Указанные параметры обеспечивались с помощью квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя [4].

В экспериментальном исследовании были использованы следующие диагностики. Тепловая нагрузка в процессе облучения была измерена калориметрическими методами с помощью термопарных измерений.

Временная динамика интенсивности излучения линий олова и вольфрама в течение импульса была зарегистрирована с помощью монохроматора со спектральным разрешением 0,1 нм. На выходе монохроматора была установлена высокоскоростная камера Phantom v2640. Съемка велась с экспозицией 4 мкс и интервалом между кадрами 22 мкс. Между импульсами (после 1-го и 5-го) образцы извлекались из вакуумной камеры дальнейших исследований. Было проведено взвешивание образцов для определения удельных потерь массы, исследованы шлифы и сколы для определения глубины плавления вольфрама, определен элементный состав обращенной к плазме поверхности.

Для указанных экспериментальных условий были теоретически рассчитаны удельные потери массы и динамика температуры поверхности образца.

В результате воздействия плазменного потока на образец вольфрама без покрытия на поверхности, обращенной к плазме, видны следы плавления и течения вольфрама. Удельные потери массы составили 30 мг/см<sup>2</sup> за один импульс.

При облучении образца вольфрама с покрытием висмута одним импульсом на поверхности видно изменение начальной структуры висмута, однако вся поверхность вольфрама осталась закрытой защитным слоем. Можно сделать вывод, что температура поверхности вольфрама не превысила температуру кипения висмута  $T_k=1837$  К. После пятого импульса основная часть покрытия испарилась, однако на поверхности вольфрама отсутствовали следы плавления, что следует из анализа сколов образца. Удельные потери массы составили 1,6 мг/см<sup>2</sup> за один импульс. Расчетные потери массы напыленного висмута за 1 импульс более чем в 100 раз превышают значения, полученные в эксперименте. Это различие объясняется наличием сильного эффекта экранировки: существенная доля энергии затрачивается на нагрев пара, его ионизацию и излучение, и в результате скорость испарения оказывается низкой.

Далее облучался образец с напылением слоя олова толщиной 5 мкм. На обращенной к плазме поверхности отчетливо видно изменение начальной структуры олова, при этом почти вся поверхность вольфрама осталась закрытой защитным слоем. После 5 импульсов олово испарилось, а поверхность вольфрама имеет сильные следы эрозии. Удельные потери массы составили 3,1 мг/см<sup>2</sup> за импульс. Полученное значение в 2 раза превышает удельные потери массы образца с покрытием висмута. Расчетные потери массы напыленного олова за 1 импульс более чем в 10 раз превышают значения, полученные в эксперименте.

Было проведено измерение динамики интенсивности спектральных линий висмута и олова при каждом импульсном воздействии на образцы. Экспериментальные данные показали, что начало излучения линий висмута и олова приходится на 0,2 мс разряда. Данное значение хорошо коррелирует с теоретически рассчитанной динамикой температуры образца во время плазменного воздействия. Значение интенсивности излучения линии висмута во время второго и третьего импульсного воздействия на образец принимают близкие значения. При пятом импульсе интенсивность упала до значения,



составляющего 15-20% от интенсивности во время второго импульса. Этот факт говорит о том, что висмут практически полностью испаряется с поверхности вольфрама за 5 импульсов при данной тепловой нагрузке. Данный вывод подтверждают и результаты элементного анализа поверхности образца, проведенного после пяти импульсов. Основная тенденция изменения интенсивности спектральной линии олова с увеличением числа импульсов аналогична тенденции линии висмута.

1. Pitts R.A. et al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status // Journal of Nuclear Materials. 2013. V. 438. P. S48-S56
2. Ibano K. et al. Estimation of suppressed erosion by vapor shielding at Be and W walls under transient loads // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 076001.
3. Federici G et al. Effects of ELMs and disruptions on ITER divertor armour materials // Journal of nuclear materials. 2005. V. 337. P. 684-90
4. Климов Н. С. и др. Экспериментальное исследование интегральных характеристик потока плазмы и разряда квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя с собственным магнитным полем // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2019. – Т. 42. – №. 3. – С. 52-63.

## **Experimental study of the erosion of tungsten coated with a thin layer of metal under plasma thermal loads characteristic of transient plasma processes of ITER**

*A.A. Kartasheva\*, N.S. Klimov, V.L. Podkovirov, E.A. Muravyeva,  
A.D. Yaroshevskaya, V.A. Barsuk*

<sup>1</sup>SRC RF TRINITI

\*alexkartasheva@triniti.ru

Currently, tungsten is considered as the most promising material of the first wall and divertor of the projected thermonuclear installations [1]. The experience of its use indicates the possibility of a significant increase in the operational characteristics of tungsten due to the use of thin renewable layers on its surface made of materials with a small atomic number. The main disadvantage of such layers is the low melting and boiling point, which can lead to intensive evaporation of the layer during processes such as various disruptions of the plasma flow. It is expected that the long lifetime of the layer will be provided due to the effect of vapor shielding [2].

An experimental study of the effect of the metal deposited on the surface of a tungsten sample on the erosion of the tungsten surface during irradiation of the sample by plasma streams was carried out. During the experiment, tungsten and tungsten samples with a bismuth coating (5 microns) and a tin coating (5 microns) were irradiated with a hydrogen plasma stream with parameters close to the ELM parameters in the ITER divertor [3]. The irradiation was carried out by a plasma flow of 1 ms duration with a thermal load on the axis of 2.5 MJ/m<sup>2</sup>. These parameters were provided using a quasi-stationary plasma accelerator [4].



The following diagnostics were used in the experimental study. The thermal load during irradiation was measured using a thermocouple connected to the sample. The temporal dynamics of the radiation intensity of tin and tungsten lines during the pulse was recorded using a monochromator with a spectral resolution of 0.1 nm. A high-speed Phantom v2640 camera was installed at the output of the monochromator. The recording was carried out with an exposure of 4 microseconds and an interval between frames of 22 microseconds. Between the pulses (after the 1st and 5th), samples were extracted from the vacuum chamber for further studies. Samples were weighed to determine the specific mass loss, slots and chips were examined to determine the melting depth of tungsten, the elemental composition of the surface facing the flame was determined.

For the experimental conditions indicated earlier, the specific mass losses and the dynamics of the temperature of the sample surface were theoretically calculated.

As a result of the effect of the plasma flow on an uncoated tungsten sample, traces of melting and tungsten flow are clearly visible on the surface facing the plasma. The specific mass loss was 30 mg/cm<sup>2</sup> per one pulse.

When a sample of tungsten coated with bismuth is irradiated with a single pulse, a change in the initial structure of bismuth is visible on the surface, but the entire surface of the tungsten remains covered with a protective layer. It can be concluded that the surface temperature of tungsten did not exceed the boiling point of bismuth  $T_k=1837$  K. Specific mass loss was 1.6 mg/cm<sup>2</sup> per one pulse. The calculated mass loss of sprayed bismuth for 1 pulse is more than 100 times higher than the values obtained in the experiment. This difference is explained by the presence of a strong shielding effect: a significant proportion of energy is spent on heating the steam, its ionization and radiation, and as a result, the evaporation rate is low.

Next, the sample was irradiated by spraying a layer of tin with a thickness of 5 microns. On the surface facing the plasma, the change in the initial structure of tin is clearly visible, while almost the entire surface of tungsten remains covered with a protective layer, as in the case of bismuth coating. Specific mass loss was 3.1 mg/cm<sup>2</sup> per one pulse. The resulting value is 2 times higher than the specific mass loss of the sample coated with bismuth. After 5 pulses, the tin has evaporated, and the surface of the tungsten has strong traces of erosion. The calculated mass loss of sprayed tin for 1 pulse is more than 10 times higher than the values obtained in the experiment.

The dynamics of the intensity of the spectral lines of bismuth and tin were measured at each pulse action on the samples. Experimental data have shown that the beginning of the emission of bismuth and tin lines passes at 0.2 microseconds of discharge. This value correlates well with the theoretically calculated dynamics of the sample temperature during plasma exposure. The value of the radiation intensity of the bismuth line during the second and third pulse effects on the sample take close values. At the fifth pulse, the intensity dropped to a value of 15-20% of the intensity during the second pulse. This fact suggests that bismuth almost completely evaporates from the surface of tungsten in 5 pulses at a given thermal load. This conclusion is also confirmed by the results of the elemental analysis of the sample surface carried out after five pulses. The main trend of changing the intensity of the tin spectral line with an increase in the number of pulses is similar to the trend of the bismuth line.

1. Pitts R.A. et al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status // Journal of Nuclear Materials. 2013. V. 438. P. S48-S56
2. Ibano K. et al. Estimation of suppressed erosion by vapor shielding at Be and W walls under transient loads // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 076001.
3. Federici G et al. Effects of ELMs and disruptions on ITER divertor armour materials // Journal of nuclear materials. 2005. V. 337. P. 684-90
4. Klimov N. S. et al. Experimental study of the integral characteristics of the plasma flow and discharge of a quasi-stationary high-current plasma accelerator with its own magnetic field // Issues of atomic science and technology. Series: Thermonuclear Fusion. 2019. V. 42. P. 52-63.



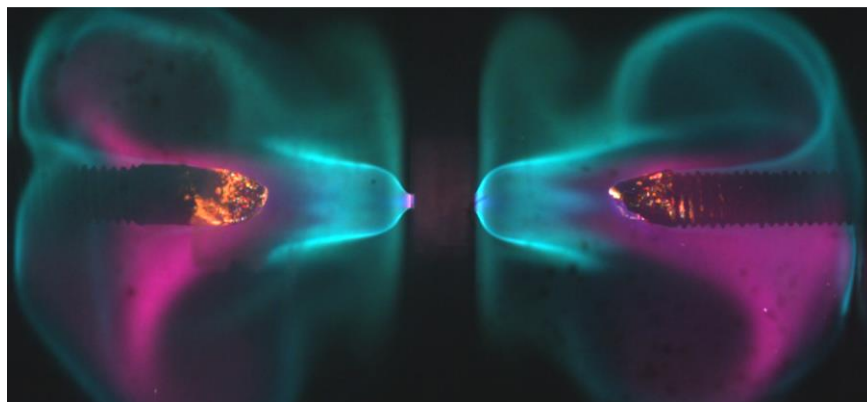
#### **4.5 Особенности физических свойств гетерогенной углеводородной плазмы, созданной импульсным эрозионным плазмотроном с капиллярным разрядом и удаленными электродами**

*Климов А.И.\* , Пащина А.С., Казанский П.Н.*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*klimov.anatoly@gmail.com

Были продолжены экспериментальные исследования потоков гетерогенной плазмы, созданные импульсным плазмотроном с эрозионным капиллярным разрядом и выносными электродами (ЭП) [1,2]. В качестве рабочего вещества в этом плазмо-генераторе использовался полиэтилен  $(\text{CH}_2)_n$ . Внешние выносные электроды были выполнены из никеля. Расстояние электродов до рабочей диафрагмы с капилляром составляло 10 мм с каждой ее стороны. В качестве рабочего газа использовался аргон с начальным давлением 10 - 1000 Торр. В эксперименте использовалась высокоскоростная камера Phantom для изучения структуры и динамики кластерного плазмоида, образованного ЭП. Для изучения химического состава и параметров эрозионной плазмы использовался оптический спектрограф AvaSpec 2048. Финальные продукты на стенках тестовой камеры и на электродах изучались с помощью рентгеновского метода EDS. В настоящей работе обсуждаются экспериментальные результаты по структуре и динамике гетерогенных плазменных образований и их взаимодействия с удаленными электродами и стенками тестовой камеры. Особое внимание в работе уделено анализу полученных оптических спектров и химического состава пылевых частиц на стенках тестовой камеры и поверхности электродов.



*Рисунок 1. Гетерогенные плазменные струи, созданные ЭП. Ar, начальное давление ~10 Торр, частота съемки 10000 кадров/сек, длительность экспозиции -1мкс.*

1. Pashchina A.S., Klimov A.I., Belov N.K., Tolkunov B.N. and Timirbulatov V.Kh. Pulsed plasma jet interaction with a metal targets // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1394. P. 012010.
2. Klimov A., Pashchina A. Experiment on Heterogeneous Hydrocarbon Plasma Jet Interaction with Ni-Foil-Target// J. Condensed Matter Nucl. Sci. 2022. v.23. P.1–8.

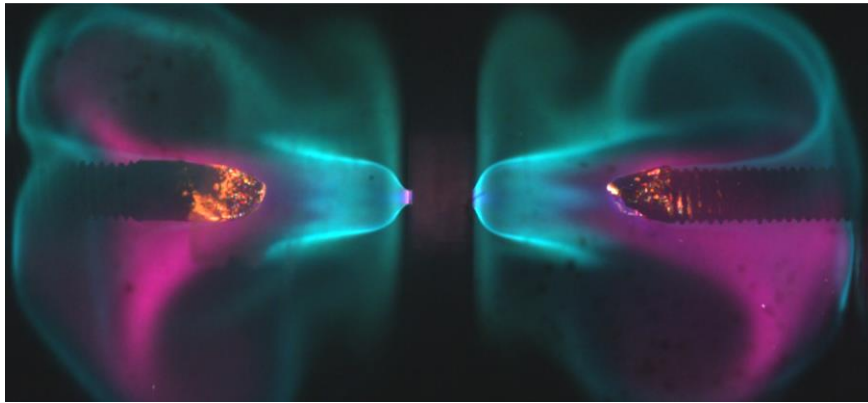
## **Features of Physical Properties of Heterogeneous Hydrocarbon Plasma Created by Pulsed Erosive Plasma Torch with Capillary Discharge and Remote Electrodes**

*A. Klimov\*, A. Pashchina, P. Kazanskii*

Joint Institute for High Temperature RAS, Moscow, Russia

\*klimov.anatoly@gmail.com

Experimental studies of heterogeneous plasma flow created by a pulsed plasma torch with an erosive capillary discharge and remote electrodes (EP) were continued [1,2]. Polyethylene (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> was used as the working substance in this plasma generator. The external remoted electrodes were made of nickel. The distance between the electrodes and working diaphragm of the capillary gap was 10 mm on each side. Argon with an initial pressure of 10 - 1000 Torr was used as the testing gas. In the experiment, a high-speed Phantom camera was used to study the structure and dynamics of a cluster plasmoid formed by the EP. The AvaSpec 2048 optical spectrograph was used to study the chemical composition and parameters of the erosive plasma jet. The final dust particles on the walls of the test chamber and on the electrodes were studied using the X-ray method (EDS). In this paper, experimental results on the structure and dynamics of heterogeneous plasma formations and their interaction with remote electrodes and test chamber walls are discussed. In addition, special attention is paid to the analysis of the obtained optical spectra and the chemical composition of dust particles on the walls of the test chamber and the surface of the electrodes.



*Figure 1. Heterogeneous plasma jets created by EP. Ar, initial pressure ~10 Torr, shooting frequency 10000 frames/sec, exposure duration -1 microsecond*

1. Pashchina A.S., Klimov A.I., Belov N.K., Tolkunov B.N. and Timirbulatov V.Kh. Pulsed plasma jet interaction with a metal targets // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1394. P. 012010.
2. Klimov A., Pashchina A. Experiment on Heterogeneous Hydrocarbon Plasma Jet Interaction with Ni-Foil-Target// J. Condensed Matter Nucl. Sci. 2022. v.23. P.1-8.

## 5.1 Преимущества струи холодной атмосферной плазмы, генерируемой положительным импульсным напряжением, для подавления роста опухоли *in vivo*

И. Швейгерт<sup>1\*</sup>, А. Александров<sup>1</sup>, Дм. Закревский<sup>2</sup>, Е. Милахина<sup>2</sup>,  
П. Гугин<sup>2</sup>, М. Бирюков<sup>3</sup>, О. Троицкая<sup>3</sup>, О. Коваль<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С. А.

Кристиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Россия

<sup>3</sup>Институт химической биологии и фундаментальной медицины СО РАН,  
Россия

\*e-mail: ivschweigert@gmail.com

Проведен анализ противоопухолевого эффекта многократной обработки злокачественных образований холодной плазменной струей (ХПС), генерируемой положительным импульсным (ПИ) напряжением и синусоидальным (С) напряжением *in vivo*. Перед воздействием на животных режим работы плазменной струи был оптимизирован в численном моделировании и в эксперименте. Для оценки эффективности различных режимов рассчитывался суммарный вклад энергии в возбуждение и ионизацию вблизи поверхности, измерялся ток разряда вблизи мишени, а также спектры излучения и температура поверхности. Сравнивались характеристики ХПС, зажигаемой С-напряжением и ПИ-напряжением с различной длительностью  $\tau_p$  и частотой импульсов. Наиболее эффективные режимы были использованы для экспериментов на животных. Опухолевые клетки СТ26 пересаживали мышам Balb/C подкожно. Как и было предсказано [1], результаты воздействия ХПС показали, что наиболее эффективными режимами ХПС являются режимы с С-напряжением с  $U=3,2$  кВ и  $f=50/4$  кГц и ПИ-напряжением с  $\tau_p=7$  мкс (рис. 1).

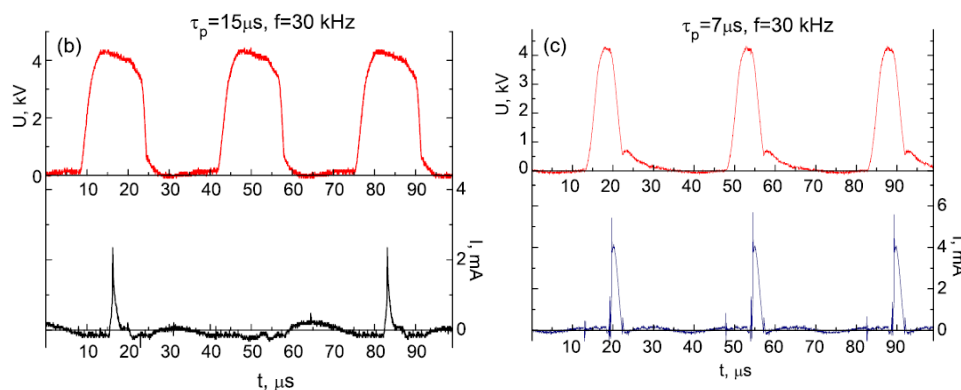


Рисунок 1. Напряжение и ток разряда, измеренный вблизи диэлектрической мишени для  $\tau_p=15$  мкс,  $f=30$  кГц (b) и  $\tau_p=7$  мкс,  $f=30$  кГц (c),  $U_p=4,2$  кВ.

Авторы благодарят Российский научный фонд, грант N 19-19-00255-П за финансовую поддержку.

1. Schweigert I., Zakrevsky Dm., Gugin P., Milakhina E., Biryukov M., Keidar M., Koval O.A. *Plasma Sources Sci and Technol.*, **31**, 114004 (2022).

## Advantages of cold atmospheric plasma jet ignited by positive pulsed voltage for tumor growth suppression in vivo

I. Schweigert<sup>1\*</sup>, A. Alexandrov<sup>1</sup>, Dm. Zakrevsky<sup>2</sup>, E. Milakhina<sup>2</sup>, P. Gugin<sup>2</sup>, M. Biryukov<sup>3</sup>, O. Troitskay<sup>3</sup>, O. Koval<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup>Novosibirsk State Technical University, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>3</sup>Institute of Chemical Biology and Fundamental Medicine, 630090, Russia

\*ivschweigert@gmail.com

Analysis of antitumor effect of multisteps treatment with cold atmospheric plasma jet generated with positive pulsed voltage and sinusoidal voltage was done with the experiments in vivo. Prior the treatment of animals, CAP operation mode was optimized in the fluid simulations and with the measurement of plasma jet characteristics. In simulations, for an estimation of different regime efficiency the total energy input in excitation and ionization near the surface was calculated. In the experiment, the discharge current near the target was measured, as well as the emission spectra and the surface temperature of treated target. The characteristics of plasma jet ignited with sinusoidal voltage and positive pulsed voltage with different pulse duration and frequency were compared. The most efficient regimes were used for the animal experiments. CT26 tumor cells were transplanted Balb/C mice subcutaneously. As it was predicted, the results of the treatment indicate that the most efficient CAPJ modes are with sinusoidal voltage with  $U=3.2$  kV and  $f=50/4$  kHz and pulsed voltage with the  $7 \mu s$  pulse duration (Figure 1) [1].

The authors thank Russian Science Foundation grant N 19-19-00255-П for financial support.

Figure 1. PP voltage and discharge current measured near the dielectric target with time for  $\tau p = 15 \mu s$ ,  $f = 30$  kHz (b) and  $\tau p = 7 \mu s$ ,  $f = 30$  kHz (c),  $U_p = 4.2$  kV.

1. Schweigert I., Zakrevsky Dm., Gugin P., Milakhina E., Biryukov M., Keidar M., Koval O.A. *Plasma Sources Sci and Technol.*, **31**, 114004 (2022).

▲▲▲



## 5.2 Сравнение действия нетермальной плазмы и гамма-излучения на мицелий *Phytophthora spp.* на питательной среде

Д.И. Петрухина, Н.В. Глущенко, Н.А. Васильева, И.В. Полякова,  
В.И. Шишк, О.В. Тхори, В.А. Харламов\*

ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии», Обнинск, Россия

\* kharlamof@gmail.com

В России среди наиболее опасных заболеваний картофеля, томатов и других пасленовых выделяют фитофтороз. Вызывают это заболевание оомицеты, паразиты высших растений рода *Phytophthora*. Главная опасность болезни – это огромная скорость её развития [1].

Интерес представляют возможности использования низкотемпературной плазмы для подавления фитопатогена, а также сравнение с радиационной обработкой.

Цель представленного исследования состояла в сравнении радиационного ответа фитопатогена *Phytophthora spp.* на гамма-облучение и ответа на воздействие нетермальной аргоновой плазмы при атмосферном давлении.

Объектом исследования служил изолят дикого штамма *Phytophthora spp.* Данный изолят был выделен с поверхности картофеля в Институте картофелеводства имени А.Г. Лорха. Поверхностное культивирование фитопатогена проводили в чашках Петри на картофельно-сахарозном агаре (КСА) с добавлением молочной кислоты. С недельных культур оомицета мицелий размером 2 x 2 мм был инокулирован в центр чашки Петри со средой КСА.

Гамма-облучение проводили через 2-4 часа после пересадки мицелия на установке ГУР-120 (ФГБНУ ВНИИРАЭ). Величины поглощенных доз были следующие: 0 (контроль), 0,5; 1,0; 2,0 и 3,0 кГр. Дозиметрию проводили с помощью универсального дозиметра ДКС-01 с учетом известной мощности дозы. Обработку плазменной струей аргоновой нетермальной плазмы проводили через 2-4 часа после посева с экспозицией 5 мин и 15 мин. Расстояние от источника составило 13 см. Расход аргона: 4,5 л/мин. Использовали оригинальный аппаратный комплекс для создания нетермальной плазмы, разработанный в ФГБНУ ВНИИРАЭ. Все варианты экспериментов были проведены в 3 параллелях. Наблюдение за скоростью роста вели в течении 15 дней.

Результаты исследования по радиационному ответу *Phytophthora spp.* приведены на рисунке 1. Согласно полученным результатам, доза 0,5 кГр не оказывает значимого влияния на развитие фитопатогена. Доза в 1,0 действует угнетающе на рост в течении 3 суток, в 2,0 кГр действуют на рост *Phytophthora spp.* только в первую неделю культивирования. Доза в 3 кГр недостаточна для

полного уничтожения мицелия *Phytophthora spp*, но дает задержку в росте порядка 80% на весь срок эксперимента.

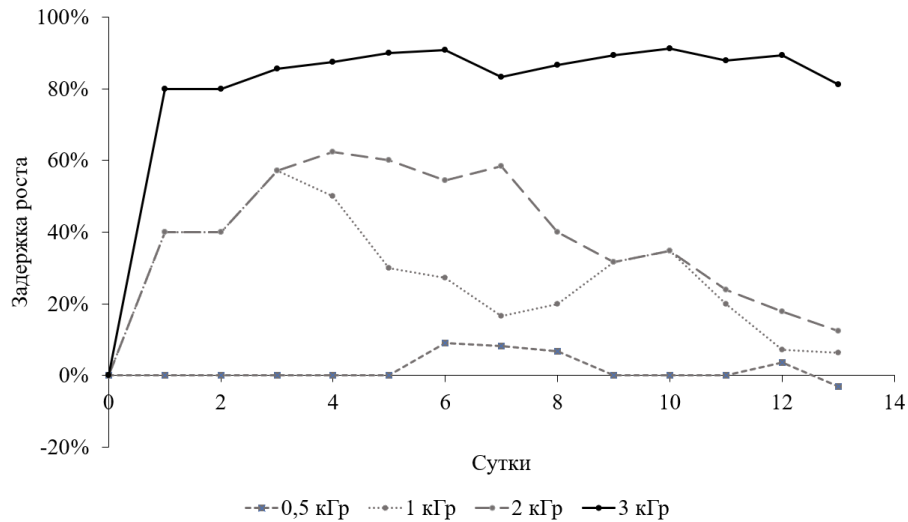


Рисунок 1. Влияние гамма-излучения на задержку роста мицелия *Phytophthora spp*.

Результаты эксперимента с нетермальной плазмой приведены на рисунке 2. В первые 5 дней мицелий, обработанный в течении 5 мин, не показал изменений в росте относительно контроля, затем вплоть до 15 суток наблюдалась задержка роста около 3- 7%. Образцы после 15 мин обработки плазмой, сразу показали отставание в росте. С 2 по 6 сутки зарержка роста составила 12 %, затем последовал спад на 11 сутки, а с 12 суток вновь наблюдается тенденция к задержке роста (7%). Данный факт требует более

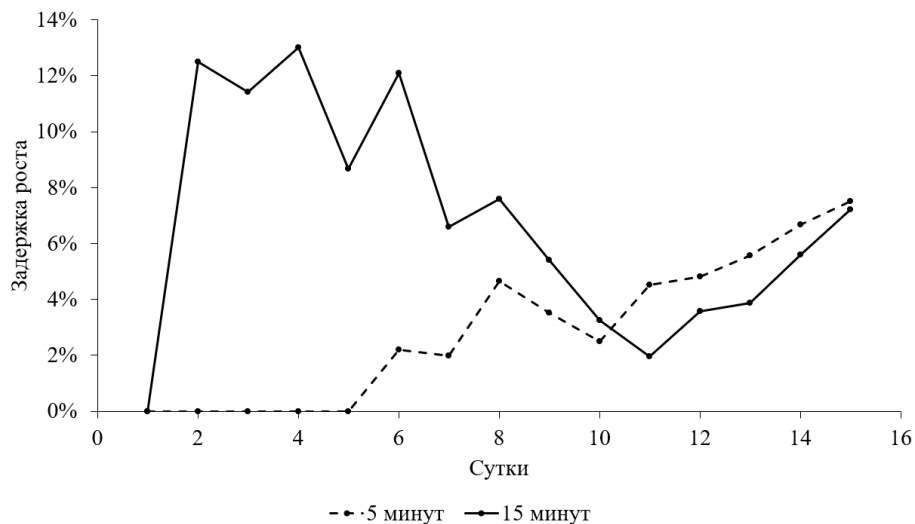


Рисунок 2. Влияние нетермальной плазмы на задержку роста мицелия *Phytophthora spp*.

детального изучения эффективности влияния нетермальной плазмы на возбудителя фитофтороза в перспективе длительного хранения продукции овощеводства.

Таким образом, обработка аргоновой нетермальной плазмой в течение 15 минут вызывает задержку в росте мицелия *Phytophthora spp*. на 12% в начальном

периоде наблюдения (до 6 суток). Обработка гамма-излучением в дозах 1-2 кГр в начальный период наблюдения вызывает более выраженную задержку в росте мицелия – до 60 %. Доза 3 кГр значимо (более 80 %) ингибировала рост мицелия *Phytophthora spp.* на всем протяжении наблюдений.

1. Кузнецова М. А., Стацюк Н. В., Рогожин А. Н. и др. Опасное заболевание картофеля // Защита и карантин растений. - 2020. - № 2. - С. 7-13.

## **Comparison of the effect of non-thermal plasma and gamma radiation on the mycelium of *Phytophthora spp.* on a nutrient medium**

*D.I. Petrukhina, N.V. Gluchshenko, N.A. Vasilieva, I.V. Polyakova,  
V.I. Shishko, O.V. Tkhorik, V.A. Kharlamov \**

Russian Institute of Radiology and Agroecology, Obninsk, Russia

\* kharlamof@gmail.com

In Russia, late blight is distinguished among the most dangerous diseases of potatoes, tomatoes and other nightshades. This disease is caused by oomycetes, parasites of higher plants of the genus *Phytophthora*. The main danger of the disease is the huge speed of its development [1].

Of interest are the possibilities of using low-temperature plasma to suppress a phytopathogen, as well as a comparison with radiation treatment.

The purpose of the presented study was to compare the radiation response of the phytopathogen *Phytophthora spp.* to gamma irradiation and response to exposure to non-thermal argon plasma at atmospheric pressure.

The object of the study was an isolate of a wild strain of *Phytophthora spp.* This isolate was isolated from the surface of potatoes at Russian Potato Research Centre. Surface cultivation of the phytopathogen was carried out in Petri dishes on potato sucrose agar (PSA) with the addition of lactic acid. From weekly cultures of the oomycete, 2 × 2 mm mycelium was inoculated into the center of the Petri dish with PSA medium.

Gamma irradiation was carried out 2–4 hours after mycelium transplantation using the GUR-120 unit (RIRAE, Obninsk). The absorbed dose values were as follows: 0 (control), 0.5; 1.0; 2.0 and 3.0 kGy. Dosimetry was carried out using a universal dosimeter DKS-01, taking into account the known dose rate. Treatment with a plasma jet of argon non-thermal plasma was carried out 2-4 hours after seeding with an exposure of 5 minutes and 15 minutes. The distance from the source was 13 cm. Argon flow: 4.5 l/min. We used an original hardware complex for creating non-thermal plasma, developed at RIRAE (Obninsk). All variants of the experiments were carried out in 3 parallels. The growth rate was monitored for 15 days.

The results of a study on the radiation response of *Phytophthora spp.* shown in Figure 1. According to the obtained results, the dose of 0.5 kGy does not have a

significant effect on the development of the phytopathogen. A dose of 1.0 has a depressing effect on growth for 3 days, a dose of 2.0 kGy has an effect on the growth of *Phytophthora spp.* only in the first week of cultivation. A dose of 3 kGy is insufficient to completely destroy the mycelium of *Phytophthora spp.*, but it gives a growth delay of about 80% for the entire duration of the experiment.

The results of the experiment with non-thermal plasma are shown in Figure 2. In the first 5 days, the mycelium, treated for 5 minutes, showed no changes in growth relative to the control, then up to 15 days there was a growth delay of about 3-7%. Samples after 15 minutes of plasma treatment immediately showed growth delay. From the 2nd to the 6th day, growth delay was 12%, followed by a decline on the 11th day, and from the 12th day there is again a tendency to growth delay (7%). This fact requires a more detailed study of the effectiveness of the influence of non-thermal plasma on the pathogen of late blight in the long term for long-term storage of vegetable products.

Thus, treatment with argon non-thermal plasma for 15 minutes causes a delay in the growth of the mycelium of *Phytophthora spp.* by 12% in the initial observation period (up to 6 days). Treatment with gamma radiation in doses of 1-2 kGy in the initial period of observation causes a more pronounced delay in the growth of mycelium - up to 60%. A dose of 3 kGy significantly (more than 80%) inhibited the growth of the mycelium of *Phytophthora spp.* throughout the observation period.

*Figure 1. Effect of gamma radiation on growth delay of the mycelium of Phytophthora spp.*

*Figure 2. Effect of non-thermal plasma on growth delay of mycelium of Phytophthora spp.*

1. Kuznetsova M.A., Statsyuk N.V., Rogozhin, A.N., et al., Dangerous potato disease// Plant Protection and Quarantine. - 2020. - No. 2. - P. 7-13.



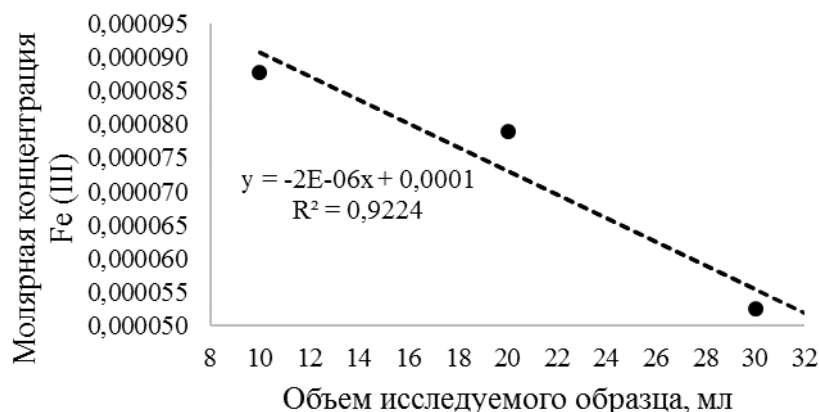
## **Изучение влияния толщины слоя раствора дозиметра Фрикке при обработке нетермальной аргоновой плазмой**

**Д.В. Басырова, И.М. Меджидов, В.А. Харламов, С.А. Горбатов**

НИЦ «Курчатовский институт» ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии», Обнинск  
reckunowa.dasha@yandex.ru, gorbatovsa004@gmail.com

Источником аргоновой нетермальной плазмы является установка, созданная в ФГБНУ ВНИИРАЭ, Обнинск [1], газовый концентратор которой применяется для обработки биообъектов в экспериментальных исследованиях разной направленности [2]. Цель данной работы - исследовать и сравнить окислительные свойства при плазменной обработке дозиметра Фрикке с различной толщиной слоя раствора.

При плазменной обработке ферросульфатного дозиметра, взятого в разных объемах, наблюдается линейная зависимость от изменения концентрации ионов  $\text{Fe}^{3+}$  (рис.1.).



*Рисунок 1. Зависимость концентрации ионов железа (III) в растворе дозиметра Фрикке от объема исследуемой пробы.*

На основании полученных данных можно сделать вывод, что при плазменной обработке преобладает поверхностный контакт с образцом, так как с увеличением толщины слоя раствора концентрация ионов железа (III) понизилась в 1,7 раза (от  $8,77 \cdot 10^{-5}$  до  $5,25 \cdot 10^{-5}$ ). Таким образом, данный метод можно использовать в борьбе с поверхностным загрязнением биообъектов микроорганизмами, плесневыми грибами и дрожжами. Однако следует обратить внимание на то, что внутреннее загрязнение практически на порядок выше, чем поверхностное.

1. The Low-Cost Microwave Source of Non- Thermal Plasma / V. Tikhonov [et al.] // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk, Russia. 2020. P. 596-599.  
Petrukhina D., Gorbatov S., Tkhorik O., Medzhidov I., Tikhonov V., Shishko V., Ivanov I., Tikhonov A., Gluchshenko N. and Kharlamov V. // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2022. V. 2270. №. 1. P. 012012. doi 10.1088/1742-6596/2270/1/012012.

## **Study of the influence of the layer thickness of the Fricke dosimeter solution during treatment with non-thermal argon plasma (NTAP)**

***D.V. Basyrova, I.M. Medzhidov, V.A. Kharlamov, S.A. Gorbatov***  
National Research Centre "Kurchatov Institute" Russian Institute of Radiology and Agroecology, Obninsk, Kaluga region, Russia  
reckunowa.dasha@yandex.ru, gorbatovsa004@gmail.com

The source of non-thermal argon plasma (NTAP) is the installation created at the RIRAE, Obninsk [1]. The gas concentrator is used for processing biological objects

in experimental studies of various directions [2]. The purpose of this work is to investigate and compare the oxidative properties of plasma treatment of a Fricke dosimeter with different solution layer thicknesses.

During plasma treatment of a ferrosulfate dosimeter taken in different volumes, a linear dependence on the change in the concentration of  $\text{Fe}^{3+}$  ions is observed (Fig. 1).

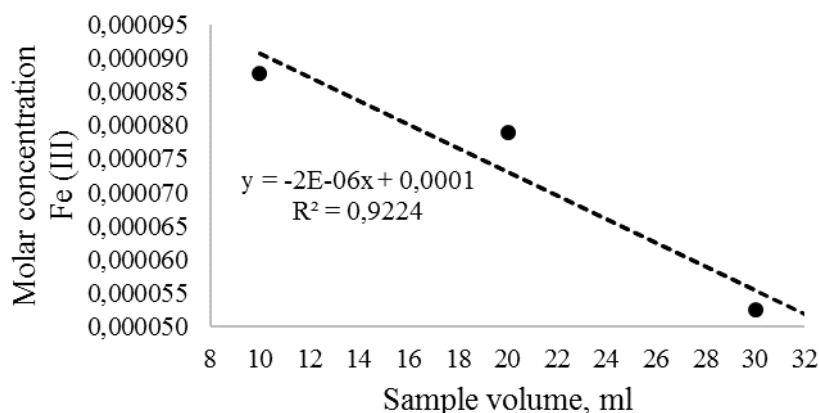


Figure 1. Dependence of the concentration of iron (III) ions in the solution of the Fricke dosimeter on the volume of the test sample.

Based on the data obtained, it can be concluded that during plasma treatment, surface contact with the sample predominates, since with an increase in the thickness of the solution layer, the concentration of iron (III) ions decreased by 1.7 times (from  $8.77 \cdot 10^{-5}$  to  $5.25 \cdot 10^{-5}$ ). Thus, this method can be used in the fight against surface contamination of biological objects with microorganisms, molds and yeasts. However, it should be noted that internal pollution is almost an order of magnitude higher than surface pollution.

1. The Low-Cost Microwave Source of Non- Thermal Plasma / V. Tikhonov [et al.] // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk, Russia. 2020. P. 596-599.
2. Petrukhina D., Gorbatov S., Tkhorik O., Medzhidov I., Tikhonov V., Shishko V., Ivanov I., Tikhonov A., Gluchshenko N. and Kharlamov V. // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2022. V. 2270. №. 1. P. 012012. doi 10.1088/1742-6596/2270/1/012012.



## 6.1 Перспективы и проблемы использования метановодородных газовых смесей

*В.С. Арутюнов*<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва, Россия

\*v\_arutyunov@mail.ru

Рост озабоченности наблюдаемыми изменениями климата и возможными в будущем проблемами с сырьем для мировой энергетики стимулируют дискуссию и усилия по исследованию перспектив использования различных альтернативных источников энергии. Поскольку уже очевидно, что мировые ресурсы возобновляемых источников энергии (ВИЭ) недостаточны для решения ни климатических, ни энергетических проблем [1], возник интерес к широкомасштабному использованию водорода и водородсодержащих газов как экологически чистым и возобновляемым источникам энергии и даже к возможности глобального перехода к «водородной энергетике».

Необходимо сразу прояснить несколько принципиальных моментов, часто неучитываемых в дискуссиях о перспективах «водородной энергетике». Во-первых, на нашей планете нет значительных источников несвязанного свободного водорода, поэтому водород не может рассматриваться в качестве источника энергии, а только как вторичный энергоноситель. Соответственно, его необходимо производить на базе первичных источников энергии или ВИЭ, причем с неизбежной потерей их первичного энергосодержания. Для самых эффективных современных газохимических технологий энергетический КПД такого преобразования не превышает 30–50%, а для ВИЭ еще в 5 раз ниже [2]. При этом ВИЭ в принципе не могут обеспечить производство более нескольких процентов того объема водорода, который необходим, чтобы обеспечить потребности даже современной мировой энергетики [3], не говоря уже о ее перспективах.

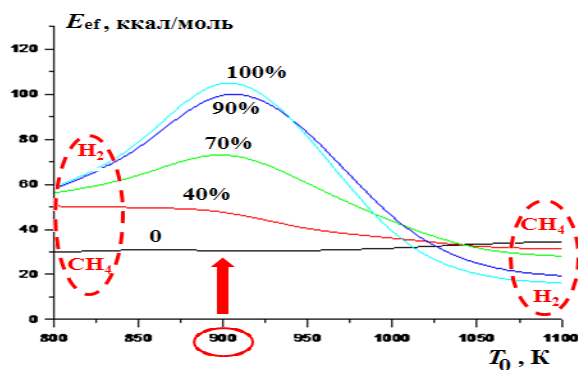
Во-вторых, водород – это низкокалорийное топливо. Объемная теплота сгорания газообразного  $H_2$  в 4 раза ниже, чем у  $CH_4$ , а объемная теплота сгорания жидкого  $H_2$  в 4 раза ниже, чем у бензина.

В-третьих, водород обладает очень низкими потребительскими качествами. Затраты энергии на компримирование  $H_2$  в 8,5 раз выше, чем  $CH_4$ , а конструкционные материалы разрушаются при длительном контакте с водородом, особенно при высоких давлениях (водородное охрупчивание). В настоящее время нет реальных систем хранения, распределения и транспортировки промышленных объемов  $H_2$  и даже перспективных подходов к их созданию. Определенную проблему при использовании в быту и на транспорте представляют также высокая скорость горения и широкие пределы воспламенения водорода.

В связи с этими проблемами высока вероятность того, что при любом сценарии расширения масштабов использования водорода в энергетике первоначально, а возможно и в последующем, наиболее широко будут использоваться содержащие водород смеси, прежде всего, с метаном, а также с оксидом углерода (синтез-газ).

Практическое применение водорода и его смесей с метаном и другими газами осложняется тем обстоятельством, что в области условий их наиболее вероятного использования в энергетике (ГТУ), на транспорте (ДВС), газохимической промышленности (синтез аммиака, метанола, синтетических углеводородов) и в бытовом секторе, а это  $T = 600\text{--}900\text{ К}$  и  $P = 1\text{--}40\text{ атм}$ , происходят существенные изменения в механизме его окисления. Это сложным образом влияет как на условия его использования в горелочных устройствах и двигателях, так и на обеспечение безопасности при работе с ним.

Суть изменений, происходящих в механизме окисления водорода, в том, что при температурах ниже  $\sim 900\text{ К}$  образующиеся в присутствии кислорода пероксидные радикалы  $\text{HO}_2\cdot$  малоактивны и не продолжают цепной процесс, а преимущественно погибают в результате взаимной рекомбинации с образованием пероксида водорода  $\text{H}_2\text{O}_2$ , который при этих температурах достаточно стабилен. Но при  $T > 900\text{ К}$   $\text{H}_2\text{O}_2$  уже быстро распадается ( $\text{H}_2\text{O}_2$  turnover), приводя к разветвлению цепей, что кардинально меняет кинетику процесса, и проявляется в существенно различной зависимости в этой области от температуры и давления метановодородных смесей с различным содержанием водорода, например, в отношении такого базового параметра, как эффективная энергия активации задержки воспламенения (Рисунок 1).



**Рисунок 1.** Расчетная температурная зависимость энергии активации  $E_{ef}$  задержки воспламенения стехиометрических смесей  $\text{CH}_4\text{-H}_2\text{-воздух}$  от  $T_0$  при различной концентрации  $\text{H}_2$  (%).  $P_0 = 1\text{ атм}$ .

Что касается перспектив использования водорода в качестве глобального энергоносителя, то впервые эта идея появилась еще в 60-х годах прошлого века в связи с перспективами создания термоядерной энергетики, и без нее вряд ли реальна. Но даже при ее появлении низкие потребительские свойства водорода делают предпочтительным синтез метана и жидких УВ.

1. Арутюнов В.С., Лисичкин Г.В. Энергетические ресурсы XXI столетия: проблемы и прогнозы. Могут ли возобновляемые источники энергии заменить ископаемое топливо? Успехи химии. 2017. Т.86. №8. С. 777-804.
2. Арутюнов В.С. Водородная энергетика: Значение, источники, проблемы, перспективы. Нефтехимия. 2022. Т. 62. № 4. С. 459–470.
3. Arutyunov V.S. On the sources of hydrogen for the global replacement of hydrocarbons. Academia Letters. 2021. Article 3692. <https://doi.org/10.20935/AL3692>.

## Prospects and problems of using methane-hydrogen gas mixtures

*Vladimir Arutyunov*<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> N.N. Semenov Federal Research Center for Chemical Physics,  
Russian Academy of Sciences

\*v\_arutyunov@mail.ru

The growing concern about the observed climate changes and possible future problems with raw materials for global energy stimulates discussion and efforts to explore the prospects for the use of various alternative energy sources. Since it is already obvious that the world's renewable energy resources are insufficient to solve either climate or energy problems [1], there has been interest in the large-scale use of hydrogen and hydrogen-containing gases as environmentally friendly and renewable energy sources (RES) and even the possibility of a global transition to "hydrogen energy".

It is necessary to immediately clarify several fundamental points that are often not taken into account in discussions about the prospects of "hydrogen energy". Firstly, there are no significant sources of unbound free hydrogen on our planet, so hydrogen cannot be considered as an energy source, but only as a secondary energy carrier. Accordingly, it must be produced on the basis of primary energy sources or RES, and with the inevitable loss of their primary energy content. For the most efficient modern gas chemical technologies, the energy efficiency of such a conversion does not exceed 30-50%, and for RES it is 5 times lower [2]. At the same time, RES, in principle, cannot ensure the production of more than a few percent of the volume of hydrogen that is necessary to meet the needs of even modern world energy [3], not to mention its prospects.

Secondly, hydrogen is a low-calorie fuel. The volumetric heat of combustion of gaseous H<sub>2</sub> is 4 times lower than that of CH<sub>4</sub>, and the volumetric heat of combustion of liquid H<sub>2</sub> is 4 times lower than that of gasoline.

Thirdly, hydrogen has very low consumer qualities. The energy cost of compressing H<sub>2</sub> is 8.5 times higher than that for CH<sub>4</sub>, and structural materials are destroyed by prolonged contact with hydrogen, especially at high pressures (hydrogen embrittlement). Currently, there are no real systems for storing, distributing and transporting industrial volumes of H<sub>2</sub> and even promising approaches to their creation. A certain problem when used in everyday life and in transport is also the high combustion rate and wide ignition limits of hydrogen.

In connection with these problems, it is highly likely that in any scenario of expanding the use of hydrogen in the energy sector, initially, and possibly in the future, mixtures containing hydrogen, primarily with methane, as well as with carbon monoxide (syngas), will be most widely used.

The practical application of hydrogen and its mixtures with methane and other gases is complicated by the fact that in the field of conditions of their most likely use in power engineering (GT), transport (ICE), gas chemical industry (synthesis of ammonia, methanol, synthetic hydrocarbons) and in the household sector, and this is  $T = 600\text{--}900\text{ K}$  and  $P = 1\text{--}40\text{ atm}$ , there are significant changes in the mechanism of its oxidation. This has a complex effect both on the conditions of its use in burners and engines, and on ensuring safety when working with it.

The essence of the changes occurring in the mechanism of hydrogen oxidation is that at temperatures below  $\sim 900\text{ K}$ , the  $\text{HO}_2^\bullet$  peroxide radicals formed in the presence of oxygen are inactive and do not continue the chain process, but mainly decay in mutual recombination with the formation of hydrogen peroxide  $\text{H}_2\text{O}_2$ , which is quite stable at these temperatures. But at  $T > 900\text{ K}$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  already decays rapidly ( $\text{H}_2\text{O}_2$  turnover), leading to branching of chains, which radically changes the kinetics of the process, and manifests itself in a significantly different dependence in this area on the temperature and pressure of methane-hydrogen mixtures with different hydrogen content, for example, with respect to such a basic parameter as the effective activation energy of the ignition delay (Figure 1).

As for the prospects of using hydrogen as a global energy carrier, for the first time this idea appeared back in the 60s of the last century in connection with the prospects of creating thermonuclear energy, and without it it is hardly real. But even with its appearance, the low consumer qualities of hydrogen make the synthesis of methane and liquid hydrocarbons preferable.

*Figure 1. The calculated temperature dependence of the activation energy  $E_{ef}$  of the ignition delay of stoichiometric mixtures  $\text{CH}_4\text{-H}_2\text{-air}$  on  $T_0$  at different concentrations of  $\text{H}_2$  (%).  $P_0 = 1\text{ atm}$ .*

1. Arutyunov V.S., Lisichkin G.V. Energy resources of the 21st century: problems and forecasts. Can renewable energy sources replace fossil fuels? Russ. Chem. Rev. 2017. V.86 (8). P. 777–804. DOI: <https://doi.org/10.1070/RCR4723>.
2. Arutyunov V.S. Hydrogen Energy: Significance, Sources, Problems, and Prospects (A Review). Petroleum Chemistry. 2022. V. 62. No. 6. P. 583–593. DOI: [10.1134/S0965544122040065](https://doi.org/10.1134/S0965544122040065).
3. Arutyunov V.S. On the sources of hydrogen for the global replacement of hydrocarbons. Academia Letters. 2021. Article 3692. <https://doi.org/10.20935/AL3692>.



## 6.2 Детальные и гибридные модели колебательно-химической кинетики CO<sub>2</sub>

*Кустова Е.В.\**, *Мехоношина М.А.*, *Кунова О.В.*

Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

\*e.kustova@spbu.ru

Моделирование колебательно-химической кинетики углекислого газа востребовано во многих современных приложениях и технологиях, от входа в атмосферу Марса до экологических проблем и конверсии CO<sub>2</sub>. Передовые низкотемпературные плазменные технологии, основанные на распаде колебательно возбужденного CO<sub>2</sub>, привлекательны своей эффективностью [1, 2]. Для разработки таких методов важно детальное знание механизмов колебательной релаксации. Поуровневые модели представляют собой эффективный инструмент для выявления доминирующих механизмов и последующей разработки упрощенных кинетических схем [3]. Однако их применение в гидродинамике вряд ли возможно вследствие больших вычислительных затрат. Сокращенные гибридные многотемпературные модели, основанные на предварительной оценке поуровневых процессов [4, 5], сочетают в себе хорошую точность и вычислительную эффективность и поэтому весьма перспективны в вычислительной гидродинамике.

Одной из ключевых проблем при разработке поуровневых и сокращенных моделей является поиск надежных данных о поуровневых коэффициентах скорости химических реакций и колебательных переходов, что особенно сложно в CO<sub>2</sub> из-за конкуренции внутримодовых и межмодовых обменов энергией. В настоящей работе мы реализуем две модели колебательных переходов: широко используемую модель SSH [6] и модель FHO [7], обобщенную для CO<sub>2</sub> [8]. Задача о пространственно-однородной релаксации решается с использованием поуровневого подхода и гибридной многотемпературной модели, учитывающей различные температуры симметричной, деформационной и антисимметричной мод CO<sub>2</sub>. Получено хорошее совпадение результатов моделирования в поуровневом и гибридном подходах, в отличие от случая с использованием традиционной модели Ландау-Теллера. Обнаружены различные доминирующие механизмы релаксации для моделей SSH и FHO, а также существенная разница в общем времени релаксации CO<sub>2</sub>. Модель FHO обеспечивает гораздо лучшее согласие с экспериментально измеренным временем релаксации и показывает более сильную связь между межмодовыми VV и внутримодовыми VT переходами.

Работа выполнена при финансовой поддержке СПбГУ (ID проекта 94034084).

1. A. Fridman. *Plasma Chemistry*. New York: Cambridge University Press, 2008.
2. L. D. Pietanza, *et al.*, *Eur. Phys. J. D* 75, 237 (2021).
3. O. Kunova, A. Kosareva, E. Kustova, E. Nagnibeda, *Phys. Rev. Fluids* 5, 123401 (2020).

4. A. Kosareva, O. Kunova, E. Kustova, E. Nagnibeda, *Phys. Fluids* 33, 016103 (2021).
5. A. Kosareva, O. Kunova, E. Kustova, E. Nagnibeda, *Phys. Fluids* 34, 026105 (2022).
6. R. N. Schwartz, Z. I. Slawsky, K. F. Herzfeld, *J. Chem. Phys.* 20, 1591 (1952).
7. I. V. Adamovich, *et al.*, *J. Thermophys. Heat Transfer* 12, 57 (1998).
8. A. Kosareva, E. Kustova, M. Mekhonoshina, *Plasma Source Sci. Techn.* 34, 026105 (2022).

## Detailed and hybrid models for CO<sub>2</sub> vibrational-chemical kinetics

*Kustova E.V.\**, *Mekhonoshina M.A.*, *Kunova O.V.*

Saint Petersburg State University,  
7/9 Universitetskaya nab., 199034, Saint Petersburg, Russian Federation  
\*e.kustova@spbu.ru

Simulation of coupled vibrational-chemical kinetics in carbon dioxide is required in many modern applications and technologies, from Mars planetary entry to environmental problems and CO<sub>2</sub> conversion. Advanced low-temperature plasma technologies based on vibrationally driven CO<sub>2</sub> decomposition are very beneficial from the point of view of efficiency [1, 2]. To develop such techniques, detailed knowledge on the vibrational relaxation mechanisms is of importance. State-to-state models provide an efficient tool for identifying dominant vibrational-chemical mechanisms and consequent development of reduced kinetic schemes [3]. However, their implementation to fluid dynamics is hardly possible due to high computational costs. Reduced hybrid multi-temperature models based on preliminary evaluation of state-to-state reaction channels [4, 5] combine good accuracy and computational efficiency and thus are rather promising in computational fluid dynamics.

One of the key issues in developing both state-to-state and reduced models is to find reliable data for state-specific rate coefficients of chemical reactions and vibrational energy transitions, which is particularly challenging in CO<sub>2</sub> due to the competition of intra-mode and inter-mode energy exchanges. In the present study, we implement two models for the rate coefficients of vibrational transitions: the widely used Schwartz-Slawsky-Herzfeld model (SSH) [6] and the forced harmonic oscillator model (FHO) [7] generalized recently for CO<sub>2</sub> [8]. The adiabatic bath problem is solved using the state-to-state approach and the hybrid multi-temperature model assuming different temperatures of symmetric, bending and asymmetric CO<sub>2</sub> modes. Good agreement between the results of simulations in the state-to-state and hybrid approaches is obtained, contrary to the case of the traditional Landau-Teller model. Various dominating relaxation mechanisms are found for the SSH and FHO models as well as a significant difference in the overall CO<sub>2</sub> relaxation time. The FHO model provides much better agreement with the experimentally measured relaxation time and shows stronger coupling between inter-mode VV and intra-mode VT transitions.

The study is supported by Saint Petersburg State University, project ID 94034084.



1. A. Fridman. Plasma Chemistry. New York: Cambridge University Press, 2008.
2. L. D. Pietanza, *et al.*, Eur. Phys. J. D 75, 237 (2021).
3. O. Kunova, A. Kosareva, E. Kustova, E. Nagnibeda, Phys. Rev. Fluids 5, 123401 (2020).
4. A. Kosareva, O. Kunova, E. Kustova, E. Nagnibeda, Phys. Fluids 33, 016103 (2021).
5. A. Kosareva, O. Kunova, E. Kustova, E. Nagnibeda, Phys. Fluids 34, 026105 (2022).
6. R. N. Schwartz, Z. I. Slawsky, K. F. Herzfeld, J. Chem. Phys. 20, 1591 (1952).
7. I. V. Adamovich, *et al.*, J. Thermophys. Heat Transfer 12, 57 (1998).
8. A. Kosareva, E. Kustova, M. Mekhonoshina, Plasma Source Sci. Techn. 34, 026105 (2022).



### 6.3 Конверсия CO<sub>2</sub> в микроволновом плазменном факеле в непрерывном и импульсном режиме: особенности одномерного и двумерного подходов

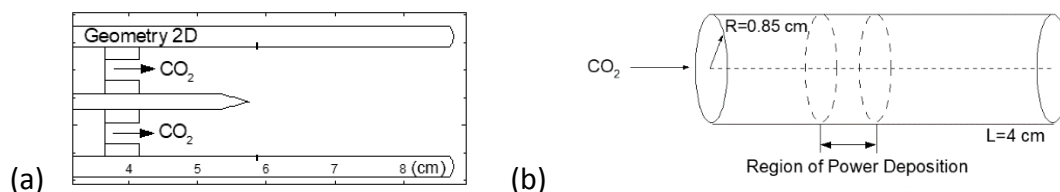
*Н. Бабаева\**, *Г. Найдис*, *Д. Терешонок*, *Е. Перов*, *Л. Волков*,  
*М. М. Васильев*, *О. Ф. Петров*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*nybabaeva@gmail.com

Микроволновые (СВЧ) разряды считаются наиболее перспективными устройствами для конверсии CO<sub>2</sub> [1,2]. В настоящем исследовании мы изучаем конверсию CO<sub>2</sub> в микроволновом плазменном факеле атмосферного давления. Демонстрируются различные этапы преобразования двуокиси углерода с использованием 2D и 1D моделей. Для обеих моделей используются одинаковые наборы химических реакций, сечений, профилей мощности и одинаковые размеры плазменной области.

Используется двумерная модель *nonPDPSIM*, которая работает на неструктурированных сетках с несколькими зонами разрешения плазменной области. Одномерное моделирование выполнено с использованием глобальной кинетической модели *GlobalKin*.

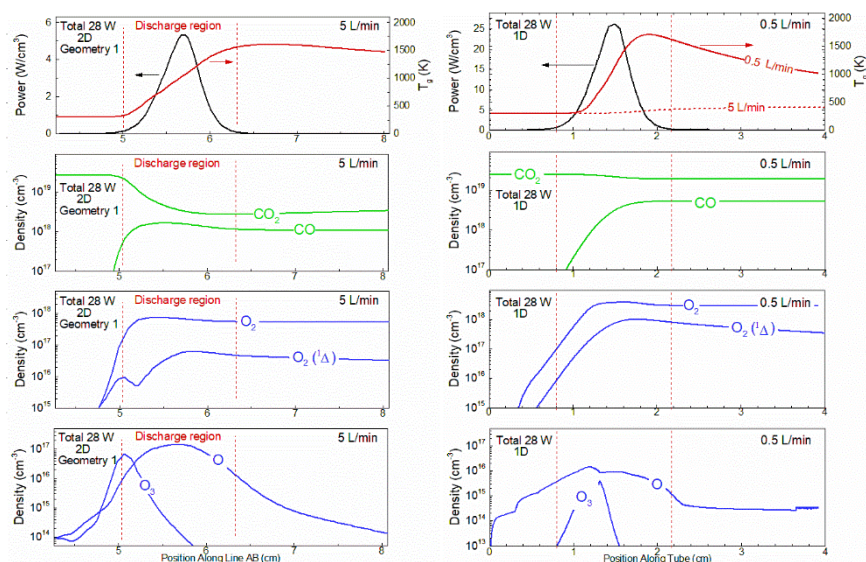


**Рисунок 1.** Геометрия СВЧ устройства, используемая при (a) 2D расчетах (*nonPDPSIM*) и (b) 1D расчетах (*GlobalKin*).

Схема СВЧ устройства показана на рисунке 1. Газ CO<sub>2</sub> инжектируется через входные отверстия, как показано стрелками на рисунке 1. Скорость потока составляет 5 л/мин. Плазма образуется вблизи осевого электрода.

Внутренний диаметр трубки 1,7 см. Размеры плазменной области в 1D расчетах строго соответствуют размерам двумерной геометрии.

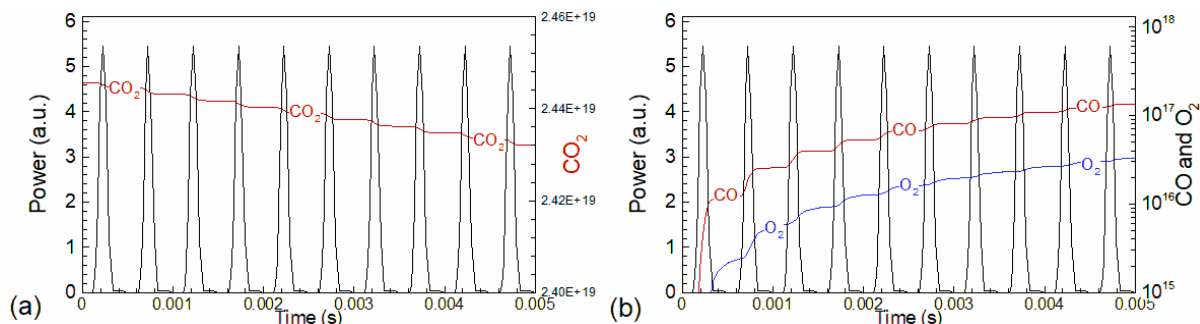
Используя 1D-модель мы ожидали получить результаты, близкие к 2D расчетам. Однако температура газа и состав плазмы в 1D-модели сильно отличались от 2D данных. Тогда мы пересмотрели результаты 2D расчетов и обнаружили, что причиной наблюдаемых несоответствий является обратный (upstream) поток газа вблизи центрального электрода. В результате время пребывания газа в разрядной области было намного больше, чем в 1D модели, которая этот эффект не отслеживает. Когда скорость потока в 1D расчетах была скорректирована, наблюдалось удовлетворительное соответствие между обеими моделями (рисунок 2).



**Рисунок 2.** Сравнение конверсии  $\text{CO}_2$  при использовании 2D и 1D подходов. На кадрах сверху вниз показаны профили: мощности и температуры газа, концентрации  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ , концентрации  $\text{O}_2$  и  $\text{O}_2(^1\Delta)$ , атомов кислорода  $\text{O}$  и озона  $\text{O}_3$ . (a) 2D-моделирование, мощность 28 Вт, скорость потока 5 л/мин. (b) 1D-моделирование, мощность 28 Вт, скорость потока 0,5 л/мин (скорректированная скорость). На верхнем правом кадре показан температурный профиль, рассчитанный при скорости потока 5 л/мин.

Эффективность конверсии  $\text{CO}_2$  можно повысить, используя импульсный режим работы СВЧ-установки, регулируя скорость потока, длительность импульса и коэффициент скважности. Для очень коротких импульсов энергия импульса уходит на генерацию самой плазмы. Для длинных импульсов энергия может расходоваться на нагрев газа. Оптимальная модуляция мощности и соответствующее время пребывания газового потока в области энерговыделения позволяют эффективно диссоциировать  $\text{CO}_2$  (рисунок 3).

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 21-42-04420)



**Рисунок 3.** Импульсный режим конверсии  $\text{CO}_2$ , 1D расчет (a) Профили импульсов и расход  $\text{CO}_2$  (линейная шкала). (b) Профили импульсов и наработка  $\text{CO}$  и  $\text{O}_2$  (логарифмическая шкала). Скорость потока 5 л/мин, мощность 150 Вт, импульс 0,5 мс, скважность 50%.

1. N. Yu. Babaeva and G. V. Naidis, "On the efficiency of  $\text{CO}_2$  conversion in corona and dielectric-barrier discharges", *Plasma Sources Sci. Technol.* 30, 03LT03 (2021).
2. N. Yu. Babaeva, G. V. Naidis, D. V. Tereshonok, T. Chernishev, L. Volkov, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, " $\text{CO}_2$  conversion in a microwave plasma torch: 2D vs 1D approaches", submitted to *Plasma Sources Sci. Technol* (2023).

## **$\text{CO}_2$ conversion in a microwave plasma torch in CW and pulsed modes: 1D vs 2D approaches**

*N. Babaeva\**, *G. Naidis*, *D. Tereshonok*, *E. Perov*, *L. Volkov*,  
*M. M. Vasiliev*, *O. F. Petrov*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow 125412, Russia

\*nybabaeva@gmail.com

Plasma-assisted  $\text{CO}_2$  dissociation offers one possible solution to the problem of re-using  $\text{CO}_2$  and transforming it into valuable chemicals [1]. Microwave (MW) discharges are considered as the most promising devices for  $\text{CO}_2$  decomposition [2]. In the present study, we computationally investigate the splitting of  $\text{CO}_2$  to carbon monoxide and oxygen in an atmospheric pressure microwave plasma torch. We demonstrate different stages of  $\text{CO}_2$  conversion while using 2D and 1D models. For both models, we use identical sets of chemical reactions, cross sections, power profiles and dimensions of the plasma region.

In this investigation, the 2D model, *nonPDPSIM*, is used. The code runs on the unstructured meshes that usually have several refinement zones for better plasma resolution. 1D plug-flow simulations are performed using the global plasma kinetics model *GlobalKin*.

2D geometry as used in *nonPDPSIM* and 1D plug-flow scheme as used in *GlobalKin* are shown in Figure 1. Pure  $\text{CO}_2$  is injected through the inlets as shown by arrows in Figure 1. The flow rate is 5 L/min. Plasma is formed near the axial powered electrode. The inner diameter of the tube is 1.7 cm.

With 1D model we expected to obtain the results close to those we had from the 2D approach. However, we revealed that the gas temperature and plasma species behavior in 1D model was quite different from those obtained with the 2D code. Then, we revisited the 2D results and found that the reverse (upstream) gas flow near the central electrode was responsible for the observed discrepancies. In 2D model, the residence time of a certain portion of gas was much longer than in 1D approach. When the flow rate in 1D model was adjusted, the satisfactory agreement between both models was achieved as shown in Figure 2.

The efficiency of CO<sub>2</sub> conversion can be improved by using the pulsed mode of microwave power while adjusting the flow rate, pulse duration and duty cycle. For very short pulses, the energy goes into the generation of plasma itself. For long pulses, the energy can be spent in gas heating. Reasonable power modulation and appropriate gas flow residence time allow dissociating CO<sub>2</sub> in power-on and off phases (Figure 3).

The work has been supported by the Russian Science Foundation under the Project 21-42-04420.

*Figure 1.* MW plasma torch as represented in (a) 2D model nonPDPSIM and (b) 1D GlobalKin.

*Figure 2.* Side by side comparison of CO<sub>2</sub> splitting using 2D and 1D approaches. The frames from top to bottom show profiles: power and gas temperature, CO<sub>2</sub> and CO densities, O<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>(<sup>1</sup>Δ) densities, oxygen atoms O and ozone O<sub>3</sub>. (a) 2D simulations with total power 28 W and flow rate 5 L/min. (b) 1D simulations with power 28 W and flow rate 0.5 L/min (adjusted flow). Temperature profile calculated with flow rate of 5 L/min is also shown. Vertical red lines indicate the region of power deposition (identical for both codes).

*Figure 3.* Pulsed mode of CO<sub>2</sub> splitting using 1D approach. (a) Profiles of power pulses and CO<sub>2</sub> gas consumption (linear scale). (b) Profiles of power pulses and CO and O<sub>2</sub> production (log-scale). Flow rate 5 L/min, power 150 W, pulse duration 0.5 ms, duty cycle 50%.

1. N. Yu. Babaeva and G. V. Naidis, "On the efficiency of CO<sub>2</sub> conversion in corona and dielectric-barrier discharges", *Plasma Sources Sci. Technol.* 30, 03LT03 (2021).
2. N. Yu. Babaeva, G. V. Naidis, D. V. Tereshonok, T. Chernishev, L. Volkov, M.M. Vasiliev, O.F. Petrov, "CO<sub>2</sub> conversion in a microwave plasma torch: 2D vs 1D approaches", submitted to *Plasma Sources Sci. Technol.* (2023).

▲▲▲

## 6.4 Эффективность управления горением в гибридном компрессионном двигателе с обедненной смесью с использованием неравновесного разряда

*А.С. Добровольская\*, Е.А. Филимонова, А.Н. Бочаров*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*dobrovolskaya.anastasia@gmail.com

На сегодняшний день остаётся нерешённой проблемой точное прогнозирование самовоспламенения и управление горением в двигателе с

воспламенением от сжатия с однородной топливной смесью (HCCI), которой свойственны многоступенчатое воспламенение и отрицательный температурный коэффициент. В соответствии со стратегией низкотемпературного горения предполагается использовать обедненные смеси. В этих условиях, из-за неэффективной работы свечи зажигания, для стабилизации горения предлагается применять электрический разряд, создающий неравновесную плазму. (см., например, [1]). В рамках этой стратегии неравновесная плазма обеспечивает способ управления процессом горения в различных областях применения. В данной работе мы рассматриваем сгорание обедненных пропано-воздушных смесей в гибридном двигателе HCCI, инициированное высокочастотным коронным разрядом [2]. Разряд создает в камере сгорания значительную зону с повышенной реактивностью, которая воспламеняется за счет ускорения стадий голубого и холодного пламени. Это приводит к распространению волны горения, а затем к самовоспламенению несгоревшего газа перед фронтом волны горения.

В этой работе мы исследуем механизм управления горением в гибридном двигателе HCCI и его эффективность. Время индукции в зоне, активируемой разрядом, напрямую зависит от параметров разряда – потребляемой энергии, геометрии разряда и момента инициирования разряда. Все эти параметры могут быть изменены во внешней электрической цепи, и это дает возможность достаточно просто управлять временем индукции. Время самовоспламенения несгоревшего газа перед волной горения при фиксированном составе смеси, геометрии разряда (длина стримерных каналов) и степени сжатия зависит только от времени воспламенения активированной области. Таким образом, началом самовоспламенения нельзя управлять независимо от воспламенения активированной области. Разряд влияет на распространение волны горения и самовоспламенение газа перед волной горения косвенно, через общее повышение давления и образование волн сжатия. Также было показано, что чем беднее смесь, тем меньшее влияние разряда на самовоспламенение газа перед волной горения.

Работа выполнена при поддержке министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-01129-23-00).

1. Cruccolini V, Discepoli G, Cimarello A, Battistoni M, Mariani F, Grimaldi CN, Dal Re M. Lean combustion analysis using a corona discharge igniter in an optical engine fueled with methane and a hydrogen-methane blend. *Fuel*, 2020;259:116290 <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.116290>
2. E.A. Filimonova, A.S. Dobrovolskaya, A.N. Bocharov, V.A. Bityurin, G.V. Naidis. Formation of combustion wave in lean propane-air mixture with a non-uniform chemical reactivity initiated by nanosecond streamer discharges in the HCCI engine, *Comb. Flame*, 215 (2020) 401-416



## Efficiency of combustion control in the hybrid HCCI engine with lean mixture using non-equilibrium discharge

*A.S. Dobrovolskaya\*, E.A. Filimonova, A.N. Bocharov*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

\*dobrovolskaya.anastasia@gmail.com

The correct prediction of autoignition and the combustion control in the homogenous charge compression ignition (HCCI) engine using a fuel mixture manifesting a multistage ignition and negative temperature coefficient is still an unsolved problem. In accordance with the low-temperature combustion strategy, which involves the use of lean mixtures, instead of a spark plug it is proposed to use an electric discharge that creates non-equilibrium plasma (see, for example [1]). Within the framework of this strategy, non-equilibrium plasma provides a means for controlling the chemical process in various applications. In this work we consider combustion of the lean air-propane mixtures in hybrid HCCI engine with non-equilibrium discharge of the repetitively pulsed corona type [2]. Discharge creates a significant zone in combustion chamber with higher reactivity which ignites before other parts of combustible mixture due to acceleration of low and intermediate temperature heat release stages of ignition. That leads to combustion wave propagation and then to the autoignition of end-gas ahead the combustion wave front.

In this work we investigate the mechanism of combustion control in hybrid HCCI engine and its efficiency. The induction time in the area activated by the discharge directly depends on discharge parameters – energy input, discharge geometry and the moment of discharge initiation. All these parameters could be changed externally, and induction time is reasonably controlled. The autoignition time of the end-gas for the fixed mixture composition, discharge geometry and compression ratio depend only on ignition time of the activated area, thus autoignition event could not be controlled separately from activated area ignition. Discharge influences combustion wave propagation and end-gas autoignition indirectly, through overall pressure rise and compression waves generation. It was also shown that the leaner mixture the less discharge effect on autoignition of the end-gas.

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (State Assignment No. 075-01129-23-00).

1. Cruccolini V, Discepoli G, Cimarello A, Battistoni M, Mariani F, Grimaldi CN, Dal Re M. Lean combustion analysis using a corona discharge igniter in an optical engine fueled with methane and a hydrogen-methane blend. *Fuel*, 2020;259:116290 <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.116290>
2. E.A. Filimonova, A.S. Dobrovolskaya, A.N. Bocharov, V.A. Bitiyurin, G.V. Naidis. Formation of combustion wave in lean propane-air mixture with a non-uniform chemical reactivity initiated by nanosecond streamer discharges in the HCCI engine, *Comb. Flame*, 215 (2020) 401-416



## 7.1 Исследование механизма филаментации наносекундного поверхностного барьерного разряда в азоте и воздухе

*В.Р. Соловьев, Н.И. Караваяева, Д.А. Лисицын*

Московский физико-технический институт, Долгопрудный Россия  
vic\_sol@mail.ru

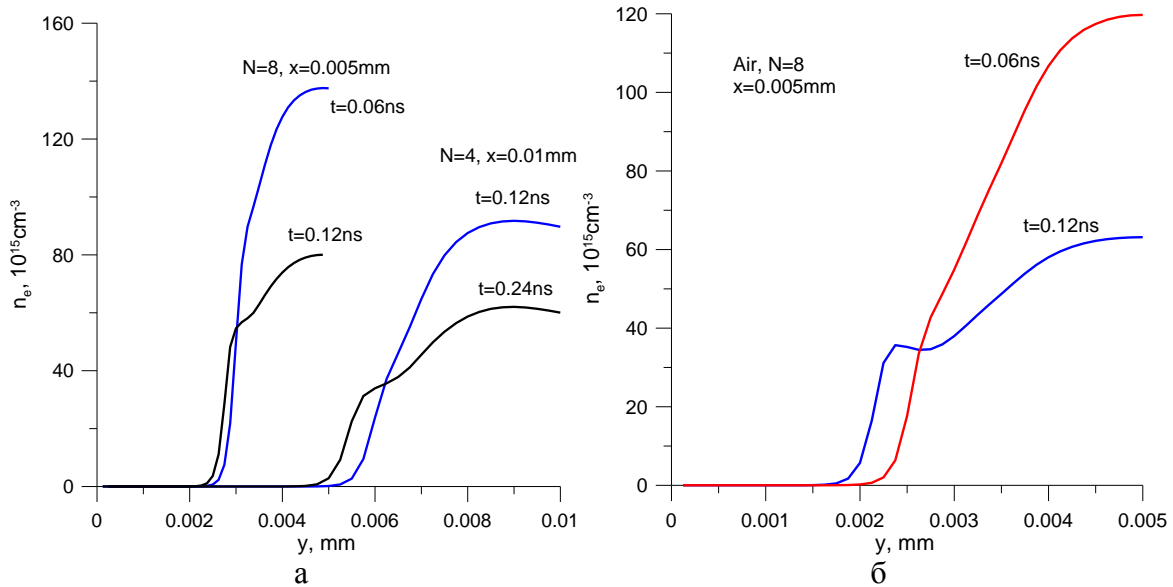
В случае возбуждения поверхностного барьерного разряда (ПБР) импульсами высокого напряжения длительностью 20-50 нс в работе [1] было экспериментально обнаружено, что при напряжениях в десятки киловольт и повышенных, более нескольких атмосфер, давлениях азота и воздуха в разряде на временах наносекундного диапазона на фоне квази-однородного горения образуются тонкие ярко светящиеся каналы, названные филаментами. Последовавшее в работах [2-5] экспериментальное исследование свойств плазмы в этих филаментах показало, что плотность электронов в них на 2-3 порядка выше, чем в каналах стримеров, формирующих квази-однородную моду развития разряда, и близка к значению локального термодинамического равновесия.

Попытка объяснить наблюдаемое явление в случае разряда в азоте при положительной полярности импульса приложенного напряжения была предпринята в работе [6], где численным моделированием развития ПБР в 2D приближении было показано, что формирование подобной структуры за времена наносекундного диапазона возможно в зазоре между каналом стримера и поверхностью диэлектрика. Причиной развития приповерхностного слоя плазмы с нарастающей плотностью электронов и ионов является дополнительная ступенчатая ионизация высоковозбужденных термов молекулы азота, происходящая на границе стримера, обращенной к поверхности диэлектрика.

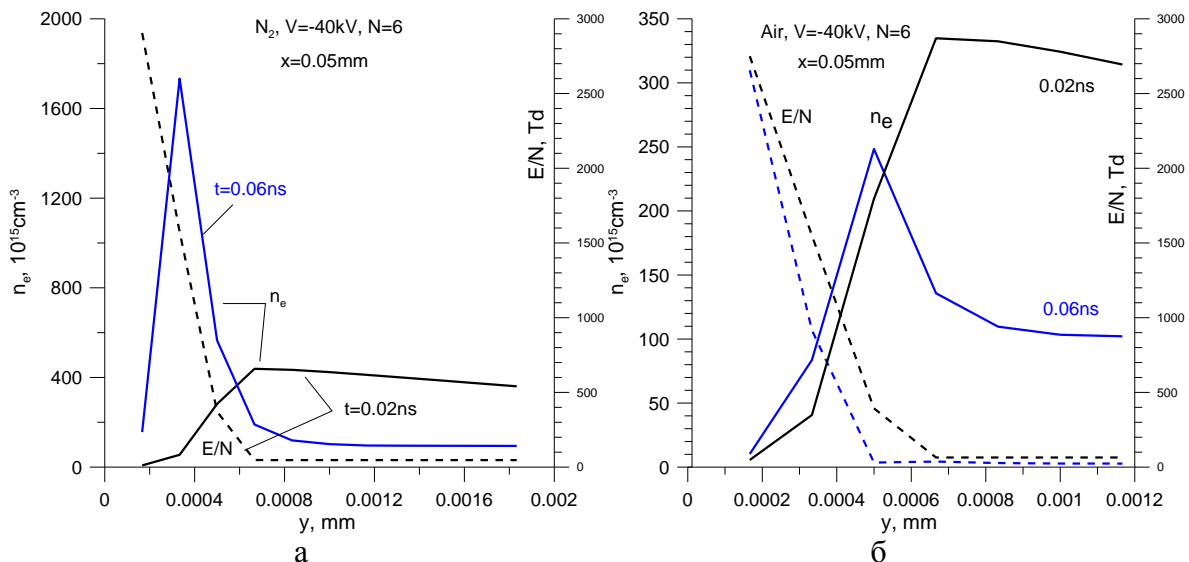
В данной работе предложенный в [6] подход распространяется на случаи развития ПБР в воздухе и азоте как при положительной, так и при отрицательной полярности импульса приложенного напряжения. В модель развития ПБР был внесен ряд изменений, наиболее существенные из которых коррекция констант скорости возбуждения термов молекулы азота электронным ударом в области резкого градиента плотности электронов, характерного для приповерхностной области разряда, и отдельный учет кинетики синглетных и триплетных термов молекулы азота для более точного описания процесса ступенчатой ионизации.

В ходе численного моделирования и в азоте, и в воздухе была получена начальная фаза формирования филамента в приповерхностной области разряда как для положительной, так и для отрицательной полярности разряда при амплитуде напряжения 40 кВ и давлении выше 6 атм (рис.1, 2). Следует отметить, что полученный результат крайне чувствителен к величине

константы возбуждения электронных состояний молекулы азота электронным ударом. Поправка величины этой константы в области резкого градиента плотности электронов по отношению к ее значению в приближении локального поля может доходить до порядка величины. Уточнение величины этой константы требует отдельного анализа для получения более надежных результатов.



**Рисунок 1.** Искажение приповерхностной границы стримера в случае импульса положительной полярности  $V=+40$  кВ; а – в азоте при давлениях 8 и 4 атм ( $N=8$  и  $N=4$ , соответственно), б – в воздухе при 8 атм;  $x$  – положение сечения зоны разряда



**Рисунок 2.** Профиль приповерхностной зоны разряда в случае импульса отрицательной полярности  $V=-40$  кВ при давлении 6 атм ( $N=6$ ); а – в азоте, б – в воздухе

Поскольку при отрицательной полярности импульса напряжения приповерхностный слой разрядной плазмы с высоким значением электрического поля намного тоньше, чем в случае стримера при положительной полярности, полученные результаты требуют дополнительных

исследований с использованием сеток с меньшим пространственным шагом, что предполагается сделать в дальнейшем.

Работа поддержана грантом РФФ № 22-29-00084.

1. Stepanyan S A, Starikovskiy A Yu, Popov N A and Starikovskaia S M 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 045003
2. Shcherbanev S A, Khomenko A Yu, Stepanyan S A, Popov N A, Starikovskaia S M 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 02LT01
3. Ding Ch, Khomenko A Yu, Shcherbanev S A and Starikovskaia S M 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 085005
4. Shcherbanev S A, Ding Ch, Starikovskaia S M and Popov N A 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 065013
5. Ding Ch, Jean A, Popov N A Starikovskaia S M 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 045013
6. Соловьев В Р Физика плазмы 2022 **48** 552

## **Studying of mechanism of nanosecond surface dielectric barrier discharge filamentation in nitrogen and air**

*Soloviev V.R., Karavaeva N.I., Lisitsin D.A.*

Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny 141700, Russia  
vic\_sol@mail.ru

In the case of a surface dielectric barrier discharge (SDBD) excitation by the 20-50 ns duration high voltage pulses it was revealed experimentally in work [1], that for few tens kilovolt voltages and for elevated (4-10atm) pressures in the discharge in nitrogen and air the thin bright channels were formed in a nanosecond time scale on the background of quasi-uniform discharge burning. These channels were called filaments. Further experimental studying [2-5] of the plasma properties inside these filaments has been shown, that electron density inside filaments is 2-3 orders of magnitude greater than inside streamer channels forming the SDBD quasi-uniform mode, and this quantity is close to LTE - local thermodynamic equilibrium.

The attempt to explain this phenomenon in the case of a discharge in nitrogen at positive polarity applied voltage pulse has been done in [6]. The 2D numerical modeling of the SDBD evolution has shown that the formation of a similar filamentary structure in a nanosecond time scale is possible inside a gap between the streamer channel and dielectric surface because of additional stepwise ionization of highly excited states of nitrogen molecule. This process occurs at the streamer boundary faced toward the dielectric surface.

In a current work the developed in [6] approach is expanded to the cases of SDBD evolution in air and nitrogen both for positive and negative applied voltage pulses. The model of the SDBD evolution has been upgraded. The most essential changes are the correction of the rate constants of nitrogen excited states excitation by electron impact inside a region with steep electron density gradient, typical for near-

surface layer, and separated description of the nitrogen molecule singlet and triplet terms kinetics for more accurate description of the stepwise ionization process.

The numerical simulation of the SDBD development in nitrogen and air has revealed the starting phase of the filament formation inside a near-surface plasma layer both for positive and negative polarity discharges for applied voltage amplitude 40 kV and gas pressure greater than 6 atm (Fig.1, 2). It should be noted, that the obtained result is sensitive to the value of the  $N_2$  excited states excitation rate constant by electron impact. Inside a region with a steep electron density gradient the deviation of this quantity regarding its value in the local electric field approximation may achieve an order of magnitude. The problem of more accurate calculation of this quantity should be solved to get a more reliable result.

For negative polarity voltage pulse the near-surface plasma layer with a high value of electric field is much thinner than in the case of streamer at positive polarity voltage. Accordingly, the obtained results need additional checking by the calculations using finer grid. This is a task for a future investigation.

This work is supported by Russian Scientific Foundation project № 22-29-00084.

*Figure 1. Distortion of the near-surface streamer boundary in the case of positive polarity pulse  $V=+40$  kV; a – in  $N_2$  for pressure 8 u 4 atm ( $N=8$  and  $N=4$ , respectively), b – in Air for 8 atm; x – is a position of discharge cross section*

*Figure 2. Profile of the near-surface discharge region in the case of negative polarity pulse  $V=-40$  kV for 6 atm pressure ( $N=6$ ); a – in  $N_2$ , b – in Air*

1. Stepanyan S A, Starikovskiy A Yu, Popov N A and Starikovskaia S M 2014 Plasma Sources Sci. Technol. **23** 045003
2. Shcherbanev S A, Khomenko A Yu, Stepanyan S A, Popov N A, Starikovskaia S M 2017 Plasma Sources Sci. Technol. **26** 02LT01
3. Ding Ch, Khomenko A Yu, Shcherbanev S A and Starikovskaia S M 2019 Plasma Sources Sci. Technol. **28** 085005
4. Shcherbanev S A, Ding Ch, Starikovskaia S M and Popov N A 2019 Plasma Sources Sci. Technol. **28** 065013
5. Ding Ch, Jean A, Popov N A Starikovskaia S M 2022 Plasma Sources Sci. Technol. **31** 045013
6. Soloviev V R Plasma Physics Report 2022 **48** 669

▲▲▲

## 7.2 Экспериментальное исследование разделения химических элементов во фтор-углеродной плазме капиллярного разряда

*А.С.Пащина\*, А.В.Ефимов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*fgrach@mail.ru

Научные и технические приложения газового разряда в большинстве своем связаны с многокомпонентной плазмой. Состав такой плазмы не остается

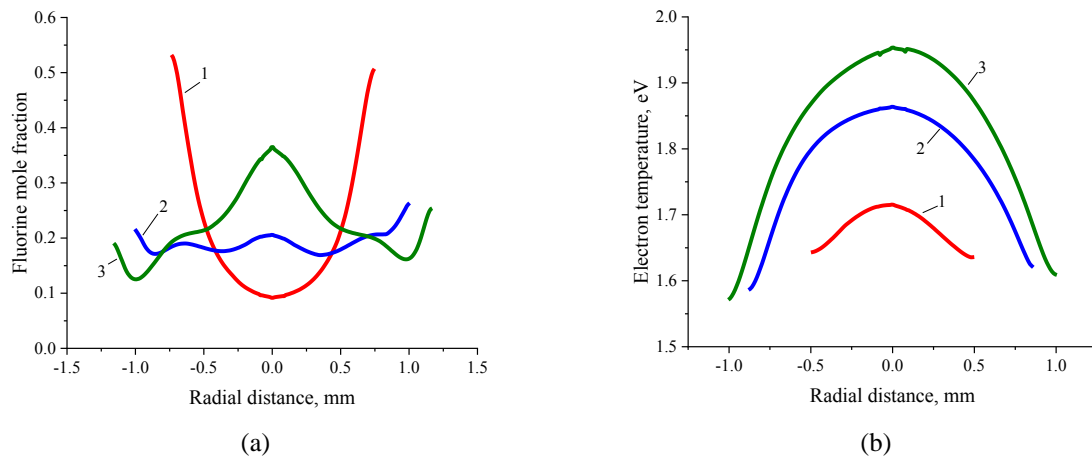
однородным и изменяется как в пространстве, так и во времени. Причиной тому является диффузия компонентов плазмы, вызываемая градиентами концентрации, давления, температуры, а также внешними силами (в частности, электрическим полем), которые в той или иной степени всегда присутствуют в условиях газового разряда [1-3].

Проведенные ранее исследования выявили существенное различие между пропорциями химических элементов в плазме капиллярного разряда и в стенке капилляра, продукты абляции которой являются основным источником плазмообразующего вещества [4,5]. В качестве источника плазмообразующего вещества использовались полимеры - политетрафторэтилен и полиметилметакрилат, - в состав которых, помимо углерода, входят фтор и водород, существенно различающиеся по массам и потенциалам ионизации, но находящиеся примерно в одинаковых пропорциях по отношению к углероду. Параметром, определяющим эффективность пространственного разделения и направление потоков химических элементов в этих плазмах, оказалась масса частиц. В обоих случаях легкие частицы концентрируются в центральной высокотемпературной области, а тяжелые - задерживаются в низкотемпературной периферийной области разряда. Особенно сильно это проявляется в C:H смесях. Если степень разделения химических элементов зависит от соотношения их масс, то одним из доминирующих механизмов разделения, по-видимому, является термодиффузия атомарных частиц, наилучшие условия для протекания которой складываются вблизи стенки капилляра, где градиент температуры достигает значительных величин (~10 eV/mm и более). Эти исследования были проведены в том ограниченном диапазоне энерговкладов и диаметров капилляра, в котором удавалось осуществить надежное спектральное определение локальных значений температуры и концентрации электронов плазмы. В этих условиях возможный вклад других диффузионных механизмов, таких как концентрационная, амбиполярная диффузия и диффузия за счет сил трения, оказался трудноразличим на фоне экспериментально наблюдаемого эффекта разделения, которое, вероятно, начинается при термодиффузии атомарных частиц вблизи стенки капилляра.

Целью данного этапа работы явилось экспериментальное установление изменения характера пространственного распределения химических элементов в плазме капиллярного разряда в расширенном диапазоне изменения мощности разряда и диаметра капилляра. В качестве материала капилляра выбран политетрафторэтилен (CF<sub>2</sub>)<sub>n</sub>. Данный выбор обусловлен тем, что, в отличие от водород-углеродной смеси, действие термодиффузионного механизма разделения атомарных частиц во фтор-углеродной смеси выражено слабее вследствие близких масс фтора и углерода. Это может помочь выявлению других механизмов диффузионного разделения смеси.

На основе зарегистрированных 2D спектров излучения плазменной струи в сечении, примыкающему к срезу капилляра, были установлены радиальные профили основных плазменных параметров (концентрации и температуры электронов) и мольных долей фтора и углерода в диапазоне удельной мощности разряда  $q=10-100$  kW/mm<sup>2</sup>. Установлено, что мольное

соотношение фтора и углерода существенно отличается от исходной пропорции этих элементов в составе полимера  $(CF_2)_n$ , достигая значений  $x_C:x_F=9:1$  в высокотемпературной центральной зоне разряда (рисунок 1). Сильнее всего пропорция изменяется в периферийной области, в которой наблюдается быстрый рост мольной доли углерода при соответствующем снижении мольной доли фтора по направлению к центру разряда (кривая 1 на рисунке 1а). Ближе к центральной зоне этот процесс ослабевает и, в зависимости от мощности разряда и размеров капилляра, может проявляться обратная тенденция, выражающаяся в изменении мольной пропорции в пользу фтора (кривые 2 и 3 на рисунке 1а). Причем, изменение химического состава в центральной области происходит неравномерно. Быстрее всего изменение мольной пропорции происходит на двух пространственно-разнесенных участках радиуса, один из которых примыкает к периферийной зоне, а второй – к центру разряда. При этом, изменение мольного соотношения в пользу фтора сопровождается ростом температуры электронов (рисунок 1б).



**Figure 1.** Radial distributions of (a) the molar fraction of fluorine and (b) the electron temperature obtained by the method of relative intensities of the C II 657.8, 658.3 nm and C II 678.4 nm lines for different values of the specific discharge power  $q$  and capillary diameter  $d$ : 1 –  $q=55$  kW/mm<sup>2</sup>,  $d=1.4$  mm; 2 –  $q=33$  kW/mm<sup>2</sup>,  $d=1.8$  mm, 3 –  $q=24$  kW/mm<sup>2</sup>,  $d=2.1$  mm.

Сложный характер распределения фтора и углерода, пропорция которых может изменяться как в одну, так и в другую сторону, является признаком того, что в разделении смеси задействовано несколько различных по природе диффузионных процессов, конкуренция которых, по-видимому, и определяет величину и характер изменения этого соотношения, в зависимости от параметров и состояния плазмы в локальной области пространства. Сопоставляя полученные в ходе эксперимента профили мольной доли фтора и равновесный состав плазмы, можно выделить наиболее значимые диффузионные процессы, способные существенно изменить соотношение фтора и углерода в регистрируемом диапазоне температур. В периферийной зоне, характеризующейся высоким градиентом температуры, основными механизмами, способными обеспечить изменение мольного соотношения в масштабах экспериментально наблюдаемых величин, по-видимому, являются



термодиффузия пары [C]:[F] и пары [C<sup>+</sup>]:[F]. Ближе к центру, по мере роста температуры и степени ионизации фтора, повышается роль термодиффузии пары [C<sup>+</sup>]:[F<sup>+</sup>], способной обеспечить сопоставимые по величине, но противоположные по знаку, потоки частиц. В том же направлении действует температурная диффузия [4], которая в температурном интервале  $T \approx 1.4-2.0$  eV, за счет дисбаланса сил трения между частицами, входящими в пары [C<sup>+</sup>]:[F] и [C<sup>+</sup>]:[F<sup>+</sup>], способна обеспечить соизмеримые потоки частиц. Два последних процесса, по-видимому, являются основными факторами, которые сначала приводят к замедлению начавшегося в периферийной зоне разделения, а затем и к изменению мольного соотношения в центральной области в пользу фтора. Этому же могут способствовать диффузия за счет градиента мольных долей отдельных компонентов плазмы и амбиполярная диффузия [3]. Эти процессы, по-видимому, вносят основной вклад в формирование сложной картины радиального распределения химических элементов во фтор-углеродной плазме, получаемой с помощью капиллярного разряда.

1. Zhdanov V.M. Transport processes in multicomponent plasma. New York-London: Tailor & Francis, 2002. 296 p.
2. Murphy A.B. Diffusion in equilibrium mixtures of ionized gases // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 48, № 5. P. 3594–3603.
3. Murphy A.B. Demixing in free-burning arcs // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55, № 6. P. 7473–7494.
4. Pashchina A.S. Demixing in the plasma created in capillary discharges with polymeric wall // J. Phys. Conf. Ser. 2021. Vol. 2100, № 1. P. 012002.
5. Pashchina A.S. On the reasons of spatial heterogeneity of the plasma chemical composition in ablation controlled discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2020. Vol. 1698, № 1. P. 012008.

## Experimental study of demixing in C-F plasma produced in a capillary discharge

*A.S.Pashchina\*, A.V.Efimov*

Joint Institute for High Temperature RAS, Izhorskaya 13/2, Moscow, 125412

\*fgrach@mail.ru

Scientific and technical applications of the gas discharge are mostly associated with multicomponent plasma. The composition of such plasma does not remain uniform and varies both in space and in time. The reason for this is the diffusion of plasma components caused by concentration, pressure, temperature gradients, as well as external forces (in particular, an electric field), which are always present in a gas discharge [1–3].

Previous studies have revealed a significant difference between the proportions of chemical elements in the capillary discharge plasma and in the capillary wall, whose ablation products are the main source of the plasma-forming substance [4,5]. Polymers - polytetrafluoroethylene and polymethylmethacrylate - are

used as the sources of the plasma-forming substance, which, in addition to carbon, include fluorine and hydrogen, whose masses and ionization potentials differ significantly, but their proportions with respect to carbon are approximately the same. The parameter that determines the efficiency of spatial separation and the direction of fluxes of chemical elements in these plasmas was the mass of particles. In both cases, lightweight particles move toward the central high-temperature region, while heavy ones are retained in the low-temperature peripheral region of the discharge. This is especially pronounced in C-H mixtures. If the demixing degree depends on the ratio of the particle masses, then the one of dominant demixing mechanism, apparently, is the thermal diffusion of neutrals, the best conditions for which occur near the capillary wall, where the temperature gradient reaches significant values ( $\sim 10$  eV/mm and more). These studies were carried out in those limited range of energy inputs and capillary diameters in which it was possible to reliably determine the local values of the plasma temperature and electron number density. Under these conditions, the possible contribution of other diffusion mechanisms, such as concentration, ambipolar diffusion, and diffusion due to frictional forces, turned out to be difficult to distinguish against the background of the experimentally observed strong demixing effect, which probably begins during thermal diffusion of atomic particles near the capillary wall.

The purpose of this work was to experimentally determine the change in the nature of the spatial distribution of chemical elements in the plasma of a capillary discharge in an extended range of the discharge power and capillary diameter. Polytetrafluoroethylene  $(CF_2)_n$  was chosen as the capillary material. This choice is due to the fact that, in contrast to a hydrogen-carbon mixture, the thermal diffusion effect in a fluorine-carbon mixture is less pronounced because the close masses of fluorine and carbon. This may help to identify other demixing mechanisms.

Based on the recorded 2D emission spectra of the plasma jet in the cross section adjacent to the capillary outlet, the radial profiles of the main plasma parameters (electron number density and temperature) and the mole fractions of fluorine and carbon were established in the range of the specific discharge power  $q=10-100$  kW/mm<sup>2</sup>. It has been established that the molar ratio of fluorine and carbon differs significantly from their initial proportion in the polymer  $(CF_2)_n$ , reaching the values  $x_C:x_F=9:1$  in the high-temperature central zone of the discharge (Figure 1). The proportion changes most strongly in the peripheral region, in which there is a rapid increase in the mole fraction of carbon towards the center of the discharge, with a corresponding decrease in the mole fraction of fluorine (plot 1 in Figure 1a). Closer to the central zone, this process weakens and, depending on the discharge power and the size of the capillary, an opposite trend may appear, which is expressed in a change in the molar proportion in favor of fluorine (plot 2 and 3 in Figure 1a). Moreover, the change in the chemical composition in the central region is non-uniform. The fastest change in the molar ratio occurs in two spatially separated domains, one of which is adjacent to the peripheral zone, and the second - to the discharge center. At the same time, a change in the molar ratio in favor of fluorine is accompanied by an increase in electron temperature (Figure 1b).

The complex nature of the distribution of fluorine and carbon, whose proportion can change both in one or another direction, is a sign that several

diffusion processes of different nature are involved in the demixing, whose competition, apparently, determines the degree and nature of the change in the mixture composition, depending on the parameters and state of the plasma in the local spatial domain. Comparing the profiles of the fluorine mole fraction obtained during the experiment and the equilibrium composition of the plasma, we can identify the most probably diffusion processes that can significantly change the ratio of fluorine and carbon in the recorded temperature range. In the peripheral zone, characterized by a high temperature gradient, thermal diffusion of the  $[C]:[F]$  and  $[C^+]:[F]$  pairs can be considered as the main mechanism, which can provide a change in the molar ratio in the experimentally observed scales of magnitude. Closer to the center, as the temperature and the degree of ionization of fluorine increase, the role of thermal diffusion of the  $[C^+]:[F^+]$  pair increases, which can provide particle fluxes comparable in magnitude, but opposite in sign. Temperature diffusion [4] acts in the same direction: in the temperature range  $T \approx 1.4\text{--}2.0$  eV, due to the imbalance of frictional forces between the particles included in the  $[C^+]:[F]$  and  $[C^+]:[F^+]$  pairs, it is able to provide commensurate particle fluxes. The last two processes, apparently, are the main factors that first lead to a slowdown in the demixing that began in the peripheral zone, and then to a change in the molar ratio in the central region in favor of fluorine. This tendency can also be facilitated by diffusion due to the gradient of the mole fractions of individual plasma components and ambipolar diffusion [3]. These processes, apparently, make the main contribution to the formation of a complex pattern of the radial distribution of chemical elements in a fluorine–carbon plasma produced by a capillary discharge.

1. Zhdanov V.M. Transport processes in multicomponent plasma. New York-London: Tailor & Francis, 2002. 296 p.
2. Murphy A.B. Diffusion in equilibrium mixtures of ionized gases // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 48, № 5. P. 3594–3603.
3. Murphy A.B. Demixing in free-burning arcs // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55, № 6. P. 7473–7494.
4. Pashchina A.S. Demixing in the plasma created in capillary discharges with polymeric wall // J. Phys. Conf. Ser. 2021. Vol. 2100, № 1. P. 012002.
5. Pashchina A.S. On the reasons of spatial heterogeneity of the plasma chemical composition in ablation controlled discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2020. Vol. 1698, № 1. P. 012008.



## 7.3 Инициация разряда в жидкости ультразвуком

*А.С.Барышников<sup>1</sup>, А.А.Груздков<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Техноогический университет Санкт-Петербург, Россия

Кавитационные явления в жидких средах, как и твердых телах, оказывают существенное влияние на физические свойства сред. Это связано с тем, что

кавитация приводит к резкому сжатию пузырька. Сжатие пузырька, «схлопывание», сопровождается кумулятивными явлениями: возрастанием температуры и давления в центре пузырька, что приводит к ряду физических явлений, например, люминесценции, химическому разложению молекул жидкости и ионизации [1].

Для описания динамики одиночного пузырька в жидкости используется уравнение Рэля, которое при учёте ультразвука преобразуется в уравнение Нолтинга-Непшайреса добавлением в свободный член периодического давления звуковой волны [2], так как жидкость считается несжимаемой. Если учитывать сжимаемость, то внутри жидкости вне пузырька решение имеет вид бегущей волны, так как уравнение сохранения материи преобразуется в волновое уравнение. В жидкости скорость распространения звуковой волны намного больше, чем в газе (в воде 1500 м/с). Поэтому задержка появления волны на достаточно большом расстоянии не существенно скажется на решении уравнения распространения звука. Таким образом, на расстояниях более длины звуковой волны решение движения жидкости вблизи пузырька нужно искать в гармоническом виде. При этом скорость движения жидкости вне пузырька имеет вид:  $V=V_0\cos(\omega t)$ , так как скорость  $V$  должна непрерывно переходить в скорость в несжимаемой жидкости,  $V_0$ , когда частота звукового поля  $\omega=0$ .

В этой работе предполагается малая концентрация пузырьков, что снижает вероятность механизма слияния пузырьков, рассматривается одиночный пузырек. Пузырек в жидкости испытывает растяжение и сжатие внутри звуковой волны. Диаметр пузырька считается гораздо меньше длины звуковой волны. Учитывается вязкость жидкости. Диффузия и испарение на поверхности пузырька в этой постановке не учитываются. Повторяя вывод уравнения Рэля, получаем уравнение:

$$\cos(\omega t)\left(\frac{R}{R_0}\right)\left(\frac{\ddot{R}}{\omega^2 R_0}\right) + \left[2\cos(\omega t) - \frac{1+\cos(2\omega t)}{4}\right]\left(\frac{\dot{R}}{\omega R_0}\right)^2 + \sin(\omega t)\left(\frac{\dot{R}}{\omega R_0}\right) + \left\{\frac{p_0 - p_{vap}}{\omega^2 \rho R_0^2} + \frac{2\sigma}{\omega^2 \rho R_0^3}\left(\frac{R_0}{R}\right) - \left[\frac{p_0 - p_{vap}}{\rho R_0^2 \omega^2} + \frac{2\sigma}{\omega^2 \rho R_0^3}\right]\left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3\gamma}\right\} + \frac{4\nu}{\omega R_0^2} \cos(\omega t)\left(\frac{R_0}{R}\right)\left(\frac{\dot{R}}{\omega R_0}\right) = 0 \quad (1)$$

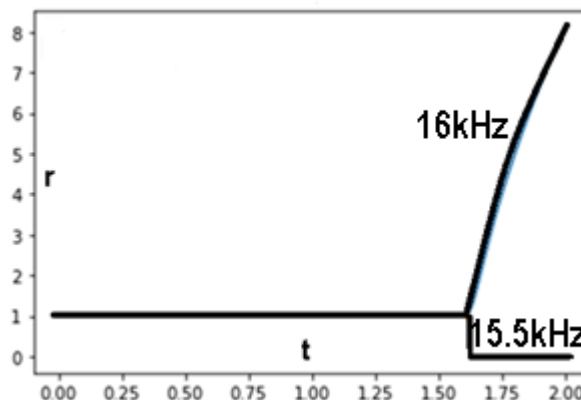
$R_0$  – начальный радиус пузырька,  $\omega=2\pi f$  ( $f$  – частота),  $\rho$  – плотность жидкости,  $p_0$  – внешнее давление,  $p_{vap}$  – давление паров в пузырьке,  $\sigma$  – поверхностное натяжение среды,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей. В качестве безразмерных переменных берется безразмерное время  $t' = \omega t$  и безразмерный радиус  $r = R/R_0$ . Безразмерная скорость границы пузырька  $u_0 = U_0/R_0\omega$ , ускорение  $\dot{u}_0 = \dot{U}_0/R_0\omega^2$ . Безразмерное поверхностное натяжение получается при делении ее на  $\rho\omega^2 R_0^3$ , давления – на  $\rho\omega^2 R_0^2$ , кинематической вязкости – на  $\omega R_0^2$ .

В отличие от уравнения Нолтинга-Непшайреса в свободном члене при выводе не возникает вынуждающая сила в виде звуковых колебаний внутри пузырька:  $p_m \sin(\omega t)$ . Для появления динамических эффектов необходимо задавать начальную скорость границы пузырька,  $u_0$ , которая возникает вместе с

самим растяжением и сжатием жидкости в звуковом поле. Скорость границы определяется амплитудой давления в звуковой волне  $p_m$ : объемной энергией растяжения и сжатия жидкости в волне, которая должна быть равна объемной энергии движения границы пузырька:  $\rho U_0^2/2$ .

Точность метода расчета подтверждается сравнением с прежними расчетами уравнений Нолтинга-Неппайреса колебаний пузырька при воздействии ультразвука [3]. Так как при старшей производной в (1) имеется член, обращающийся в ноль при  $t'=\pi/2$ , при большом шаге расчеты демонстрируют неустойчивость. При уменьшении шага в 2 раза (порядка миллиона шагов за единичное время), решение стабилизируется, но обнаруживает различное поведение в зависимости от частоты ультразвука. Причем это происходит даже при малом изменении частоты ультразвука. Так при частоте  $f = 15.5$  кГц в критический момент безразмерного времени, равного  $\pi/2$ , безразмерной скорости растяжения  $u_0 = 10^{-4}$  и размере пузырька  $R_0 = 10^{-5}$  м пузырек испытывает резкое схождение. При частоте же  $f = 16$  кГц пузырек резко расширяется. Такое разное поведение пузырька при близких частотах удалось объяснить теоретически. Происходит своеобразный резонанс колебаний звука и собственных колебаний пузырька.

В реальности звуковые колебания представляют собой группу волн близких частот. Поэтому столь резкий переход от схождения к расширению пузырька и наоборот должен приводить к тому, что при некоторых средне-групповых частотах имеет место и расширение и схлопывание пузырьков одновременно, что способствует возникновению газообразных сред с высокой температурой, плазмы. Если это происходит в электрическом поле, то может возникнуть электрический разряд высокой интенсивности. Есть сведения, что подобный разряд наблюдается в эксперименте [4]. Объяснения этому эффекту пока не имеется.



**Рисунок 1.** Качественно разное поведение безразмерного радиуса пузырька в зависимости от частоты ультразвука при достижении критического безразмерного времени  $\pi/2$ .

1. Хилл, К., Бэмбер, Дж., тер Хаар, Г. ред. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Пер. с англ. М.:Физматлит, 2008. 544с.
2. Noltingk В.Е., Neppiras Е.А.//Cavitation produced by ultrasonics. Proc. Phys.Soc. 63В. С.674—685. 1950.



3. Акуличев В.А. //Пульсации кавитационных пузырьков в поле ультразвуковой волны. Акустический журнал. 13. Вып.2. С.170-177. 1967.
4. Климов А.И. Частное сообщение.

## Initiation of discharge in liquid by ultrasound

*A.S.Baryshnikov<sup>1</sup>, A.A.Gruzdkov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Ioffe Institute of Physics and Technology

<sup>2</sup>Technological University, St. Petersburg

Cavitation phenomena in liquid media, as well as solids, have a significant impact on the physical properties of media. This is due to the fact that cavitation leads to a sharp convergence of the bubble. The convergence of the bubble, "collapse", is accompanied by cumulative phenomena: an increase in temperature and pressure in the center of the bubble, which leads to a number of physical phenomena, for example, luminescence, chemical decomposition of liquid molecules and ionization [1].

To describe the dynamics of a single bubble in a liquid, the Rayleigh equation is used, which, when taking into account ultrasound, is transformed into the Nolting-Neppires equation by adding a periodic pressure of a sound wave to the free term [2], since the liquid is considered incompressible. If compressibility is taken into account, then inside the liquid outside the bubble, the solution has the form of a traveling wave, since the matter conservation equation is transformed into a wave equation. In a liquid, the velocity of propagation of a sound wave is much higher than in a gas (in water 1500 m/ s). Therefore, the delay in the appearance of a wave at a sufficiently large distance will not significantly affect the solution of the sound propagation equation. Thus, at distances longer than the sound wave length, the solution to the motion of the liquid near the bubble must be sought in a harmonic form. In this case, the velocity of the liquid outside the bubble has the form:  $V = V_0 \cos(\omega t)$ , since the velocity  $V$  must continuously change into velocity in an incompressible fluid,  $V_0$ , when the frequency of the sound field  $\omega = 0$ .

In this work, a small concentration of bubbles is assumed which reduces the probability of a bubble fusion mechanism, a single bubble is considered. A bubble in a liquid experiences stretching and compression inside a sound wave. The diameter of the bubble is considered to be much smaller than the wavelength of the sound wave. The viscosity of the liquid is taken into account. Diffusion and evaporation on the bubble surface are not taken into account in this formulation. Repeating the derivation of the Rayleigh equation, we obtain the equation:

$$\begin{aligned} & \cos(\omega t) \left( \frac{R}{R_0} \right) \left( \frac{\ddot{R}}{\omega^2 R_0} \right) + \left[ 2 \cos(\omega t) - \frac{1 + \cos(2\omega t)}{4} \right] \left( \frac{\dot{R}}{\omega R_0} \right)^2 + \sin(\omega t) \left( \frac{\dot{R}}{\omega R_0} \right) + \\ & + \left\{ \frac{P_0 - P_{vap}}{\omega^2 \rho R_0^2} + \frac{2\sigma}{\omega^2 \rho R_0^3} \left( \frac{R_0}{R} \right) - \left[ \frac{P_0 - P_{vap}}{\rho R_0^2 \omega^2} + \frac{2\sigma}{\omega^2 \rho R_0^3} \right] \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} \right\} + \frac{4\nu}{\omega R_0^2} \cos(\omega t) \left( \frac{R_0}{R} \right) \left( \frac{\dot{R}}{\omega R_0} \right) = 0 \end{aligned} \quad (1)$$



$R_0$  is the initial radius of the bubble,  $\omega=2\pi f$  ( $f$  is the frequency),  $\rho$  is the density of the liquid,  $p_0$  is the external pressure,  $p_{vap}$  is the vapor pressure in the bubble,  $\sigma$  is the surface tension of the medium,  $\nu$  is the kinematic viscosity,  $\gamma$  is the ratio of specific heat. The dimensionless time  $t'$  is taken as dimensionless variables  $\omega t$  and the dimensionless radius  $r = R/R_0$ . The dimensionless velocity of the bubble boundary  $u_0 = U_0/R_0\omega$ , acceleration  $\dot{u}_0 = U_0/R_0\omega^2$ . Dimensionless surface tension is obtained by dividing it by  $\rho\omega^2R_0^3$ , pressure – by  $\rho\omega^2R_0^2$ , kinematic viscosity – by  $\omega R_0^2$ .

Unlike the Nolting-Neppires equation, there is no driving force in the form of sound vibrations inside the bubble in the free term:  $p_m \sin(\omega t)$ . For the appearance of dynamic effects, it is necessary to set the initial velocity of the bubble boundary,  $u_0$ , which occurs together with the very stretching and compression of the liquid in the sound field. The velocity of the boundary is determined by the pressure amplitude in the sound wave  $p_m$ : the volumetric energy of stretching and compression of the liquid in the wave, which should be equal to the volumetric energy of movement of the bubble boundary:  $\rho U_0^2/2$ .

The accuracy of the calculation method is confirmed by comparison with previous calculations of the Nolting-Neppires equations of bubble vibrations under the influence of ultrasound [3]. Since for the highest derivative in (1) there is a term that turns to zero at  $t'=\pi/2$ , with a large step, the calculations demonstrate instability. When the step is reduced by 2 times (about a million steps in a single time), the solution stabilizes, but detects different behavior depending on the frequency of ultrasound. Moreover, this happens even with a small change in the frequency of ultrasound.

Thus at a frequency  $f = 15.5$  kHz, at the critical moment of a dimensionless time equal to  $\pi/2$ , a dimensionless stretching velocity  $u_0 = 10^{-4}$  and a bubble size  $R_0 = 10^{-5}$ m, the bubble experiences a sharp convergence. At a frequency of  $f = 16$  kHz, the bubble expands dramatically. Such a different behavior of the bubble at close frequencies could be explained theoretically. There is a kind of resonance of sound vibrations and natural vibrations of the bubble.

In reality, sound vibrations are a group of waves of similar frequencies. Therefore, such a sharp transition from convergence to expansion of the bubble and vice versa should lead to the fact that at some medium-group frequencies there is both expansion and collapse of bubbles simultaneously, which contributes to the emergence of gaseous media with high temperature, plasma. If this happens in an electric field, then a high-intensity electric discharge may occur. There is evidence that a similar discharge is observed in the experiment [4]. There is no explanation for this effect yet.

*Figure 1. Qualitatively different behavior of the dimensionless bubble radius depending on the ultrasound frequency when the critical dimensionless time  $\pi/2$  is reached.*

1. Physical Principles of Medical Ultrasonics. Ed. C.R.Hill, Ellis Horwood Limited Publisher - Chichester Halsted Press: a division of John Wiley and Sons, N.-Y. - Chichester - Brisbane - Toronto, 1989.
2. Nolting B.E., Neppiras E.A. // Cavitation produced by ultrasonics. Proc. Phys.Soc. 63B. C.674–685. 1950.

3. Akulichev V.A. // Pulsations of cavitation bubbles in the ultrasonic wave field. Acoustic magazine. 13. Issue 2. pp.170-177. 1967 [in Russian].
4. Klimov A.I. Private message.



## 7.4 Влияние сопротивления плазмы на результаты измерений ФРЭЭ и локальных макроскопических параметров зондом Ленгмюра

*С.Н. Андреев<sup>1</sup>, А.В. Бернацкий<sup>1</sup>, Н.А. Дятко<sup>1,2</sup>, И.В. Кочетов<sup>1,2</sup>,  
В.В. Лагунов<sup>1</sup>, В.Н. Очкин<sup>1\*</sup>*

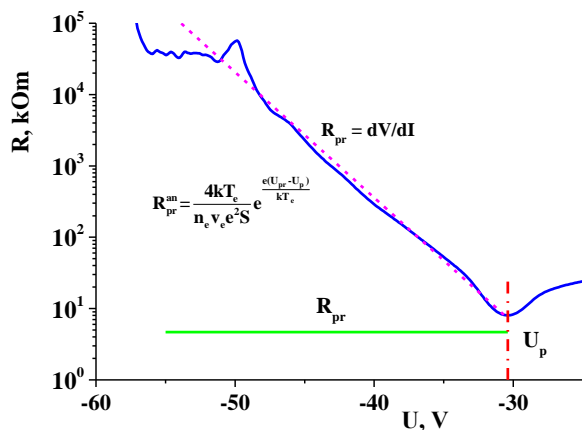
<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

<sup>2</sup>Государственный научный центр РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Троицк, 108840 Россия

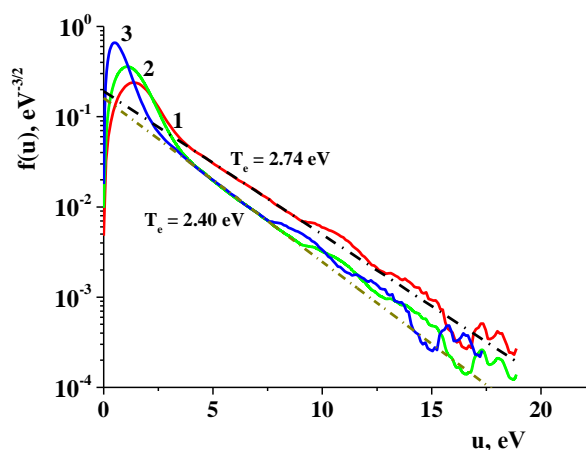
\*ochkinvn@lebedev.ru

Измерениям характеристик плазмы с помощью зондов Ленгмюра и анализу точности полученных с их помощью результатов посвящен ряд статей и монографий (см., например, [1-3]). Целью настоящей работы является анализ влияния конечного сопротивления плазмы между зондом и опорным электродом на точность измерения потенциала плазмы, ФРЭЭ, концентрации и средней энергии электронов в плазме тлеющего разряда в гелии применительно к экспериментальным условиям разряда с полым катодом [4]. При получении вольтамперной характеристики (ВАХ) зонда необходим второй электрод, который называется опорным. Часть напряжения, подаваемого в измерительную цепь зонда, падает на призондовом слое (ВАХ которого нелинейная), а другая - на плазме (с сопротивлением  $R_{pl}$ ), расположенной между зондом и опорным электродом. В работах [1-3] показано, что, параметр, характеризующий искажения за счет конечного сопротивления плазмы пропорционален  $r/l_e$ , где  $r$  - радиус зонда,  $l_e$  - длиной свободного пробега электронов.

Если известна ВАХ зонда, то так называемое дифференциальное сопротивление призондового слоя может быть вычислено как  $R_{pr} = dU/dI$  [1-2]. Для расчета этой величины мы использовали величину обратную значению результата интегрирования по напряжению измеренной второй производной  $d^2I/dU^2$ . Полученная таким образом зависимость  $R_{pr}$  от напряжения на зонде показана на рисунке 1 сплошной синей кривой. Призондовое сопротивление минимально в точке равенства напряжения на зонде потенциалу плазмы и составляет 8.1 кОм. Пунктирной линией показано дифференциальное призондовое сопротивление, вычисленное по формуле, приведенной в [1-2] и на рисунке 1. При вычислении  $R_{pr}$  температура электронов и их концентрация брались из эксперимента. Наблюдается хорошее согласие между полученными этим двумя способами величинами  $R_{pr}$ .



**Рисунок 1.** Зависимость дифференциального сопротивления призондового слоя и сопротивления плазмы от напряжения на зонде.  $U_p$  – потенциал плазмы.



**Рисунок 2.** ФРЭЭ на разных стадиях коррекции. He,  $P = 2$  мбар,  $r = 50$  мкм,  $l_z = 2$  мм,  $U_d = 330$  В,  $I_d = 95$  мА.

Параметры электронной компоненты плазмы определялись с использованием оригинальной многоканальной зондовой системы, разработанной авторами [4]. Зонды были расположены в одной плоскости параллельной плоскости анода на расстоянии 15 мм от анода. Расстояние между срезом полого катода и анода составляло 30 мм. Система позволяет одновременно проводить измерения на 3-х одиночных зондах Ленгмюра, расположенных в разных областях разряда. ВАХ на каждом зонде формируются подачей на него шумового сигнала, что позволяет минимизировать влияние помех и добиться большого динамического диапазона ( $\sim 3\div 4$  порядка) в определении ФРЭЭ. Кроме того, измерительная система позволяет производить очистку поверхности зондов одновременно методами ионной бомбардировки и нагревом.

Процедура коррекции состояла из двух этапов. Умножение измеренной величины  $d^2I/dU^2$  на множитель  $a = (1 + R_{pi}/R_{pr})^3$ . Величина дифференциального сопротивления призондового слоя  $R_{pr}$  вычислялась по полученной из измерений функции  $d^2I/dU^2$  путем однократного её интегрирования по напряжению. Величина сопротивления плазмы рассчитывалась по формуле, приведенной в [1] и на рисунке 1 с использованием измеренной концентрации электронов и их средней энергии, вычисленной по измеренной ФРЭЭ. На втором этапе корректировалась величина напряжения, приложенного к зонду путем вычитания величины напряжения, теряемого на сопротивлении плазмы между зондом и опорным электродом (анодом). Расчеты сопротивления плазмы с использованием значений концентрации электронов и температуры электронов, полученных из эксперимента дают величину 4.7 кОм. На рисунке 2 приведена ФРЭЭ без коррекции (1), после умножения на множитель  $a$  (2) и после второго этапа коррекции (3).

Если учитывать только коррекцию ФРЭЭ на множитель  $a$  то величина скорректированной концентрации электронов возрастает в два раза. Анализ показывает, однако, что эта коррекция, выполненная в отрыве от второй,

оказывается чрезмерной. Учет второго этапа приводит в итоге лишь к незначительному увеличению непосредственно измеренной концентрации электронов с  $1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  до  $1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (на 10%), при этом средняя энергии электронов уменьшается с 3.7 эВ до 2.5 эВ (на 30%). Увеличение измеренного потенциала плазмы при коррекции происходит на 1.5 В, т. е. 5%.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

1. Ю. А. Иванов, Ю. А. Лебедев, Л. С. Полак, Методы контактной диагностики в неравновесной плазме, М.: Наука, 1981.
2. В. И. Демидов, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев, Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы, Энергоатомиздат, 1996.
3. V. I. Demidov, M. E. Koeper, I. P. Kurlyandskaya and M. A. Malkov, *Phys. Plasmas* **27**, 020501, 2020.
4. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, *Vacuum* **206**, 111514, 2022.

## Effect of Plasma Resistance on the Results of Measurements of EEDF and Local Macroscopic Parameters with a Langmuir Probe

*S. N. Andreev<sup>1</sup>, A. V. Bernatskiy<sup>1</sup>, N. A. Dyatko<sup>1,2</sup>, I. V. Kochetov<sup>1,2</sup>,  
V. V. Lagunov<sup>1</sup>, V. N. Ochkin<sup>1\*</sup>*

<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

<sup>2</sup>Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Moscow, Troitsk, 108840  
Russia

\*ochkinvn@lebedev.ru

Measurements of plasma characteristics with the help of Langmuir probes and analysis of the accuracy of the results obtained with their help are the subject of a number of papers and monographs (see, for example, [1-3]). The aim of this work is to analyze the effect of the finite plasma resistance between the probe and the reference electrode on the accuracy of measuring the plasma potential, EEDF, concentration, and average energy of electrons in the plasma of a glow discharge in helium as applied to the experimental conditions of a discharge with a hollow cathode [4]. When obtaining the current-voltage characteristic (IVC) of the probe, a second electrode is required, which is called the reference electrode. Part of the voltage supplied to the measuring circuit of the probe drops across the near-probe layer (whose IVC is nonlinear), and the other part drops across the plasma (with resistance  $R_{pl}$ ) located between the probe and the reference electrode. In works [1-3] it is shown that the parameter characterizing the distortion due to the finite resistance of the plasma is proportional to  $r/l_e$ , where  $r$  is the probe radius,  $l_e$  is the mean free path of electrons.

If the IVC of the probe is known, then the so-called differential resistance of the near-probe layer can be calculated as  $R_{pr} = dU/dI$  [1-2]. To calculate this value, we

used the reciprocal value of the voltage integration result of the measured second derivative  $d^2I/dU^2$ . The dependence of  $R_{pr}$  on the probe voltage obtained in this way is shown in Figure 1 as a solid blue curve. The near-probe resistance is minimal at the point where the voltage across the probe is equal to the plasma potential and is 8.1 k $\Omega$ . The dashed line shows the differential near-probe resistance calculated by the formula, given in [1-2] and in Figure 1. When calculating  $R_{pr}$ , the electron temperature and their concentration were taken from the experiment. Good agreement is observed between the  $R_{pr}$  values obtained by these two ways.

The parameters of the plasma electronic component were determined using an original multichannel probe system developed by the authors of [4]. The probes were located in one plane parallel to the anode plane at a distance of 15 mm from the anode. The distance between the edge of the hollow cathode and the anode was 30 mm. The system allows for simultaneous measurements on 3 single Langmuir probes located in different regions of the discharge. The IVC on each probe is formed by applying a noise signal to it, which allows for minimizing the effect of interference and achieving a large dynamic range ( $\sim 3\div 4$  orders) in determining the EEDF. In addition, the measuring system makes it possible to clean the surface of the probes simultaneously by ion bombardment and heating.

The correction procedure consisted of two stages. At the first stage the measured value  $d^2I/dU^2$  was multiplied by the factor  $a = (1+R_{pl}/R_{pr})^3$ . The value of the differential resistance of the near-probe layer  $R_{pr}$  was calculated from the function  $d^2I/dU^2$  obtained from the measurements by integrating it once over the voltage. The plasma resistance value was calculated by the formula given in [1] and in Fig. 1 using the measured electron concentration and their average energy calculated from the measured EEDF. At the second stage, the voltage applied to the probe was corrected by subtracting the voltage lost in the plasma resistance between the probe and the reference electrode (anode). Calculations of the plasma resistance using the values of the electron density and electron temperature obtained from the experiment give a value of 4.7 k $\Omega$ . Figure 2 shows the EEDF without correction (1), after multiplication by the factor  $a$  (2) and after the second stage of correction (3).

If only the EEDF correction by the factor  $a$  is taken into account, then the value of the corrected electron density doubles. Analysis shows, however, that this correction, carried out in isolation from the second one, turns out to be excessive. Accounting for the second stage results in only a slight increase in the directly measured electron concentration from  $1.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  to  $1.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (by 10%), while the average electron energy decreases from 3.7 eV to 2.5 eV (by 30%). The increase in the measured plasma potential during correction occurs by 1.5 V, i.e. 5%.

The work was supported by the Russian Science Foundation, project No. 19-12-00310.

**Figure. 1.** Dependence of differential resistance of near-probe layer and plasma resistance on the probe voltage.  $U_p$  is the plasma potential.

**Figure. 2.** EEDF at different stages of correction. He,  $P = 2 \text{ mbar}$ ,  $r = 50 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $l_z = 2 \text{ mm}$ ,  $U_d = 30 \text{ V}$ ,  $I_d = 95 \text{ mA}$ .

1. Yu.A. Ivanov, Yu.A. Lebedev, and L.S. Polak, *Methods of Contact Diagnostics in Nonequilibrium Plasma*, Moscow: Nauka, 1981 (in Russian).

2. V.I. Demidov, N.B. Kolokolov, and A.A. Kudryavtsev, Probe methods for studying low-temperature plasma, Energoatomizdat, 1996 (in Russian).
3. V. I. Demidov, M. E. Koepke, I. P. Kurlyandskaya and M. A. Malkov, Phys. Plasmas **27**, 020501, 2020.
4. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, Vacuum **206**, 111514, 2022.



## 8.1 Симуляция продольно-поперечного разряда в высокоскоростном воздушном потоке в гидродинамическом приближении

*Корнев К.Н., Шибков В.М., Логунов А.А.*

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
singuliarnost@yandex.ru

Газовый разряд постоянного тока величиной 10А рассматривался в рамках канальной модели в гидродинамическом приближении. Аэродинамические условия симуляции приближены к экспериментальным. В работе получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке, а также плотности тока в иницируемом в нем разряде при числе Маха  $M=2$ . Рассмотрено развитие продольно-поперечного разряда в диапазоне времени  $t$  до 20мкс. Без необходимости в моделировании процессов пробоя, он инициировался с помощью ручной установки в начальный момент времени электропроводящей зоны газа с температурой  $T\sim 10000\text{K}$  между электродами. Показано, что в условиях симуляции разряд движется практически со скоростью основного сверхзвукового воздушного потока, достаточно слабо его возмущая. По полученным в расчетах характерным значениям плотности тока и температуры газа 8000-10000К в разрядном канале сделаны оценки концентрации электронов  $n_e\sim 10^{16}\text{см}^{-3}$ . Оценена напряженность поля  $E\sim 125\text{В/см}$  и приведенная напряженность поля в канале разряда  $E/N$  около 30Тд. В конфигурации аэродинамической модели с укороченными электродами показан переход к закрепленной на их концах фазе разряда. Рассмотренный в работе продольно-поперечный разряд может быть использован, например, с целью быстрого объемного воспламенения топлив в камерах сгорания прямоточных двигателей благодаря высокой достигаемой в нем температуре газа.

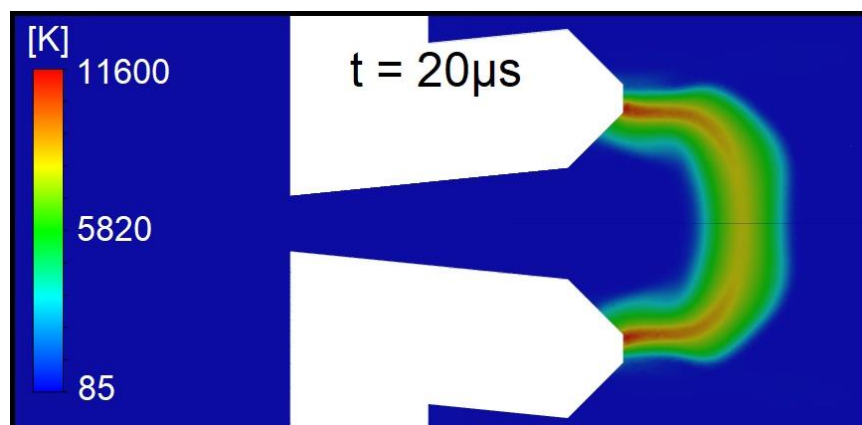


Рисунок 1. Контур статической температуры в момент времени  $t = 20$  мкс. Укороченная конфигурация электродов.

К.Н. Корнев является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233, <https://rscf.ru/project/23-22-00233/>

1. A. Logunov, K. N. Kornev, L. V. Shibkova, V. M. Shibkov. // High Temperature. 2021. Vol. 59. №. 1. P. 19–26.
2. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58, № 6. С. 1–8.
3. Двинин С.А., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М. // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42, № 2. С. 181–191.
4. Kolev S., Bogaerts A. // Plasma Sources Science and Technology. 2014. Т. 24. №. 1. С. 015025.
5. J. S. Shang, P. G. Huang, H. Yan, S. T. Surzhikov // Journal of Applied Physics. 2009. Т. 105. №. 2. С. 023303.
6. Nishihara M., Adamovich I. V. // IEEE transactions on plasma science. 2007. Т. 35. №. 5. С. 1312-1324.
7. Firsov , V. Bityurin , D. Tarasov , A. Dobrovolskaya , R. Troshkin, A. Bocharov // Energies. 2022. Т. 15. №. 19. С. 7015.

## **Simulation of a Longitudinal-Transverse Discharge in a High-Speed Air Flow in the Hydrodynamic Approximation**

*Kornev K.N., Shibkov V.M., Logunov A.A.*

*M.V.Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia.*

*E-mail: singuliarnost@yandex.ru.*

A DC gas discharge of 10A was considered within the framework of the channel model in the hydrodynamic approximation. The aerodynamic conditions of the simulation are close to the experimental ones. Three-dimensional distributions of velocity, temperature and pressure in a supersonic air flow, as well as the current density in the discharge initiated in it at the Mach number  $M=2$  are obtained in the work. The development of a longitudinal-transverse discharge in the time range  $t$  up to  $20 \mu\text{s}$  is considered. Without the need to simulate the breakdown processes, discharge was initiated by manually setting at the initial time an electrically conductive gas zone with a temperature of  $T \sim 10000\text{K}$  between the electrodes. It is shown that, under simulation conditions, the discharge moves almost at the speed of the main supersonic air flow, disturbing it rather weakly. Based on the characteristic values of the current density and gas temperature of 8000-10000K obtained in the calculations in the discharge channel, estimates of the electron concentration  $n_e \sim 10^{16}\text{cm}^{-3}$  were made. The field strength  $E \sim 125\text{V/cm}$  and the reduced field strength in the discharge channel  $E/N$  was estimated to be about 30Td. In the configuration of the aerodynamic model with shortened electrodes, the transition to the discharge phase fixed at their ends is shown. The longitudinal-transverse discharge considered

in the work can be used, for example, for the purpose of rapid volumetric ignition of fuels in the combustion chambers of ramjet engines due to the high gas temperature reached in it.

Kornev K.N. is a scholarship holder of the Theoretical Physics and Mathematics Advancement Foundation «BASIS» and thanks it for financial support. The study was also supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-22-00233, <https://rscf.ru/project/23-22-00233/>

*Figure 1. Static temperature at time  $t = 20 \mu\text{s}$ . Shortened electrodes configuration*

1. A. Logunov, K. N. Kornev, L. V. Shibkova, V. M. Shibkov. // High Temperature. 2021. Vol. 59. №. 1. P. 19–26.
2. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58, № 6. С. 1–8.
3. Двинин С.А., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М. // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42, № 2. С. 181–191.
4. Kolev S., Bogaerts A. // Plasma Sources Science and Technology. 2014. Т. 24. №. 1. С. 015025.
5. J. S. Shang, P. G. Huang, H. Yan, S. T. Surzhikov // Journal of Applied Physics. 2009. Т. 105. №. 2. С. 023303.
6. Nishihara M., Adamovich I. V. // IEEE transactions on plasma science. 2007. Т. 35. №. 5. С. 1312-1324.
7. Firsov , V. Bityurin , D. Tarasov , A. Dobrovolskaya , R. Troshkin, A. Bocharov // Energies. 2022. Т. 15. №. 19. С. 7015.

▲▲▲

## 8.2 Сравнение трех механизмов воспламенения стехиометрической воздушно-топливной смеси

**В.А. Битюрин\***, **А.Н. Боcharов**, **А.С. Добровольская**, **Е.А. Филимонова**

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия

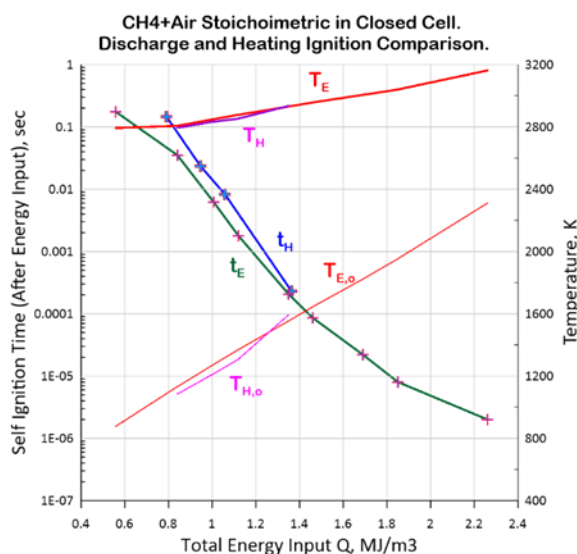
\*valentin.bityurin@gmail.com

Устойчивое воспламенение воздушно-топливных смесей (рабочих тел) является важнейшим технологическим требованиям для всех типов силовых установок, использующих энергию топлива. Как правило, в термодинамическом цикле должен присутствовать элемент активации исходной воздушно-топливной смеси, который предопределяет неизбежность перехода смеси (рабочего тела) из исходного состояния в равновесное высокотемпературное состояние, в котором рабочее тело может совершить полезную работу. Важен, кроме того, и временной интервал этапа активации. Эффективность активации подразумевает также и необходимые энергозатраты. В практических устройствах протекания цикла элементарного «заряда» воздушно-топливной смеси происходят в сложных пространственно-временных условиях. В целях построения упрощенной схемы воспламенения в

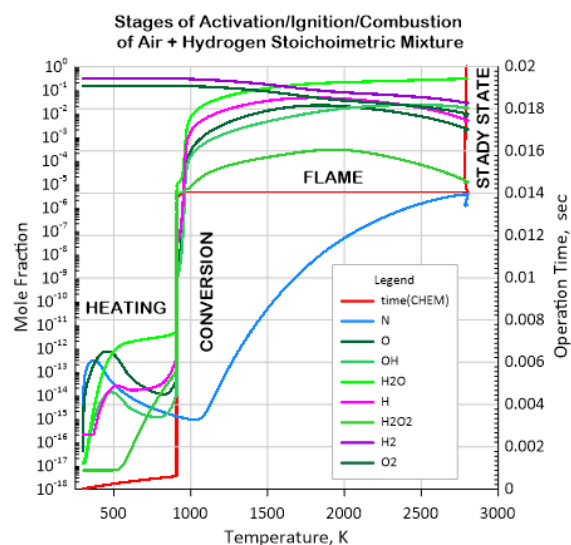
предлагаемой работе используется по возможности простейший пример рабочего тела – однородная стехиометрическая смесь топлива (водорода (1) или метана (2)) и воздуха при нормальных условиях в элементарном постоянном объеме.

В качестве механизмов активации рассматриваются три процесса: (1) однородный нагрев, (2) частичная диссоциация кислорода воздуха или водорода, (3) однородный импульсный электрический разряд. Интегральный энерговклад активации определялся в первом «тепловом» и третьем «электроразрядом» процессах интегрированием мощности энерговклада по времени действия, а во втором «химическом» – суммарной энергией диссоциации молекул (или суммарной начальной энтальпии образования атомарных компонент). Временная эволюция рассчитывалась с использованием инструментов PlasmAero [1] с соответствующими схемами химических реакции воздушно-топливных смесей с дополнительным включением «полевых» реакций для обеспечения адекватного описания влияния электрического поля (см., например, [2-4]). На рис. 1 приведен один из результатов – сравнение временной и энергетической эффективности теплового и электроразрядного механизмов активации для метано-воздушной смеси. На рис. 2 приведена «стадийная» структура воспламенения водородо-воздушной смеси.

В целом, проведенное исследование подтвердило возможность характеризовать активацию интегральным энерговкладом. Необходимый уровень энерговклада для достижения стадии пламени за времена порядка миллисекунд для всех рассмотренных механизмов одинаков и составляет около 1 МДж/м<sup>3</sup>. Преимущества энерговклада большой мощности (электроразрядной механизм) более или менее существенны на больших временах индукции. По-видимому, основными критериями формирования стратегий воспламенения являются технологические предпочтения.



**Рисунок 1.** Сравнение тепловой (индекс «Q») и электроразрядной активации (индекс «E»)



**Рисунок 2.** Стадийность воспламенения водородо-воздушной смеси

Работа выполнена при поддержке министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание № 075-01129-23-00).

1. Bityurin, V.A.; Bocharov, A.N.; Popov, N.A. Numerical Simulation of an Electric Discharge in Supersonic Flow. *Fluid Dyn.* 2008, **43**, 642-653.
2. Filimonova E, Bocharov A, Bityurin V. Influence of a non-equilibrium discharge impact on the low temperature combustion stage in the HCCI engine. *Fuel*, 2018; **228**:309-322.
3. Filimonova EA, Bocharov AN, Dobrovolskaya AS, Bityurin VA. Influence of nanoseconds pulsed discharges on the composition of intermediate and final combustion products in the HCCI engine. *Plasma Chem Plasma Process*, 2019;**39**:683-694.

## Comparison of three ignition mechanisms of stoichiometric air-fuel mixture

*V.A. Bityurin\**, *A.N. Bocharov*, *A.S. Dobrovolskaya*, *E.A. Filimonova*

Joint Institute for High Temperatures of the RAS, Moscow, Russia

\*valentin.bityurin@gmail.com

Stable ignition of air-fuel mixtures (working bodies) is the most important technological requirements for all types of power plants using fuel energy. As a rule, an activation element of the initial air-fuel mixture must be present in the thermodynamic cycle, which determines the inevitability of the transition of the mixture (working body) from the initial state to an equilibrium high-temperature state in which the working body can perform useful work. The time interval of the activation stage is also important. The effectiveness of activation also implies the necessary energy consumption. In practical devices, the elementary "charge" cycle of the air-fuel mixture occurs in complex space-time conditions. In order to construct a simplified ignition scheme, the proposed work uses the simplest possible example of a working body - a homogeneous stoichiometric mixture of fuel (hydrogen (1) or methane (2)) and air under normal conditions in an elementary constant volume.

Three processes are considered as activation mechanisms: (1) homogeneous heating, (2) partial dissociation of hydrogen or air oxygen, (3) homogeneous pulsed electric discharge. The integral activation energy input was estimated in the first "thermal" and third "electric discharge" processes by integrating the power of the energy input over the duration of action, and in the second "chemical" is by the total energy of dissociation of molecules (or the total initial enthalpy of formation of atomic components). The time evolution was calculated using PlasmAero tools [1] with corresponding schemes of chemical reactions of air-fuel mixtures with the additional inclusion of "electric field" reactions to ensure an adequate description of the influence of the electric field (see, for example, [2-3]). Figure 1 shows one of the results, namely, a comparison of the time and energy efficiency of thermal and electrical activation mechanisms for a methane-air mixture. Figure 2 shows the "stages" structure of ignition of the hydrogen-air mixture.

In general, the carried-out research confirmed the possibility of characterizing activation by an integral energy input. The required level of energy input to reach the

flame stage in times of the order of milliseconds is likely the same for all the mechanisms considered and is about of 1 MJ/m<sup>3</sup>. The advantages of high-power energy input (electric discharge mechanism) are significant at long induction times. Apparently, the main criteria for the formation of ignition strategies are technological preferences.

This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (State Assignment No. 075-01129-23-00).

*Figure 1. Comparison of the thermal (subscript "Q") and electrical (subscript "E") activation.*

*Figure 2. "Stages" structure of the hydrogen-air mixture ignition.*

1. Bityurin, V.A.; Bocharov, A.N.; Popov, N.A. Numerical Simulation of an Electric Discharge in Supersonic Flow. *Fluid Dyn.* 2008, **43**, 642–653.
2. Filimonova E, Bocharov A, Bityurin V. Influence of a non-equilibrium discharge impact on the low temperature combustion stage in the HCCI engine. *Fuel*, 2018;**228**:309–322.
3. Filimonova EA, Bocharov AN, Dobrovolskaya AS, Bityurin VA. Influence of nanoseconds pulsed discharges on the composition of intermediate and final combustion products in the HCCI engine. *Plasma Chem Plasma Process*, 2019;**39**:683–694.



## 9.1 Особенности переноса энергии излучением в среде с локализацией

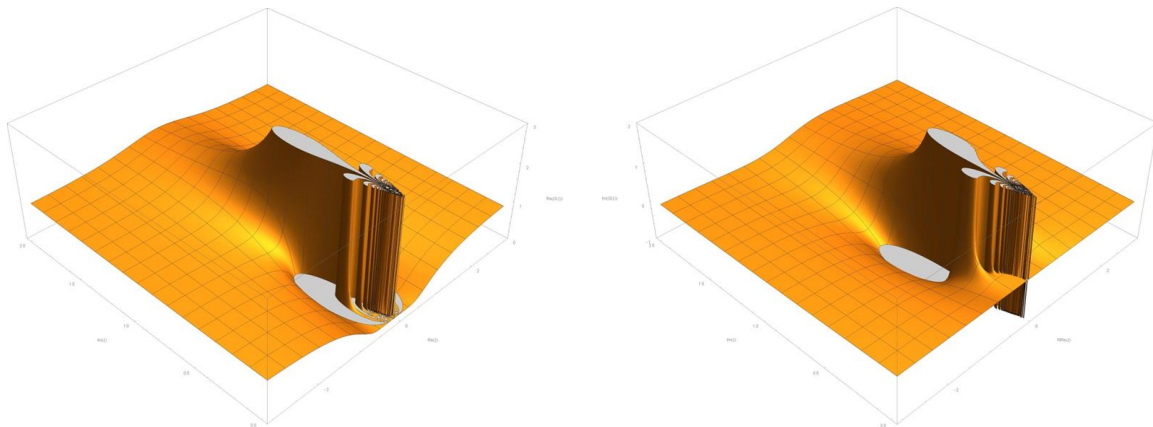
*А.В. Галактионов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
andrei.v.galaktionov@gmail.com

Перенос энергии тепловым излучением играет важную роль при воздействии электрических и магнитных полей на газоплазменные потоки и может заметно влиять на их характеристики. Тепловое излучение доминирует в высокотемпературных теплоизоляторах.

С помощью операторного метода [1] описания переноса энергии в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах теория переноса обобщена на случай гипотетической локализации излучения [2,3]. Показано, что локализация может быть описана с помощью использования неаналитического в нуле символа оператора радиационного теплопереноса. Кроме того, утрата аналитичности символа является необходимым условием описания локализации излучения. Именно аналитичность обычно предполагается или молчаливо подразумевается во многих физических выводах [4].

Исследуются свойства неаналитического символа и возможности численной реализации в различных задачах теплообмена. Установлено, что гладкий, бесконечно дифференцируемый, но неаналитический символ оператора имеет весьма сложную геометрию на комплексной плоскости. Его использование позволяет решать задачи в неограниченной среде, задачи с периодическими граничными условиями, однако наличие границ сильно осложняет задачу и требует дальнейших исследований.



**Рисунок 1.** Действительная и мнимая части модельного символа  $G(\xi) = \text{Exp}(-1/\xi^2)$  оператора радиационного теплопереноса в среде с локализацией

В случае локализации распространение излучения коренным образом изменяется. Отсутствуют не только лучи, но и обычный полюс глубинного режима распространения излучения, когда почти изотропный по направлениям свет сравнительно слабо по сравнению с лучами затухает и проникает на большие расстояния. Вместо этого образуется похожий на разрез полюс вблизи начала координат – то есть для малых волновых векторов или на больших для распространения теплового излучения расстояниях. Физически это означает, что только «плавным» возмущениям удастся проникать сквозь среду с локализацией теплового излучения.

Обсуждается возможность экспериментального измерения символа оператора переноса энергии излучением в режиме локализации методом температурных волн [5].

1. Galaktionov A. V. The Theory of Radiative Heat Transfer in Disperse Media, High temperature, 1997, Vol. 35, No. 5, pp. 755-765.
2. Wiersma, Diederik S.; et al. Localization of light in a disordered medium, Nature, 1997, 390 (6661): 671-673.
3. Störzer, Martin; et al. Observation of the critical regime near Anderson localization of light, Phys. Rev. Lett. 2006, 96 (6): 063904.
4. Galaktionov A.V. Features of photon diffusion in a dispersed medium // J. Phys.: Conf. Ser. 2100 012022.
5. Vorobyev A. Y., Galaktionov A. V., Titov V. E., Chernyshev A. P. Temperature Wave Method of High-Temperature Spectroscopy, Optika i spektroskopiya, 1993, Vol. 74, Issue 3, pp. 593-599.

## **Features of radiation energy transfer in a medium with localization**

*Galaktionov A.V.*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia  
andrei.v.galaktionov@gmail.com

Energy transfer by thermal radiation plays an important role in the action of electric and magnetic fields on gas-plasma flows and can noticeably affect their characteristics. Thermal radiation dominates in high-temperature insulators.

Using the operator technique [1] to describe energy transfer in absorbing, radiating, and scattering media, the transport theory is generalized to the case of hypothetical radiation localization [2,3]. It is shown that localization can be described by using the non-analytic in zero symbol of the radiative heat transfer operator. Moreover, the loss of analyticity of the symbol is a necessary condition for describing the localization of radiation. It is analyticity that is usually assumed or tacitly implied in many physical conclusions [4].

Properties of the non-analytic symbol and possibilities of numerical realization in various problems of heat exchange are investigated. It is established that a smooth, infinitely differentiable, but non-analytic operator symbol has a very sophisticated

geometry on the complex plane. Its use allows solving problems in unbounded medium, problems with periodic boundary conditions, but the presence of boundaries strongly complicates the problem and requires further research.

In the case of localization, the radiation propagation changes radically. Not only the rays are absent, but also the usual pole of radiation propagation in the deep mode, when almost directionally isotropic light is relatively weakly decayed compared to the rays and penetrates to long distances. Instead, a cut-like pole is formed near the origin - that is, for small wave vectors or at large distances for thermal radiation propagation. Physically, this means that only "smooth" perturbations manage to penetrate through the medium with localization of thermal radiation.

The possibility of experimental measurement of the symbol of the radiation energy transfer operator in the localization mode by the temperature wave method is discussed [5].

*Figure 1: Real and imaginary parts of the model symbol  $G(\xi) = \text{Exp}(-1/\xi^2)$  of the radiation heat transfer operator in a medium with localization*

1. Galaktionov A. V. The Theory of Radiative Heat Transfer in Disperse Media, High temperature, 1997, Vol. 35, No. 5, pp. 755-765
2. Wiersma, Diederik S.; et al. Localization of light in a disordered medium, Nature, 1997, 390 (6661): 671-673
3. Störzer, Martin; et al. Observation of the critical regime near Anderson localization of light, Phys. Rev. Lett. 2006, 96 (6): 063904.
4. Galaktionov A.V. Features of photon diffusion in a dispersed medium // J. Phys.: Conf. Ser. 2100 012022
5. Vorobyev A. Y., Galaktionov A. V., Titov V. E., Chernyshev A. P. Temperature Wave Method of High-Temperature Spectroscopy, Optika i spektroskopiya, 1993, Vol. 74, Issue 3, pp. 593-599

▲▲▲

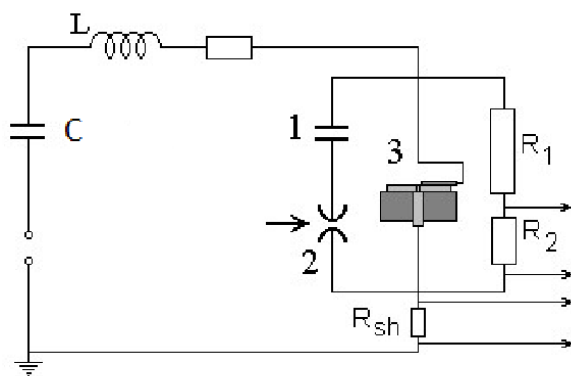
## 9.2 Воздействие плазмы капиллярного разряда на металлические образцы

*В.А. Байдак, В.Л. Бычков*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва,  
Россия

e-mail: bychvl@gmail.com

Проведены исследования с капиллярным плазмотроном, или эрозионным плазмотроном – наиболее известным типом плазменных генераторов для получения плазменной струи. Принципиальная схема установки представлена на рисунке 1.



*Рисунок 1.* Схема капиллярного плазмотрона. 1 – иницирующая емкость, 2 – коммутатор, 3 – капилляр,  $R_1$ ,  $R_2$  – сопротивления делителя напряжения,  $R_{sh}$  – сопротивление шунта для определения тока разряда,  $C$  – батарея конденсаторов.

Обычно капиллярный плазмотрон в наших экспериментах обладал следующими характеристиками: длительность импульса составляла 7 - 25 мс, энергия в импульсе изменялась в диапазоне 300-1800 Дж, напряжение на разрядном промежутке было 300 В, значения тока в импульсе составляли 50-100 А. Диаметр канала плазмотрона был 2 мм. Длина струи составляла  $12 \pm 1$  см. Температура плазменной струи может составлять порядка 6000 К.

Были проведены эксперименты по получению энергоемких плазменных образований. Для этого прямо над капилляром размещалась проволочки из различных материалов: припоя, состоящего из 40% олова 60% свинца (ПОС-40), меди и стали. Результат взаимодействия представлен на рисунке 2.

Характерные размеры таких энергоемких плазменных образований составляли примерно 0,5 - 1 см, а их время жизни составляло порядка 3 - 5 с. Некоторые из них взрывались на поверхности подложки, разделяясь на частицы меньших размеров. В результате чего они оставляли следы на бумаге, как показано на рис. 3.

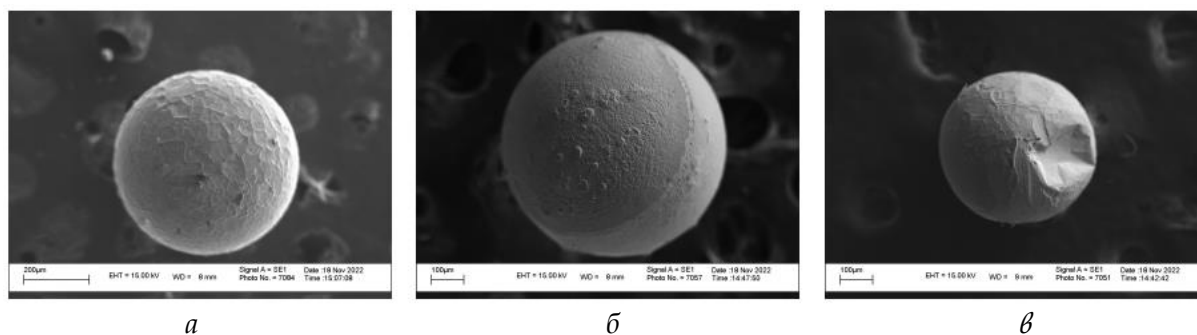


*Рисунок 2.* Результат взаимодействия плазмы капиллярного разряда с проволокой из стали.



*Рисунок 3. След взрыва энергоемкого плазменного образования.*

Энергии таких образований хватало на то, чтобы прожечь в бумаге отверстия диаметром порядка 2 мм. Оценка энергии таких образований составила более 12 Дж. Учитывая размер оставшихся после остывания металлических шариков диаметром около 800 мкм, получаем, что их удельная энергия составляет примерно 0,7 МДж/кг. Изображения, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа, металлических шариков представлены на рис.4.



*Рисунок 4. Изображения, полученные при помощи сканирующего электронного микроскопа, металлических шариков: а - сталь, б - медь. в - ПОС-40.*

Экспериментальное исследование воздействия плазмы капиллярного разряда на металлы показало, что в результате взаимодействия получаются компактные энергоемкие плазменные образования с высокой энергией и большим временем жизни.

Большой размер, время жизни и высокая удельная энергия делают их экспериментальными аналогами шаровых молний, имеющих близкие параметры.

Эти результаты показывают перспективность использования капиллярных разрядов для создания энергоемких добавок в плазменной аэродинамике, а также исследовать их в связи с проблемами моделирования искусственных шаровых молний.



## Effect of capillary discharge plasma on metal samples

*V.A. Baidak, V.L. Bychkov*

M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

e-mail: bychvl@gmail.com

Research has been carried out with a capillary plasmatron, or erosion plasmatron, the best known type of plasma generator for producing a plasma jet. The schematic diagram of the installation is shown in figure 1.

Usually capillary plasmatron in our experiments had the following characteristics: pulse duration was 7 - 25 ms, energy in the pulse varied in the range of 300-1800 J, voltage at the discharge gap was 300 V, current values in the pulse were 50-100 A. Diameter of plasmatron channel was 2 mm. Jet length was  $12\pm 1$  cm. Temperature of a plasma jet could be about 6000 K.

Experiments were carried out to produce energy intensive plasma formations. For this purpose wires made of different materials were placed directly above the capillary: solder consisting of 40% tin 60% lead (POS-40), copper and steel. The result of the interaction is shown in fig. 2.

The characteristic size of these energy-intensive plasma formations was about 0.5 - 1 cm, and their lifetime was about 3 - 5 seconds. Some of them exploded on the surface of the substrate, separating into smaller particles. As a result, they left traces on the paper, as shown in figure 3.

The energy of these formations was enough to burn holes of about 2 mm in diameter in the paper. The estimated energy of these formations was more than 12 Joules. Taking into account the size of remaining after cooling metal balls with a diameter about 800  $\mu\text{m}$ , we obtain that their specific energy is about 0.7 MJ/kg. Scanning electron microscope images of the metal balls are shown in figure 4.

An experimental study of the effect of capillary discharge plasma on metals has shown that the interaction produces compact, energy-dense plasma formations with high energies and long lifetimes.

Their big size, lifespan and high specific energy make them the experimental counterparts of ball lightning with similar parameters.

These results show the promise of using capillary discharges to create energy-intensive additives in plasma aerodynamics, and investigate them in connection with the problems of modeling artificial ball lightning.

*Figure 1.* Scheme of capillary plasmatron. 1 - initiation capacitance, 2 - switch, 3 - capillary, R1, R2 - voltage divider resistance, Rsh - shunt resistance to determine discharge current, C - capacitor battery.

*Figure 2.* The result of the interaction of capillary discharge plasma with a steel wire.

*Figure 3.* A trace of the explosion of an energy-intensive plasma formation.

*Figure 4.* Scanning electron microscope images of metal balls: a - steel, b - copper. c - POS-40.

▲▲▲



### 9.3 Плазмодинамические особенности и томография атома при наличии силовых линий Фарадея

*М.Я. Иванов<sup>1\*</sup>, С.И. Константинов<sup>2</sup>, С.В. Мизин<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ЦИАМ им. П.И. Баранова

<sup>2</sup>ГПУ им. А.И. Герцена

<sup>3</sup>ФИАН им. П.Н. Лебедева

\*mikhivan@eandex.ru

Силовые линии электромагнитного поля впервые были введены в физику электромагнитных явлений Майклом Фарадеем, теория которого утверждает, что реальность электромагнитных явлений выражается в форме указанных силовых линий. В настоящей работе дано теоретическое и экспериментальное подтверждение существования указанных электростатических силовых линий в поляризованном физическом пространстве внутри атома.

Математическое моделирование электростатических силовых линий обеспечивается решениями уравнения Пуассона-Больцмана для потенциала силового поля  $\phi$  в виде [1,2]

$$D^2 \cdot \Delta \phi = 2 \cdot \text{sh}(\phi). \quad (1)$$

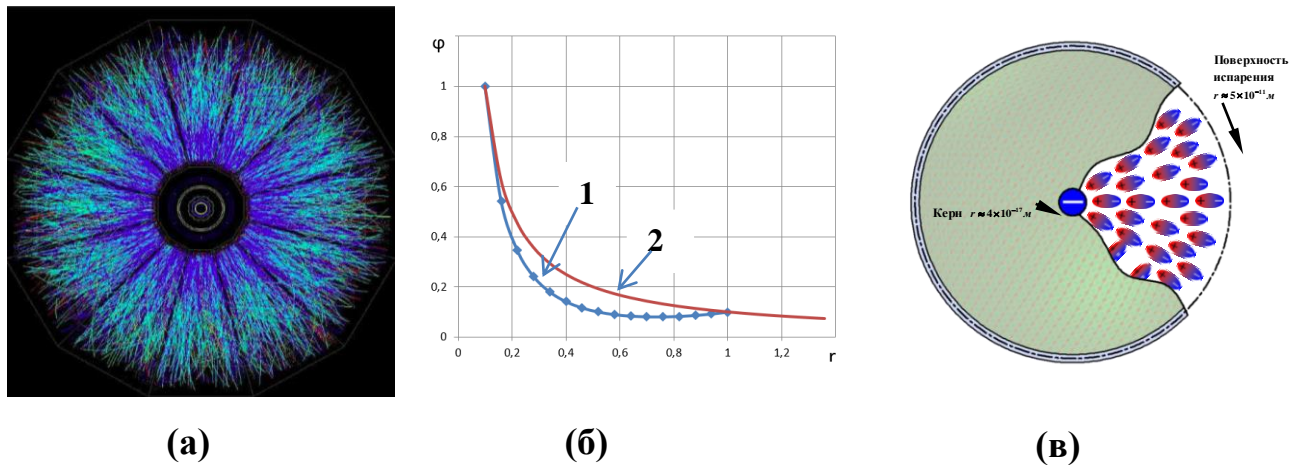
Решения могут быть получены численными методами или с помощью функций Грина. Уравнение (1) с единых позиций описывает эффекты близкого действия и дальнего действия [3]. На его основе построена унифицированная теория всех основных взаимодействий в природе: гравитационного, электромагнитного, слабого и сильного. При этом в случае гравитационного взаимодействия потенциал уравнения (1) представляет собой фактически потенциал классической гравитационной теории Ньютона, которая при аккуратном рассмотрении не имеет приписываемых ей парадоксов [3].

Решения уравнения (1) моделируют также сильные и слабые взаимодействия [3,4]. В частности, с их помощью удается рассмотреть структуру элементарных частиц и «материализовать» силовые электростатические линии Фарадея внутри атомов и молекул [4]. По этому направлению рассмотрим полученные в последнее время конкретные яркие экспериментальные результаты. Так, в работе [5] была измерена величина давления внутри протона, которая оказалась порядка  $10^{35}$  Паскалей. Эта величина предсказана теоретически в работах [3,4].

Другим принципиальным экспериментальным результатом следует назвать впервые выполненную регистрацию реальной среды в форме силовых линий в поляризованном пространстве внутри атома. С помощью современных способов томографии [6] указанная регистрация была выполнена и опубликована в блестящей работе [7] в начале 2023 года. На рис.1,а приведено

диагностированное изображение поляризованного пространства типичного атома. Отчетливо наблюдается «силовое» поле внутреннего поляризованного пространства атома в форме «силовых» линий, идущих от центра атома к его периферии.

Рис.1,б показывает результаты расчета распределения электростатического потенциала  $\phi$  в этом атоме по методике [3] для двух случаев моделирования: при наличии среды (линия 1) и при её отсутствии (линия 2). Приведено также на рисунке слева качественное изображение силовых линий Фарадея в поляризованном пространстве электрона из работы [3].



**Рисунок 1.** Зарегистрированное экспериментально [2] наличие поляризованного пространства атома (а) и рассчитанное распределение электростатического потенциала  $\phi$  (б) по методу [3] при наличии материи (линия 1) и при её отсутствии (линия 2), силовые линии Фарадея в поляризованном пространстве электрона [3] (в).

Настоящая работа рассматривает единую природу физической среды в форме плазмодинамических образований конденсированной и неконденсированной материи [1]. Приводится классическая математическая формулировка для потенциала унифицированного силового поля двухжидкостной модели квазинейтральной плазмы. На основе этой модели описывается с единых позиций гравитационное, кулоновское, слабое и сильное взаимодействия [3]. Данная формулировка в стационарном случае представляет собой унифицированный закон Гука-Ньютона-Кулона для описания силовых полей [2] и имеет вид квазилинейного уравнения Пуассона-Больцмана (1). Методология моделирования основана на подходах механики сплошной среды и всецело опирается на современные экспериментальные достижения. В работе также приведены характерные численные и аналитические решения.

1. М.Я. Иванов. Single Physics of Condensed and Non-Condensed Matter I: Fundamental Laws and Constants. ICCF-24, July 25-28th, 2022. Mountain View, California.
2. М.Я. Иванов. Унифицированный закон Гука-Ньютона-Кулона для описания силовых полей и материалов. XXIX Межд. Конф. ЭМП и М, МЭИ, 26-27 ноября 2021. сс. 3-7.

3. М.Я. Иванов. О классической теории единого силового поля с моделированием ближнего и дальнего взаимодействия. // Физ. образов. в вузах. 2022, 28, № 1, - с. 43-61.
4. M.Я. Ivanov, Space energy, Energy Conservation, INTECH, 2012. pp. 4-56,
5. Burkert, V.D., Elouadrhiri, L. & Girod, F.X. (2018). The pressure distribution inside the proton. Nature 557, pp. 396-399.
6. Э. Кэбин. Релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC и его детекторы. 2000 г.
7. Tomography of ultrarelativistic nuclei with polarized photon-gluon collisions. STAR COLLABORATION. SCIENCE ADVANCES, 4 Jan 2023, Vol 9, Issue 1, DOI: 10.1126/sciadv.abq3903.

## Plasmodynamic features and tomography of an atom in the presence of Faraday force lines

*Ivanov M. Ya.<sup>1\*</sup>, Konstantinov S. I.<sup>2</sup>, Mizin S. V.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>CIAM named after P.I. Baranov

<sup>2</sup>GPU named after A.I. Herzen

<sup>3</sup> Physics Institute of RAN named after P.N. Lebedev

\*email: mikhivan@yandex.ru

Electromagnetic field force lines were first introduced into the physics of electromagnetic phenomena by Michael Faraday, whose theory states that the reality of electromagnetic phenomena is expressed in the form of these force lines. In this paper, theoretical and experimental confirmation of the existence of these electrostatic lines of force in a polarized physical space inside an atom is given.

Mathematical modeling of electrostatic force lines is provided by solutions of the Poisson-Boltzmann equation for the potential of the force field  $\phi$  in the form [1,2].

$$D^2 \cdot \Delta \phi = 2 \cdot \text{sh}(\phi). \quad (1)$$

Solutions can be obtained by numerical methods or using Green's functions. Equation (1) describes the effects of short-range and long-range effects from a single point of view [3]. It is based on a unified theory of all the basic interactions in nature: gravitational, electromagnetic, weak and strong. At the same time, in the case of gravitational interaction, the potential of equation (1) is actually the potential of Newton's classical gravitational theory, which, when carefully considered, has no paradoxes attributed to it [3].

Solutions of equation (1) also model strong and weak interactions [3,4]. In particular, with their help, it is possible to consider the structure of elementary particles and "materialize" Faraday's electrostatic lines of force inside atoms and molecules [4]. In this direction, we will consider the specific bright experimental results obtained recently. Thus, in [5], the pressure inside the proton was measured, which turned out to be about  $10^{35}$  Pascals. This value is predicted theoretically in [3,4].

Another fundamental experimental result should be called the first registration of a real medium in the form of lines of force in a polarized space inside an atom. With the help of modern tomography methods [6], this registration was performed and published in a brilliant paper [7] in early 2023. Fig.1,a shows a diagnosed image of the polarized space of a typical atom. The "force" field of the internal polarized space of the atom is clearly observed in the form of "force" lines running from the center of the atom to its periphery.

Figure 1,b shows the results of calculating the distribution of the electrostatic potential  $\phi$  in this atom according to the method [3] for two modeling cases: in the presence of a medium (line 1) and in its absence (line 2). A qualitative image of Faraday lines of force in the polarized electron space from [3] is also shown in the figure on the left.

The present work considers the unified nature of the physical medium in the form of plasmodynamic formations of condensed and non-condensed matter [1].

A classical mathematical formulation is given for the unified force field potential of a two-fluid quasi-neutral plasma model. Based on this model, the gravitational, Coulomb, weak and strong interactions are described from a single position [3]. This formulation in the stationary case is a unified Hooke-Newton-Coulomb law for describing force fields [2] and has the form of a quasi-linear Poisson-Boltzmann equation (1). The modeling methodology is based on the approaches of continuum mechanics and is entirely based on modern experimental achievements. The paper also presents characteristic numerical and analytical solutions.

**Figure 1.** Experimentally registered [2] presence of the polarized space of the atom (a) and calculated distribution of the electrostatic potential  $\phi$  (b) by the method [3] in the presence of matter (line 1) and in its absence (line 2), Faraday lines of force in the polarized space of the electron [3] (c).

1. M.Ja. Ivanov. Single Physics of Condensed and Non-Condensed Matter I: Fundamental Laws and Constants. ICCF-24, July 25-28th, 2022. Mountain View, California.
2. M.Ya. Ivanov. The unified Hooke-Newton-Coulomb law for describing force fields and materials. XXIX Intern. Conf. EMPiM, MEI, November 26-27, 2021. ss. 3-7.
3. M.Ya. Ivanov. On the classical theory of a unified force field with modeling of near and far interaction.// Phys. images. in universities.2022, 28, No. 1, - ss. 43-61.
4. M.Ja. Ivanov, Space energy, Energy Conservation, INTECH, 2012. pp. 4-56,
5. Burkert, V.D., Elouadrhiri, L. & Girod, F.X. (2018).The pressure distribution inside the proton. Nature 557, pp. 396-399.
6. E. Kabin. Relativistic heavy Ion collider RHIC and its detectors. 2000.
7. Tomography of ultrarelativistic nuclei with polarized photon-gluon collisions. STAR COLLABORATION.\_SCIENCE ADVANCES, 4 Jan 2023, Vol 9, Issue 1, DOI: 10.1126/sciadv.abq3903.



## 9.4 Субфракционная модель компонента неоднородной многокомпонентной смеси

*Бураханов Б.М.*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
burbm@rambler.ru

Данная работа является продолжением и развитием работы [1], в которой была описана фракционная модель компонента неоднородной газожидкостной смеси. Суть фракционной модели состоит в делении компонента неоднородной многокомпонентной смеси на две фракции, конвективную фракцию и конвективно – кондуктивную фракцию, для названия которой был использован термин – «диффузант».

При построении фракционной модели постулируется, что поле диффузионных потоков, вычисленное с помощью закона Фика [2], следует рассматривать как одну из основных характеристик диффузанта, а величину кондуктивной скорости диффузанта следует рассматривать как одну из основных характеристик неоднородной многокомпонентной смеси.

В настоящей работе описана субфракционная модель компонента многокомпонентной неоднородной смеси, включающая в себя субфракционную модель диффузанта и субфракционную модель конвективной фракции. Суть субфракционной модели диффузанта состоит в интерпретации движения диффузанта как сложного движения эстафетного типа [3], включающего в себя: транзитное эстафетное кондуктивное движение и релаксационное эстафетное кондуктивное движение.

Основной функцией транзитного эстафетного кондуктивного движения является обеспечение процессов кондуктивного обмена веществом, импульсом и кинетической энергией между материальными объектами, расположенными за пределами рассматриваемой физической системы. В то время как основной функцией релаксационного эстафетного кондуктивного движения является обеспечение процессов внутреннего межфракционного кондуктивного обмена веществом, импульсом и кинетической энергией.

Субфракционная модель компонента смеси позволяет четко осознать принципиальное отличие процессов внешнего кондуктивного обмена веществом, в которых изучаемая физическая система выступает в роли посредника или «кондуктивного» курьера, обеспечивающего доставку вещества, импульса и кинетической энергии от одного внешнего материального объекта к другому, от процессов внутренних кондуктивных преобразований самой физической системы, обусловленных внешним воздействием, реализуемым в виде наложения соответствующих граничных условий.

Следует специально отметить также, что в настоящей работе постулируется математическая идентичность полей диффузионных потоков, вычисленных с помощью закона Фика, и полей плотностей импульса



диффузанта. Кроме того, в настоящей работе описана мультипликативная форма записи уравнения теплопроводности [4]. Эта форма записи имеет важное значение при изучении термодинамики процессов внутри системных фракционных обменов веществом, импульсом и кинетической энергией. Важное прикладное значение этой мультипликативной формы обусловлено тем, что ее элементы могут быть истолкованы как термодинамические силы [5], наличие или отсутствие которых равнозначно наличию или отсутствию внутри системных процессов межфракционного обмена веществом, импульсом и энергией.

Следует также отметить, что в данной работе предложена модифицированная форма записи локального объемного разложения скалярной функции [6], что имеет ключевое значение при введении понятия стационарного локального неравновесного состояния. Кроме того, данная статья содержит формулировку постулата о существовании стационарного локального неравновесного состояния.

К основным результатам настоящей работы следует отнести:

- построена субфракционная модель компонента неоднородной многокомпонентной смеси и предложен способ вычисления количественных значений функций концентрации молекул, образующих субфракции,
- постулирована математическая идентичность полей плотностей диффузионных потоков, вычисленных с помощью закона Фика, и полей плотностей кондуктивного импульса диффузанта,
- предложена мультипликативная форма записи уравнения теплопроводности.
- предложена альтернативная символическая форма записи локального объемного разложения скалярной функции.
- определено понятие «стационарное локальное неравновесное состояние» и постулировано существование этого стационарного локального неравновесного состояния локальной системы.

1. Burakhanov B M 2021 Fractional diffusant model of a multicomponent inhomogeneous gas mixture as a basis for the diffusant approximation. J. Phys.: Conf. Ser. 2100 012023.
2. Sivukhin D V 1975 *Thermodynamics and molecular physics*. General course of physics vol 2 (Moscow: Nauka) p 456.
3. Burakhanov B M 2021 The phenomenon of relay race molecular transfer of the amount of motion and its relationship with the diffusion phenomenon. J. Phys.: Conf. Ser. **2100** 012023.
4. Tikhonov A N and Samarskiy A.A. 1977 *Equations of mathematical physics* (Moscow: Nauka) p 736.
5. Prigozhin I and Kondepudi D 2002 *Modern thermodynamics*. (Moscow: Mir), p. 461
6. Burakhanov B M 2020 Non-stationary layered vector fields and their divergence functions. J. Phys.: Conf. Ser. 1698 (2020) 012025.



## Subfraction model of a component of an inhomogeneous multicomponent mixture

*B.M.Burakhanov*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia  
burbm@rambler.ru

This work is a continuation and development of the work [1], in which a fractional model of a component of an inhomogeneous gas-liquid mixture was described. The essence of the fractional model consists in dividing the component of an inhomogeneous multicomponent mixture into two fractions, a convective fraction and a convective –conductive fraction, for which the term "diffusant" was used.

When constructing a fractional model, it is postulated that the field of diffusion flows calculated using Fick's law [2] should be considered as one of the main characteristics of the diffusant, and the value of the conductive velocity of the diffusant should be considered as one of the main characteristics of an inhomogeneous multicomponent mixture.

In this paper, a subfraction model of a component of a multicomponent inhomogeneous mixture is described, which includes a subfraction model of a diffusant and a subfraction model of a convective fraction. The essence of the diffusant subfraction model is to interpret the diffusant movement as a complex relay race type movement [3], which includes: transit relay race type convective movement and relaxation relay race type conductive movement.

The main function of the transit relay race type conductive movement is to ensure the processes of conductive exchange of matter, momentum and kinetic energy between material objects located outside the considered physical system. While the main function of the relaxation relay race type conductive movement is to ensure the processes of internal interfractional conductive exchange of matter, momentum and kinetic energy.

The subfraction model of the mixture component makes it possible to clearly understand the fundamental difference between the processes of external conductive exchange of matter, in which the studied physical system acts as an intermediary or "conductive" courier, providing the delivery of matter, momentum and kinetic energy from one external material object to another, from the processes of internal conductive transformations of the physical system itself, due to external influences, implemented in the form of an overlay of the corresponding boundary conditions.

It should also be specially noted that in this paper the mathematical identity of the fields of diffusion fluxes calculated using Fick's law and the fields of diffusant momentum densities is postulated. In addition, this paper describes the multiplicative form of writing the heat equation [4]. This form of recording is important in studying the thermodynamics of processes in the system of fractional exchanges of matter, momentum and kinetic energy. The important applied significance of this multiplicative form is due to the fact that its elements can be interpreted as thermodynamic forces [5], the presence or absence of which is

equivalent to the presence or absence of interfacial exchange of matter, momentum and energy within the system processes.

It should also be noted that in this paper a modified form of writing the local volume expansion of a scalar function [6] is proposed, which is the key of importance when introducing the concept of a stationary local nonequilibrium state. In addition, this paper contains a formulation of the postulate about the existence of a stationary local nonequilibrium state.

The main results of this work should include:

- a subtraction model of a component of an inhomogeneous multicomponent mixture is constructed and a method for calculating the quantitative values of the concentration functions of molecules forming subfractions is proposed,
- the mathematical identity of the density fields of diffusion flows calculated using Fick's law and the density fields of the conductive pulse of diffusant is postulated,
- a multiplicative form of writing the heat equation is proposed,
- an alternative symbolic form of writing a local volumetric decomposition of a scalar function is proposed,
- the concept of "stationary local nonequilibrium state" is defined and the existence of this stationary local nonequilibrium state of a local system is postulated.

## 10.1 Измерение средних характеристик распыла проводящей жидкости в присутствии электрического разряда

*А.С. Савельев*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
\*fisteh@mail.ru

Использование электрического разряда в задачах производства химических соединений из веществ-реагентов интересно с точки зрения промышленного применения. Примером могут служить следующие процессы: производство озона в газовой среде воздуха, радикала ОН или перекиси водорода во влажной среде. Данные процессы, к примеру, могут быть полезны в задачах очистки и обеззараживания воды. Использование смеси пара воды и газа (например, воздуха) будет наилучшим с точки зрения соотношения объема капель к их поверхности (наименьшая величина, в пределе равная нулю). Однако в случае с процессом генерации перекиси из воды существует другое обстоятельство, при котором использование спрея оказывается более выгодным. Поскольку перекись водорода хорошо растворима в воде, после ее производства она растворяется в объеме воды капли, что препятствует ее разрушению под действием плазмы разряда [1]. Наибольшую эффективность имеет процесс очистки от красителя при использовании пульсирующего коронного разряда в аэрозоле раствора [2]. Высокая эффективность объясняется тем, что созданные активные радикалы в плазме должны пройти меньшее расстояние для того, чтобы попасть в объем воды для осуществления реакции разложения. Таким образом, существуют процессы, в которых применение газочапельной среды является оптимальным с точки зрения скорости наработки (очистки) химического вещества.

Целью данной работы было инициирование электрического разряда в газочапельной среде (распыл раствора поваренной соли в воде), созданной с помощью форсунки центробежного типа. Основными отличиями от предыдущей работы [3] являются использование форсунки, формирующей распыл с меньшим диаметром капель, рассмотрение трех случаев влияния на процесс формирования распыла: без приложенного электрического поля, поле величиной менее пробойной, наличие поля и электрического разряда (тепловыделения). В эксперименте проводилось измерение распределение количество капель по их диаметру, а также компонент вектора их скорости от диаметра, вычислялись средние величины для распыла. Кроме этого проводилась фоторегистрация свечения разряда, а также проводилось измерение электрических параметров разряда.

В результате измерений показано, что включение электрического поля приводит к изменению распределения компонент вектора скорости и их средних величин. Зажигание электрического разряда (тепловыделение в

область распыла) приводит к изменению распределения количества капель по диаметру, к уменьшению средних величин – среднему диаметру и среднему объемно-поверхностному диаметру.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-79-30062).

1. Stefan M I 2018 *Advanced Oxidation Processes for Water Treatment* (London: IWA Publishing)
2. Malik M A 2010 *Plasma Chem. Plasma Process.* **30**(1), 21–31.
3. Saveliev A S 2022 *Book of Abstracts 21st International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics (Moscow)*. p. 195

## **Average parameters of conductive liquid spray in the presence of electrical discharge**

*A.S. Saveliev*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

\*fisteh@mail.ru

The use of an electric discharge in the production of chemical compounds from reagent substances is interesting from the point of view of industrial applications. The following processes can serve as an example: the production of ozone in the gaseous environment of air, the OH radical or hydrogen peroxide in a humid environment. These processes, for example, can be useful in the tasks of water purification and disinfection. The use of a mixture of water vapor and gas (for example, air) will be the best in terms of the ratio of the volume of drops to their surface (the smallest value, equal to zero in the limit). However, in the case of the process of generating peroxide from water, there is another circumstance in which the use of a spray is more advantageous. Since hydrogen peroxide is highly soluble in water, after its production it dissolves in the bulk of the droplet water, which prevents its destruction under the action of the discharge plasma [1]. The dye removal process is most efficient when a pulsating corona discharge is used in a solution aerosol [2]. The high efficiency is explained by the fact that the created active radicals in the plasma have to travel a shorter distance in order to get into the volume of water for the decomposition reaction to take place. Thus, there are processes in which the usage of gas-drop medium is optimal in terms of the rate of production (purification) of the chemical.

The purpose of this work was to initiate an electric discharge in a gas-drop medium (spray of a solution of table salt in water) created using a centrifugal type nozzle. The main differences from the previous work [3] are the use of a nozzle that forms a spray with a smaller droplet diameter, the consideration of three cases of influence on the spray formation process: without an applied electric field, a field with a value less than breakdown, the presence of a field and an electric discharge (heat release). In the experiment, the distribution of the number of drops over their diameter was measured, as well as the components of their velocity vector over the

diameter, and the average values for the spray were calculated. In addition, photographic recording of the discharge glow was carried out, and the electrical parameters of the discharge were also measured.

As a result of the measurements, it was shown that the inclusion of an electric field leads to a change in the distribution of the velocity vector components and their average values. The ignition of an electric discharge (heat release into the spray area) leads to a change in the distribution of the number of drops over the diameter, to a decrease in the average values - the average diameter and the average volume-surface diameter.

The study was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 21-79-30062).

4. Stefan M I 2018 *Advanced Oxidation Processes for Water Treatment* (London: IWA Publishing)
5. Malik M A 2010 *Plasma Chem. Plasma Process.* **30**(1), 21–31.
6. Saveliev A S 2022 *Book of Abstracts 21st International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics (Moscow)*. p. 195



## **10.2 Численное моделирование быстрого локального нагрева сверхзвукового потока газа вблизи поверхности рампы**

*А.С. Савельев*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*fisteh@mail.ru

При обтекании сверхзвуковым потоком газа поверхности (т.н. рампы), образованной двумя плоскостями, пересекающимися под тупым углом, происходит поворот потока с образованием косоугольного скачка уплотнения. Из-за вязкости газа и, таким образом, наличия пограничного слоя происходит взаимодействие последнего с косым скачком уплотнения, что приводит к возникновению отрывного течения [1]. Подобные явления могут проявляться в других случаях, например, при обтекании модели крыла при положительном угле атаки [2]. Возникновение отрывных течений на поверхности высокоскоростных летательных аппаратов может привести к ряду негативных последствий: изменение режима обтекания и теплопередачи на границе газ-поверхность, уменьшение управляемости, увеличение сопротивления и др.

Ранее [2] экспериментально было показано, что инициирование быстрого локального нагрева воздуха (с помощью протяженного искрового разряда) на поверхности модели крыла при сверхзвуковом режиме обтекания может приводить к кратковременному смещению точки отрыва вниз по потоку. Этот эффект был подтвержден с помощью численного моделирования [3], при этом были проведены дополнительные вычислительные эксперименты с

параметрами, которые не могли быть обеспечены в эксперименте. Недостатком указанных работ является фиксированный набор геометрических параметров. Целью данной работы является проведение численного моделирования в более простой геометрии, где единственными геометрическими параметрами являются угол ramпы и толщина пограничного слоя в месте взаимодействия пограничного слоя со скачком уплотнения.

Численное моделирование проводилось в двумерной постановке, рассматривался ламинарный случай обтекания с температурной зависимостью вязкости воздуха. Параметры набегающего потока соответствовали параметрам из экспериментальной работы [2]. В работе разработан и применен метод искусственного продолжения пограничного слоя, позволяющий существенно сократить время численного расчета, заключающийся в начальной установке на входе в область моделирования рассчитанного по задаваемой толщине пограничного слоя профиля скорости и температуры. Моделирование быстрого нагрева проводилось установкой в месте нагрева повышенных значений давления и температуры, которые могут быть рассчитаны в соответствии с изохорным процессом при заданной энергии нагрева.

В результате проведенных расчетов показано, что инициирование нагрева вблизи области отрыва приводит к кратковременному смещению точки отрыва вниз по потоку. При этом варьировались энергия и положение места нагрева: непосредственно на обтекаемой поверхности перед, вблизи, за точкой отрыва, а также на некотором удалении от поверхности ramпы. Показано, что инициирование нагрева на некотором расстоянии относительно поверхности ramпы приводит к существенно большему эффекту подавления области отрыва, что связано с меньшим нагревом внутри пограничного слоя.

1. Chapman D R, Kuehn D M and Larson H K 1958 *NACA Report* **1356** 419–60
2. Golub V V, Saveliev A S, Sechenov V A, Son E E, Tereshonok D V 2010 *High Temp.* **48**(6), 903–9
3. Saveliev A S 2021 *J. Phys.: Conf. Ser.* **2100** 012004

## Numerical simulation of rapid local heating of a supersonic gas flow near the ramp surface

*A.S. Saveliev*

Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia  
\*fisteh@mail.ru

When a supersonic gas flow streamlines a surface (a so-called ramp) formed by two planes intersecting at an obtuse angle, the flow turns with the formation of an oblique shock wave. Due to the viscosity of the gas and, thus, the presence of a boundary layer, the last one interacts with an oblique shock wave, which leads to the appearance of a separated flow [1]. Similar phenomena can occur in other cases, for example, when flowing around a wing model at a positive angle of attack [2]. The occurrence of separated flows on the surface of high-speed aircraft can lead to a



number of negative consequences: a change in the flow regime and heat transfer at the gas-surface interface, a decrease in controllability, an increase in drag, etc.

Previously [2], it was experimentally shown that the initiation of rapid local heating of air (during long spark discharge ignition) on the surface of airfoil in a supersonic flow can lead to a short-term displacement of the separation point downstream. This effect was confirmed by numerical simulation [3], and additional computational experiments were carried out with parameters that could not be provided in the experiment. The disadvantage of these investigations is a fixed set of geometric parameters: a specific airfoil, chord length. The aim of this work is to carry out numerical simulations in a simpler geometry, where the only geometric parameters are the ramp angle and the thickness of the boundary layer at the point where the boundary layer and the shock wave interact.

Numerical simulation was carried out in a two-dimensional case, the laminar case of flow around with temperature dependence of air viscosity was considered. The parameters of the oncoming flow corresponded to the parameters from the experimental research [2]. The method of continuation of the boundary layer has been developed and applied in this work, which allows to significantly reduce the time of numerical simulation, which consists in the initial installation at the entrance to the simulation area of the velocity and temperature profile calculated from the specified thickness of the boundary layer. Simulation of rapid heating was carried out by setting increased values of pressure and temperature at the heating point, which can be calculated in accordance with the isochoric process at a given heating energy.

As a result of the calculations performed, it was shown that the initiation of heating near the separation region leads to a short-term displacement of the separation point downstream. In this case, the energy and position of the heating point were varied: on the streamlined surface in front of, near, behind the separation point, and also at some distance from the ramp surface. It was shown that the initiation of heating at a certain distance relative to the ramp surface leads to a significantly greater effect of suppression of the separation region, which is associated with lower heating inside the boundary layer.

4. Chapman D R, Kuehn D M and Larson H K 1958 *NACA Report* **1356** 419–60
5. Golub V V, Saveliev A S, Sechenov V A, Son E E, Tereshonok D V 2010 *High Temp.* **48**(6), 903–9
6. Saveliev A S 2021 *J. Phys.: Conf. Ser.* **2100** 012004



### 10.3 Экспериментальное исследование тлеющего СВЧ-разряда в геометрии электродов полусфера-плоскость в потоке аргона при атмосферном давлении

*С.Н. Антипов\*, М.Х. Гаджиев, М.В. Ильичев, А.С. Тюфтяев, Д.И. Юсупов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*antipov@ihed.ras.ru

В данной работе в геометрии разрядного промежутка «полусфера-плоскость» был получен и исследован СВЧ-разряд в потоке аргона, представляющий собой новый тип тлеющего разряда при атмосферном давлении. Разряд возбуждался в плазменной горелке с широким выходным отверстием, разработанной ранее для плазменной обработки поверхностей различных материалов [1, 2].

В качестве источника электромагнитной энергии использовался 2,45 ГГц плазмотрон волноводного типа [1, 2] с мощностью в волноводе до 3 кВт. Отведение мощности в горелку (~100 Вт) осуществлялось с помощью разветвителя индукционного типа, представляющего собой петлю связи, нагруженную на коаксиальный разъем N-типа. Петля соединялась с горелкой коаксиальным кабелем сопротивлением 50 Ом длиной 2 м. Плазменная горелка представляет собой цилиндрическую разрядную камеру диаметром 2,5 см с расположенными внутри неё параллельно стенкам шестью стержневыми электродами диаметром 4 мм с закругленными концами. Электроды отстоят на 2 мм от стенки камеры и образуют в поперечном сечении камеры правильный шестиугольник. В качестве плазмообразующего газа использовался аргон (99,998 %) с расходом 1-10 л/мин.

Пространственно-временная структура разрядных каналов исследовалась с помощью скоростной цветной видеокамеры VS-FAST с частотой кадров до  $10^5$  кадров/с. Вблизи закругленного конца стержневых электродов наблюдалось отчетливое расщепление каждого разрядного канала на ветвящиеся филаменты, образующие самоподобную (фрактальную) пространственную структуру. При этом наиболее тонкие филаменты охватывали полусферический торец электрода подобно щупальцам, а их кончики образовывали на поверхности электрода паттерн из примерно  $10^2$  подвижных микропятен. Мы полагаем, что такая сильная филаментация разряда обусловлена выпуклой формой торцов электродов, что приводит к значительному расширению разрядного канала. У стенки камеры филаментация разряда практически неразличима; тем не менее на поверхности стенки также наблюдались хаотично перемещающиеся яркие микропятна. Причиной фрактальности филаментации разряда может являться неустойчивость процесса ионизации на лавинной стадии. В этом случае неустойчивость развивается в расширяющейся лавине до тех пор, пока она не распадется на несколько дочерних лавин меньшего радиуса. Происходит

последовательное расщепление лавин с уменьшением поперечных размеров и увеличением их числа.

1. Ivanov I. A., Tikhonov V. N., Tikhonov A. V. 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1393 012042
2. Chepelev V M, Chistolinov A V, Khromov M A, Antipov S N and Gadzhiev M Kh 2020 J. Phys. Conf. Ser. 1556 012091

## **Experimental investigation of an atmospheric-pressure microwave glow discharge in sphere-to-plane electrodes configuration**

*S.N. Antipov\*, M.Kh. Gadzhiev, M.V. Il'ichev, A.S. Tyuftyaev, D.I. Yusupov*

Joint Institute for High Temperatures of the RAS, Moscow Russia

\*antipov@ihed.ras.ru

In this work, a discharge gap of sphere-to-plane geometry was used to obtain and study an interelectrode microwave discharge in Ar flow, representing a new type of glow discharge at atmospheric pressure. The discharge was excited in the wide-outlet plasma torch developed for large-area surface-treatment applications [1, 2].

We used a waveguide-type microwave plasmatron [1, 2] that operates at a frequency of 2.45 GHz and has a microwave power in the waveguide of up to 3 kW and a power in the torch of about 100 W. The microwave power is withdrawn to the torch by means of induction-type splitter, which is a coupling loop loaded onto an N-type coaxial connector. The splitter is connected to the plasma torch via a 50 Ohm coaxial cable assembly of 2 m length. The plasma torch consists of a cylindrical discharge chamber with an inner diameter of 2.5 cm and six rod-like electrodes 4 mm in diameter with rounded ends. The electrodes are spaced 2 mm from the chamber wall and arranged parallel to each other to form a regular hexagon in the cross-section. High purity argon (99.998%) was used as a plasma-forming gas with a flow rate in the range of 1-10 l/min.

The spatio-temporal structure of the discharge channels was investigated using the high-speed color VS-FAST video camera with a frame rate of up to  $10^5$  frame/s. A distinct dendritic splitting of each discharge channel into branching filaments, which form a self-similar (fractal) spatial structure, was observed near the rounded end of the rod electrodes. The tentacle-like filaments enfold the electrode round end and thinnest filament tips form a pattern of about  $10^2$  bright moving microspots on the electrode surface. We believe that such strong discharge filamentation near the ends of the rod-like electrodes is caused by a convex shape of the electrode ends – the hemisphere of the electrode end leads to significant expansion of the discharge channel causing its splitting into separate filaments. At the opposite end of the channel, near the chamber wall, discharge filamentation is hardly visible; nevertheless, chaotically moved microspots are also observed on the

wall surface. We assume that ionization process instability arises in an avalanche stage. In this case, instability develops in an expanding avalanche until the avalanche splits into several smaller-radius daughter avalanches. This process continues until avalanches reach the electrode surface. Thus, a sequential splitting of the initial and daughter avalanches occurs with a decrease in transverse dimensions and an increase in the number of avalanches, which leads to the formation of a dendritic spatial structure.

1. Ivanov I. A., Tikhonov V. N., Tikhonov A. V. 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1393 012042
2. Chepelev V M, Chistolinov A V, Khromov M A, Antipov S N and Gadzhiev M Kh 2020 J. Phys. Conf. Ser. 1556 012091



## **10.4 О резонансных эффектах, возникающих при воздействии симметричного плазменного актуатора на покоящийся воздух и дозвуковой поток**

***В.М. Бочарников\*, В.В. Володин, В.В. Голуб***

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*vova.m.bocha@gmail.com

Поиск резонансных режимов работы ДБР - актуатора является необходимым условием его практического применения как элемента активного управления обтеканием крыла ЛА. Реальная погонная мощность диэлектрического барьерного разряда (ДБР), применяемого для этой задачи, не превышает 100 Вт/м. При этом его КПД оценивается в диапазоне от одного до нескольких десятков процентов. Причины столь большого расхождения и, главное, методы увеличения эффективности применения ДБР - актуаторов кроются в использовании резонансных эффектов.

В данной работе в первую очередь был рассмотрен резонанс между частотой питающего сигнала и собственной частотой актуатора, как колебательного контура с большой диссипацией. Обнаружено, что на собственную частоту актуатора влияют как его геометрия, так и давление окружающего воздуха. По соотношению между мощностью разряда, мощностью тепловых потерь и мощностью ионизирующих столкновений показано как небольшое отклонение системы от резонанса напряжения позволяет достичь прироста объемной силы за счет увеличения концентрации отрицательных ионов. При этом происходит резонансный захват электронов атомами воздуха с образованием отрицательных ионов. Так же продемонстрировано, что для ДБР - актуатора в дозвуковом потоке совпадение пролетного времени и периода питающего напряжения приводит к повышению эффективности управления подъемной силой крыла ЛА. При этом происходит максимальное (резонансное) использование работы кулоновской силы от электродов и заряженной поверхности для увеличения

скоростного напора набегающего потока вблизи внешних электродов симметричного плазменного актуатора.

▲▲▲

## **On the resonant effects arising with interaction of a symmetric plasma actuator on the resting air and a subsonic airflow**

*V.M. Bocharnikov\*, V.V. Volodin, V.V. Golub*

Joint Institute for High Temperatures of the RAS, Moscow, Russia

\*vova.m.bocha@gmail.com

The search for resonant modes of operation of the DBD - actuator is necessary condition for its practical application as an element of active control of the flow around the wing of an aircraft. The real linear power of the dielectric barrier discharge (DBD) used for this task does not exceed 100 W/m. At the same time, its efficiency is estimated in the range from one to several tens of percents. The reasons for such a large discrepancy and, most importantly, methods for increasing the efficiency of applying DBD - actuators lie in the usage of resonance effects.

In this paper, first of all, the resonance between the frequency of the supply signal and the natural frequency of the actuator, as an oscillatory circuit with large dissipation, was considered. It has been found that the natural frequency of the actuator is affected by both its geometry and ambient air pressure. Based on the relationship between the discharge power, the power of heat losses, and the power of ionizing collisions, it is shown how a slight deviation of the system from the voltage resonance makes it possible to achieve an increase in the body force due to an increase in the concentration of negative ions. In this case, resonant capture of electrons by air atoms with the formation of negative ions is occurred. It has also been demonstrated that for a DBD - actuator in a subsonic flow, the coincidence of the flight time and the period of the supply voltage leads to an increase in the efficiency of control of the lift force of an aircraft wing. In this case, the maximum (resonant) usage of the work of the Coulomb force from the electrodes and the charged surface occurs to increase the velocity head of the oncoming flow near the outer electrodes of the symmetric plasma actuator.

▲▲▲

## 10.5 Режимы горения барьерного разряда в конфигурации острие-плоскость: роль объемных и поверхностных эффектов

*С. Кувардин<sup>1,2</sup>, И. Селивонин<sup>1\*</sup>, И. Моралев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский Физико Технический Институт, Долгопрудный, Россия

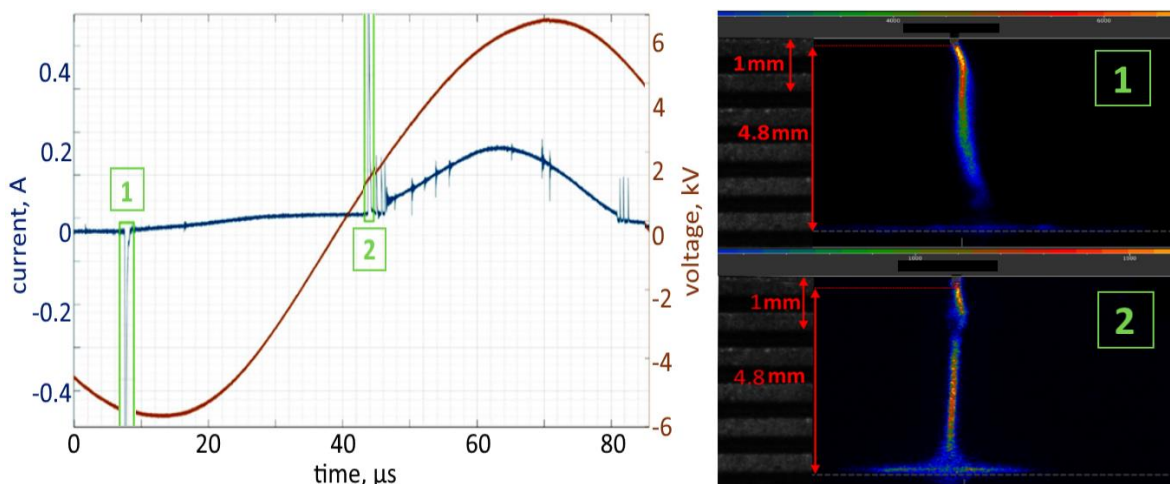
\*inock691@ya.ru

Барьерный разряд (БР) представляет собой импульсно-периодический слаботочный разряд высокого давления, который инициируется в электродной системе с диэлектриком барьером на пути распространения разряда [1]. БР может быть использован в качестве источника низкотемпературной плазмы в различных приложениях: обработка биологических объектов, генерация озона, модификация поверхности и нанесение покрытий, управление потоком.

При горении разряда происходит зарядка поверхности диэлектрического барьера, что приводит к снижению приведенного электрического поля в зазоре и прекращению тока разряда. При дальнейшем увеличении потенциала высоковольтного электрода вновь достигаются условия пробоя. Таким образом, БР существует в форме множества индивидуальных микрозарядов со сложной самоорганизацией, обусловленных эффектами памяти (плотность заряда поверхности барьера, концентрации заряженных и возбужденных частиц в газоразрядном объеме, нагрев газа). В ряде работ было показано [2], что развитие БР в некоторых конфигурациях во многом схоже с развитием коронного разряда, которое определяется динамикой объемного ионного заряда у катода. Предположительно, объемные эффекты накопления и динамики заряда в газоразрядном зазоре могут оказывать сравнимое с поверхностными или доминирующее влияние на развитие БР.

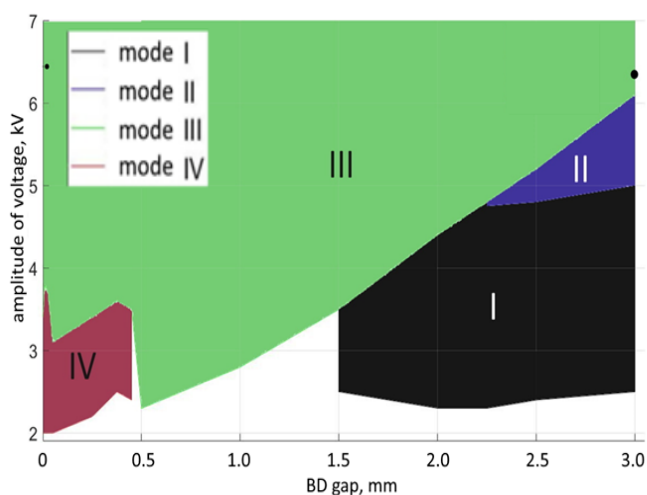
Целью данной является исследование режимов горения барьерного разряда в конфигурации острие-плоскость в воздухе атмосферного давления. Острие с радиусом кривизны 20 мкм – 1 мм изготавливалось из медной и алюминиевой проволоки, диэлектрическим барьером служила алундовая керамика толщиной 1 мм с  $\epsilon = 10$ . Расстояние от острия до поверхности барьера варьировалось в пределах 0 – 3 мм. К электродам прикладывалось синусоидальное напряжение с амплитудой 1 – 7 кВ с частотой 8 кГц. Ток разряда измерялся с помощью кастомного малоиндуктивного токового шунта [3,4], подключенного к двум каналам осциллографа (Lecroy HDO6104AR с полосой пропускания 1 ГГц и вертикальным разрешением 12 бит) через сплиттер, согласованный по волновому сопротивлению 50 Ом. Параллельно с электрическими измерениями велась съемка разряда на ICCD камеру (Andor iStar 720) с экспозициями порядка 100 нс. На рисунке 1 представлен результат съемки разряда в моменты времени, соответствующие мощным токовым импульсам на осциллограмме.





**Рисунок 1.** Осциллограммы питающего напряжения и тока разряда с отмеченным импульсом затвора ICCD камеры (слева) и соответствующие изображения микроразрядов (справа).

В результате работы было показано, что на медном электроде разряд существует в основных 4 режимах, характеризующихся наличием импульсов Тричела, тлеющей формой разряда с непрерывным током, катодонаправленного стримера, стартующего с острия и стартующего с заряженной поверхности барьера. Карта режимов горения представлена на рисунке 1 слева. При уменьшении расстояния импульсы Тричела пропадают, а малых величинах зазора (0.5 мм для медного острия кривизной 20 мкм) разряд переходит в поверхностную форму, что характеризуется значительным увеличением величины переносимого импульсом заряда и снижением частоты следования микроразрядов. При увеличении радиуса кривизны острия организации режима импульсов Тричела не происходит.



MODE	I	II	III	IV
Trichel pulses	+	+	+	+?
Glow discharge	-	+	+	-
Streamer from dielectric surface	-	-	+	+
Streamer from pin	-	-	+	+

**Рисунок 2.** Карта режимов БР (медное острие с радиусом кривизны 20 мкм). Знак вопроса означает неоднозначность интерпретации наблюдаемых импульсов как импульсов Тричела.

На алюминиевом электроде независимо от величины зазора или амплитуды питающего напряжения не происходит организации как режима

импульсов Тричела, так и режима непрерывного тлеющего разряда. Вместо этих режимов наблюдается множество слабых (переносимый заряд меньше характерного значения для импульсов Тричела) токовых импульсов с высокой частотой следования. Предположительно, ответственным за этот эффект механизмом является окисление и пробой оксидного слоя на алюминиевом острие при горении БР [5].

## Barrier discharge operating modes in the pin-to-plate configuration: The role of volume and surface effects

*S. Kuvardin<sup>1,2</sup>, I. Selivonin<sup>1\*</sup>, I. Moralev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

\*inock691@ya.ru

Barrier discharge (BD) is a pulse-periodic low-current high-pressure discharge, which is initiated in an electrode system with a dielectric barrier in the path of the discharge [1]. A BD can be used as a source of low temperature plasma in various applications: processing of biological objects, ozone generation, surface modification and coating, flow control, etc.

When the discharge exists, the surface of the dielectric barrier is charged, which leads to a decrease in the reduced electric field in the gap and the termination of the discharge current. With a further increase in the potential of the high-voltage electrode, breakdown conditions are again achieved. Thus, BD exists in the form of many individual microdischarges with complex self-organization due to memory effects (charge density of the barrier surface, concentrations of charged and excited particles in the gas-discharge volume, gas heating). It has been shown in a number of works [2] that the development of BD in some configurations is in many respects similar to the development of a corona discharge, which is determined by the dynamics of the volume ion charge at the cathode. Presumably, the volume effects of accumulation and charge dynamics in the gas-discharge gap can have a comparable (with the surface effects) or dominant effect on the development of BD.

The aim of this work is to study the operating modes of a barrier discharge in a pin-to-plane configuration in air at atmospheric pressure. A pin with a radius of curvature of 20  $\mu\text{m}$  – 1 mm was made of copper and aluminum wire, alundum ceramic 1 mm thick with  $\epsilon = 10$  used as a dielectric barrier. The distance from the pin to the barrier surface varied within 0 – 3 mm. A sinusoidal voltage with an amplitude of 1–7 kV and a frequency of 8 kHz was applied to the electrodes. The discharge current was measured using a custom low-inductance current shunt [3,4] connected to two channels of an oscilloscope (Lecroy HDO6104AR with a bandwidth of 1 GHz and a vertical resolution of 12 bits) through a splitter matched by a characteristic impedance of 50 $\Omega$ . In parallel with electrical measurements, the discharge was imaged with an ICCD camera (Andor iStar DH720) with exposures of about 100 ns.

Figure 1 shows the result of imaging the discharge at time points corresponding to powerful current pulses on the oscillogram.

As a result of the work, it was shown that the discharge on the copper electrode exists in the main 4 modes, characterized by the presence of Trichel pulses, a glowing discharge with a continuous current, a cathode-directed streamer starting from the pin and from the charged surface of the barrier. The operation mode map is shown in Figure 1. As the distance decreases, the Trichel pulses disappear, and at small gaps (0.5 mm for a copper point with a curvature of 20  $\mu\text{m}$ ), the discharge passes into a surface form, which is characterized by a significant increase in the value of the charge transferred by the pulse and a decrease in the repetition rate of microdischarges. With an increase in the radius of curvature of the pin, the organization of the regime of Trichel pulses does not occur.

On an aluminum pin, regardless of the size of the gap or the amplitude of the supply voltage, there is no organization of either the Trichel pulse mode or the continuous glow discharge mode. Instead of these regimes, there are many weak (the transferred charge is less than the characteristic value for Trichel pulses) current pulses with a high repetition rate. Presumably, the mechanism responsible for this effect is the oxidation and breakdown of the oxide layer on the aluminum pin during BD operating [5].

*Figure 1. Waveforms of the supply voltage and discharge current with the marked ICCD camera gate pulse (left) and the corresponding ICCD images of microdischarges (right).*

*Figure 2. Map of the modes of the BD (copper pin with a curvature radius of 20  $\mu\text{m}$ ). The question mark means the ambiguity of the interpretation of the observed pulses as Trichel pulses.*

1. Kogelschatz U, Eliasson B and Egli W // *J. PHYS IV Fr.* **7** (1997) P4-47
2. Xia Q. et al. 2018 // *Phys. Plasmas* **25** (2018) 023506
3. Synek P et al. // *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** (2018) 045008
4. Selivonin I. V. and Moralev I. A. // *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** (2021) 035005
5. Selivonin I V. et. al. // *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** (2018) 085003

▲▲▲

## **10.5 Структура магнитосферы при разных значениях плотности плазмы солнечного ветра: расчеты в рамках резистивной 2D МГД модели**

*Е.В. Губанов<sup>1</sup>, А.П. Лихачев<sup>1\*</sup>, С.А. Медин<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

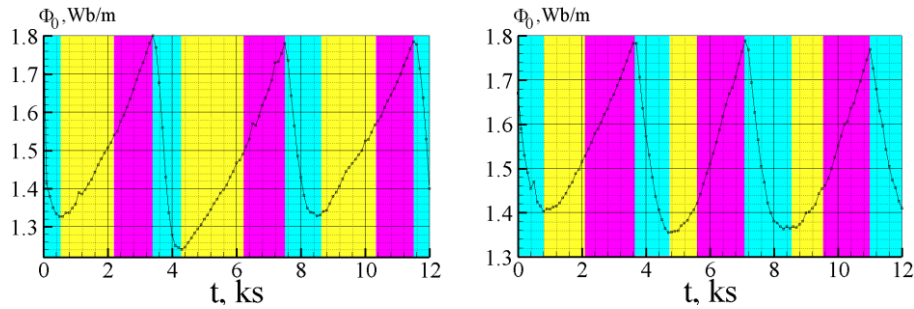
<sup>2</sup>МФТИ, Московская область, г. Долгопрудный, Москва, Россия

\*apl@ihed.ras.ru

Рассмотрено влияние плотности плазмы солнечного ветра на структуру магнитосферы. Моделирование проводилось в меридиональной плоскости с использованием резистивной 2D МГД модели. Получено три варианта решения

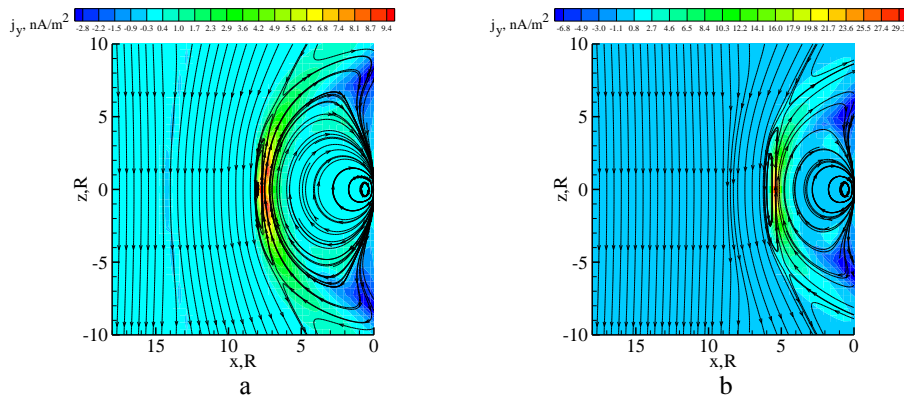
с плотностью  $\rho_0 = \{10^{-20}, 2 \cdot 10^{-20}, 4 \cdot 10^{-20}\}$  кг/м<sup>3</sup>. Во всех расчетах  $x$ -компонента скорости солнечного ветра  $u_0 = -400$  км/с, давление  $p_0 = 10^{-10}$  Па, индукция межпланетного магнитного поля  $B_{z0} = -1$  нТ, проводимость плазмы  $\sigma_p$  задавалась равной  $10^{-4}$  С/м.

Во всех вариантах решения наблюдается квазипериодическое магнитное пересоединение в геомагнитном хвосте магнитосферы (пилообразное событие). Этот процесс был ранее описан и проанализирован в нашей работе [1]. На рисунке 1 показаны временные профили потока открытого магнитного поля, на которых хорошо видны все фазы цикла пересоединения - роста, взрывной фазы и восстановления. Полный период цикла во всех вариантах решения равен  $\sim 4$  кс, т.е. крайне слабо зависит от плотности плазмы.



**Рисунок 1.** Временная зависимость открытого магнитного потока на единицу длины тела при  $\rho_0 = 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup> (левая панель) и  $4 \cdot 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup> (правая панель). Фаза роста, взрывная фаза и фаза восстановления окрашены в желтый, фиолетовый и голубой цвета, соответственно.

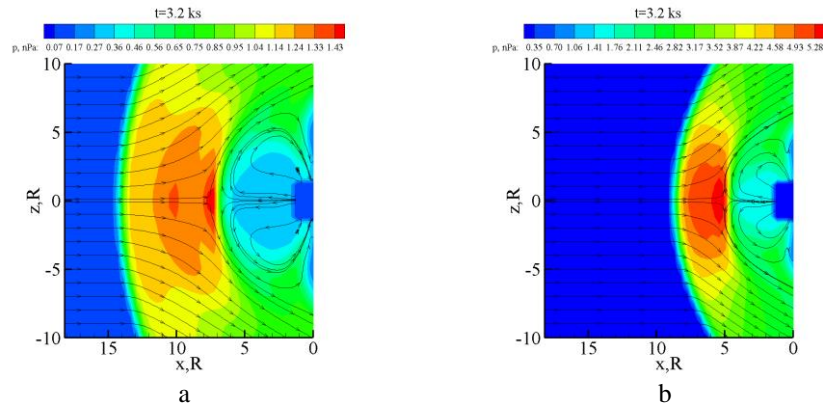
Существенное влияние на решение плотность оказывает в дневном секторе магнитосферы. На рисунках 2, 3 приведены характеристики решений при  $\rho_0 = 10^{-20}$  и  $4 \cdot 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup> (решение с  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup> подробно описано в [1]).



**Рисунок 2.** Магнитные силовые линии и распределение плотности электрического тока: а -  $\rho_0 = 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup>; б -  $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup>.

Распределения магнитного поля и параметров плазмы квазистационарны и практически симметричны. Ударная волна и магнитопауза располагаются на оси  $x$  в точках  $14 R$  и  $8 R$  для решения с низкой плотностью и  $8 R$  и  $6 R$  для высокой плотности, соответственно. Видно, что положение этих разрывов сильно зависит от величины плотности, с

увеличением которой толщина ударного слоя сокращается. Следует отметить формирование удлиненного магнитного острова, расположенного вертикально на магнитопаузе. Вершины магнитного острова являются X-точками (пересоединения), в которых силовые линии межпланетного магнитного поля разрываются и соединяются с разделившимися дипольными магнитными силовыми линиями. Поток плазмы в магнитослое обтекает магнитный остров и магнитопаузу.



**Рисунок 3.** Мгновенные линии газодинамического тока и распределение статического давления: а -  $\rho_0=10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup>, б -  $\rho_0=4 \cdot 10^{-20}$  кг/м<sup>3</sup>.

Данная работа завершает цикл исследований влияния параметров солнечного ветра на магнитосферу в рамках резистивной 2D МГД модели. Завершена отладка 3D резистивных МГД кодов и проводится выбор исходных данных для 3D расчетов, позволяющих провести сравнение с результатами магнитосферных наблюдений.

1. Gubanov E.V., Likhachev A.P., Medin S.A. Magnetosphere response to stationary solar wind forcing at various plasma resistivities in 2D MHD simulation // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. **1394**, 012026

## The structure of the magnetosphere at different values of the solar wind plasma density: simulation within the framework of a resistive 2D MHD model

*E.V. Gubanov<sup>1</sup>, A.P. Likhachev<sup>1\*</sup>, and S.A. Medin<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>MIPT, Moscow region, Dolgoprudny, Moscow, Russia

\*apl@ihed.ras.ru

The influence of the solar wind plasma density on the structure of the magnetosphere is considered. The simulation was performed in the meridional plane using a resistive 2D MHD model. Three variants of the solution with density  $\rho_0 = \{10^{-20}, 2 \cdot 10^{-20}, 4 \cdot 10^{-20}\}$  kg/m<sup>3</sup> were obtained. In all calculations the x-component



of the solar wind velocity  $u_0$  was set equal to  $-400$  km/s, the pressure  $p_0$  was taken equal to  $10^{-10}$  Pa, the interplanetary magnetic field induction  $B_{z0}$  was set to 1 nT, plasma conductivity  $\sigma_p$  was assumed to be equal  $10^{-4}$  S/m.

In all variants of the solution, a quasi-periodic magnetic reconnection is observed in the geomagnetic tail of the magnetosphere (the sawtooth event). This process was previously described and analyzed in our work [1]. Figure 1 shows the time profiles of the open magnetic field flux, demonstrating all phases of the reconnection cycle - growth, expansion and recovery. The full cycle period in all solutions is near 4 ks, i.e. it depends extremely weakly on the plasma density.

The solar wind plasma density has significant impact on the solution in the daytime sector of the magnetosphere. Figures 2, 3 show the characteristics of solutions at  $\rho_0 = \{10^{-20}, 4 \cdot 10^{-20}\}$  kg/m<sup>3</sup> (the solution with  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-20}$  kg/m<sup>3</sup> is described in detail in [1]). The distributions of the magnetic field and plasma parameters are quasi-stationary and practically symmetrical. The shock wave and magnetopause are located on the x-axis at points 14 R and 8 R for lower density and 8 R and 6 R for higher density, respectively. It can be seen that the position of these discontinuities strongly depends on the magnitude of the density, with an increase in which the thickness of the shock layer decreases. It should be noted the formation of an elongated magnetic island located vertically on the magnetopause. The vertices of the magnetic island are X-points (reconnection points) in which the lines of force of the interplane magnetic field break and connect with the separated dipole magnetic lines of force. The plasma in the magnetolayer flows around the magnetic island and the magnetopause.

This work completes a cycle of studies of the influence of solar wind parameters on the magnetosphere within the framework of a resistive 2D MHD model. Debugging of 3D resistive MHD codes has been completed and the initial data for 3D calculations are being selected to compare simulation results with the data of magnetospheric observations.

**Figure 1.** Open magnetic flux per unit body length versus time at  $\rho_0 = 10^{-20}$  (left panel) and  $4 \cdot 10^{-20}$  kg/m<sup>3</sup> (right panel). The growth, expansion and recovery phases are colored, respectively, in yellow, purple and light blue.

**Figure 2.** Magnetic lines of force and current density distribution:

a -  $\rho_0 = 10^{-20}$  kg/m<sup>3</sup>; b -  $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-20}$  kg/m<sup>3</sup>.

**Figure 3.** Sudden flow lines and static pressure distribution:

a -  $\rho_0 = 10^{-20}$  kg/m<sup>3</sup>, b -  $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-20}$  kg/m<sup>3</sup>.

1. Gubanov E.V., Likhachev A.P., Medin S.A. Magnetosphere response to stationary solar wind forcing at various plasma resistivities in 2D MHD simulation // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. **1394**, 012026





## 10.7 Принцип направленности самопроизвольных процессов установления локальных стационарных неравновесных состояний

*Бураханов Б.М.*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
burbm@rambler.ru

В физике и механике термин "принципы" относится к исходным положениям, отражающим наиболее общие законы физических и механических явлений. Физические принципы являются важной частью современной физики и представляют собой утверждения, нарушение которых является достаточным основанием для признания ошибочной любой вновь созданной теории.

Кроме того, в некоторых случаях формулировки принципов по существу являются определениями важных общих свойств физических систем. Например, формулировка принципа необратимости фактически является определением равновесного состояния системы и утверждением существования этого равновесного состояния [1]. Такой метод определения состояния равновесия имеет особое значение при изучении термодинамики систем при изменяющихся внешних условиях.

В современной термодинамике широко используются понятия стационарного неравновесного состояния и локального равновесного состояния [2]. Однако понятие стационарного неравновесного состояния используется только при изучении термодинамики макроскопических систем, а понятие локального равновесного состояния используется как при изучении термодинамики макроскопических систем, так и при изучении термодинамики локальных систем, расположенных в физически бесконечно малых или элементарных объемах.

Важно также, что в современной термодинамике не используется понятие стационарного локального неравновесного состояния. Более того, в современной термодинамике нет даже определения этого понятия. Впервые определение этого понятия, наряду с определением понятия нестационарного локального неравновесного состояния, сформулировано в пока официально неопубликованной работе [3].

Очевидно, что в отсутствии определения понятия – стационарное локальное неравновесное состояние, не могла существовать и формулировка принципа направленности самопроизвольных процессов в сторону установления локальных стационарных неравновесных состояний.

Формулировка принципа направления спонтанных процессов в сторону установления локальных стационарных неравновесных состояний, используемая в данной работе, фактически является определением стационарного неравновесного состояния локальной системы и утверждением существования этого стационарного локального неравновесного состояния.

Такой метод определения понятия стационарного локального неравновесного состояния имеет особо важное значение при изучении термодинамики локальных систем при изменяющихся внешних условиях.

В данной работе получены две аналитические формы записи критерия направленности спонтанных процессов в сторону установления стационарных локальных неравновесных состояний. Кроме того, получены ограничения, налагаемые вторым законом термодинамики на общую форму записи уравнения теплопроводности, а также приведен пример использования критерия направленности при выводе соотношений, описывающих явления переноса.

Основные результаты данной работы включают в себя:

- сформулирован принцип локальной направленности спонтанных процессов установления стационарных локальных неравновесных состояний
- получены два варианта аналитической формы записи критерия направленности самопроизвольных процессов установления стационарных локальных неравновесных состояний
- предложена нестандартная форма записи второго закона термодинамики, работающие в точках экстремума термодинамических переменных,
- установлены ограничения, налагаемые вторым законом термодинамики на форму записи уравнений переноса тепла и вещества,

1. Haitun S D 1996 *Mechanics and irreversibility* (Moscow: Janus) p 445.
2. Prigozhin I and Kondepudi D 2002 *Modern thermodynamics*. (Moscow: Mir), p. 461.
3. Burakhanov B M Subfraction model of a component of an inhomogeneous multicomponent mixture (in print).

## **The principle of the direction of spontaneous processes of establishing local stationary nonequilibrium states**

*B.M.Burakhanov*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia  
burbm@rambler.ru

In physics and mechanics, the term “principles” refers to the initial positions reflecting the most general laws of physical and mechanical phenomena. Physical principles are an important part of modern physics and represent statements, the violation of which is a sufficient reason for the recognition of erroneous any newly created theory.

In addition, in some cases, the formulations of the principles are essentially definitions of important general properties of physical systems. For example, the formulation of the principle of irreversibility is actually a definition of the equilibrium state of the system and a statement of the existence of this equilibrium state [1]. Such a method of determining the equilibrium state is of particular

importance in the study of the thermodynamics of systems under changing external conditions.

In modern thermodynamics, the concepts of stationary nonequilibrium state and local equilibrium state are widely used [2]. However, the concept of a stationary nonequilibrium state is used only in the study of the thermodynamics of macroscopic systems, and the concept of a local equilibrium state is used both in the study of the thermodynamics of macroscopic systems and in the study of the thermodynamics of local systems located in physically infinitesimal or elementary volumes.

It is also significant that in modern thermodynamics the concept of a stationary local nonequilibrium state is not used. Moreover, in modern thermodynamics there is not even a definition of this concept. For the first time, the definition of this concept, along with the definition of the concept of a nonstationary local nonequilibrium state, is formulated in an as yet officially unpublished work [3].

Obviously, in the absence of a definition of the concept of stationary local nonequilibrium states, there could not be a formulation of the principle of the direction of spontaneous processes towards the establishment of local stationary nonequilibrium states.

The formulation of the principle of the direction of spontaneous processes towards the establishment of local stationary nonequilibrium states used in this paper is actually a definition of the stationary nonequilibrium state of a local system and a statement of the existence of this stationary local nonequilibrium state. Such a method of defining the concept of a stationary local non-equilibrium state is of particular importance in the study of the thermodynamics of local systems under changing external conditions.

In this paper, two analytical forms of writing the criterion of the direction of spontaneous processes towards the establishment of stationary local nonequilibrium states are obtained. In addition, the restrictions imposed by the second law of thermodynamics on the general form of writing the heat equation are obtained, and an example of the use of the directivity criterion in the derivation of relations describing the phenomena of transport is also given.

The main results of this work should include:

- the formulation of the principle of local orientation of spontaneous processes of establishing stationary local nonequilibrium states is made,
- two variants of the analytical form of recording the directivity criterion of spontaneous processes of establishing stationary local nonequilibrium states,
- a non-standard form of recording the second law of thermodynamics is proposed, operating at the extremum points of thermodynamic variables,
- the restrictions imposed by the second law of thermodynamics on the form of writing the equations of heat and matter transfer are established.

1. Haitun S D, 1996, *Mechanics and irreversibility* (Moscow: Janus) p 445.
2. Prigozhin I and Kondepudi D, 2002, *Modern thermodynamics*. (Moscow: Mir), p. 461.
3. Burakhanov B M, Subfraction model of a component of an inhomogeneous multicomponent mixture (in print).



## 10.8 Устойчивость стационарных локальных неравновесных состояний к флуктуациям термодинамических переменных

*Бураханов Б.М.*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
burbm@rambler.ru

Несмотря на то, что равновесные системы являются исключениями по своей природе, термодинамика равновесных состояний имеет важное научное и прикладное значение [1]. Термодинамика равновесных состояний основана на концепции локального равновесия. Эта концепция является основой для рассмотрения термодинамических переменных, несмотря на наличие флуктуаций, как функций координат и времени. Кроме того, эта концепция служит обоснованием приемлемости использования равновесных термодинамических соотношений при изучении эволюции макроскопических термодинамических систем [2].

Ключевыми понятиями классических и современных теорий устойчивости термодинамических состояний к флуктуациям значений термодинамических переменных являются понятия – энтропия и вторая вариация энтропии.

Существенно, что в современной термодинамике существуют теории, посвященные изучению устойчивости к такого рода возмущениям равновесных и стационарных неравновесных состояний макроскопических систем, и нет аналогичных теорий устойчивости локальных термодинамических систем.

Существенно также, что понятие – энтропия, является ключевым понятием классической теории устойчивости равновесных состояний макроскопических систем, а понятие – вторая вариация энтропии является ключевым понятием теории устойчивости стационарных неравновесных состояний макроскопических систем. Целесообразность использования понятия второй вариации энтропии в теории устойчивости стационарных неравновесных состояний заключается в том, что вторая вариация энтропии обладает свойствами функции Ляпунова и явно присутствует в аналитической форме записи критерия устойчивости стационарных неравновесных состояний макроскопических систем к флуктуации термодинамических переменных.

Выше уже упоминалось, что в настоящее время существуют только теории устойчивости к флуктуациям термодинамических переменных макроскопических систем и нет теорий "флуктуационной" устойчивости локальных систем. Поэтому вопрос о взаимосвязи между условиями существования "флуктуационной" устойчивости термодинамических состояний макроскопических систем и "флуктуационной" устойчивости термодинамических состояний локальных систем остается открытым. Более того, в настоящее время остается открытым вопрос даже о взаимосвязи термодинамических состояний самих макроскопических и локальных систем.

Решение этого вопроса в области равновесной термодинамики может быть довольно просто реализовано путем постулирования допустимости рассмотрения равновесного состояния локальных систем как предельного случая равновесного состояния макроскопических систем. Однако в неравновесной термодинамике ситуация с решением этого вопроса радикально усложняется из-за отсутствия понятия локального неравновесного состояния.

Естественно, аналогичные трудности возникают при попытке решить проблему взаимосвязи между понятиями стационарного неравновесного состояния макроскопической системы и стационарного неравновесного состояния локальной системы, из-за отсутствия понятия стационарного локального неравновесного состояния. Кроме того, по этой причине аналогичные трудности возникают при решении задачи о взаимосвязи между устойчивостью к флуктуациям термодинамических переменных стационарного неравновесного состояния макроскопической системы и локальной системы.

Понятие локального неравновесного состояния, включающее в качестве частных случаев понятия стационарного и нестационарного локальных неравновесных состояний, было введено в официально неопубликованной работе [3].

Данная работа посвящена изучению устойчивости к флуктуациям термодинамических переменных стационарных локальных неравновесных состояний. Ключевыми понятиями метода аналитического описания этой устойчивости, предложенного в данной работе, являются понятия – функция локального отклонения и функция амплитуды локального отклонения. Использование этих понятий позволяет получить аналитическую форму записи критерия устойчивости стационарных локальных неравновесных систем к флуктуациям термодинамических переменных.

Основные результаты этой работы должны включать:

- рассмотрена устойчивость стационарных локальных неравновесных состояний к флуктуациям значений термодинамических переменных,
- вводятся понятия функции локального отклонения и функции амплитуды локального отклонения,
- показано, что функция амплитуды локального отклонения обладает свойствами функции Ляпунова
- получен критерий устойчивости стационарных локальных неравновесных состояний к флуктуациям значений термодинамических переменных.

1. Haitun S D, 1996, *Mechanics and irreversibility* (Moscow: Janus) p 445.
2. Prigozhin I and Kondepudi D, 2002, *Modern thermodynamics*. (Moscow: Mir), p. 461.
3. Burakhanov B M, Subfraction model of a component of an inhomogeneous multicomponent mixture (in print).

## Stability of stationary local nonequilibrium states to fluctuations of thermodynamic variables

*B.M.Burakhanov*

Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia  
burbm@rambler.ru

Despite the fact that equilibrium systems are exceptions in Nature, the thermodynamics of equilibrium states has important scientific and applied significance [1]. The thermodynamics of equilibrium states is based on the concept of local equilibrium. This concept is the basis for considering thermodynamic variables, despite the presence of fluctuations, as functions of coordinates and time. In addition, this concept serves as a justification for the acceptability of using equilibrium thermodynamic relations in the study of the evolution of macroscopic thermodynamic systems [2].

The key concepts of classical and modern theories of the stability of thermodynamic states to fluctuations in the values of thermodynamic variables are the concepts of entropy and the second variation of entropy.

It is essential that in modern thermodynamics there are theories devoted to the study of stability to this type of perturbations of equilibrium and stationary nonequilibrium states of macroscopic systems, and there are no similar theories of stability of local thermodynamic systems.

It is also essential that the concept of entropy is a key concept of the classical theory of stability of equilibrium states of macroscopic systems, and the concept of the second variation of entropy is a key concept of the theory of stability of stationary nonequilibrium states of macroscopic systems. The expediency of using the concept of the second variation of entropy in the theory of stability of stationary nonequilibrium states lies in the fact, that the second variation of entropy has the properties of the Lyapunov function and is explicitly present in the analytical form of writing the criterion of stability of stationary nonequilibrium states of macroscopic systems to fluctuations of thermodynamic variables.

It has already been mentioned above that at present there are only theories of stability to fluctuations of thermodynamic variables of macroscopic systems and there are no theories of "fluctuation" stability of local systems. Therefore, the question of the relationship between the conditions of existence of the "fluctuation" stability of thermodynamic states of macroscopic systems and the "fluctuation" stability of thermodynamic states of local systems remains open. Moreover, at present the question remains open even about the relationship of the thermodynamic states of macroscopic and local systems themselves.

The solution of this question in the field of equilibrium thermodynamics can be quite simply implemented by postulating the admissibility of considering the equilibrium state of local systems as the limiting case of the equilibrium state of macroscopic systems. However, in nonequilibrium thermodynamics, the situation with the solution of this issue is radically complicated, due to the absence of the



concept of a local nonequilibrium state.

Naturally, similar difficulties arise when trying to solve the problem of the relationship between the concepts of a stationary nonequilibrium state of a macroscopic system and a stationary nonequilibrium state of a local system, due to the absence of the concept of a stationary local nonequilibrium state. In addition, for this reason, similar difficulties arise when solving the problem of the relationship between the stability to fluctuations of thermodynamic variables of a stationary nonequilibrium state of a macroscopic system and a local system.

The concept of a local nonequilibrium state, which includes as special cases the concepts of stationary and nonstationary local nonequilibrium states, was introduced in an officially unpublished work [3].

This work is devoted to the study of stability to fluctuations of thermodynamic variables of stationary local nonequilibrium states. The key concepts of the method of analytical description of this stability proposed in this paper are the concepts – the function of the local deviation and the function of the amplitude of the local deviation. The use of these concepts makes it possible to obtain an analytical form of writing the criterion of stability of stationary local nonequilibrium systems to fluctuations of thermodynamic variables.

The main results of this work should include:

- the stability of stationary local nonequilibrium states to fluctuations in the values of thermodynamic variables is considered,
- the concepts of the local deviation function and the local deviation amplitude function are introduced,
- it is shown that the local deviation amplitude function has the properties of the Lyapunov function
- a criterion for the stability of stationary local nonequilibrium states to fluctuations in the values of thermodynamic variables is obtained

1. Haitun S D, 1996, *Mechanics and irreversibility* (Moscow: Janus) p 445.
2. Prigozhin I and Kondepudi D, 2002, *Modern thermodynamics*. (Moscow: Mir), p. 461.
3. Burakhanov B M, Subfraction model of a component of an inhomogeneous multicomponent mixture (in print).



## 10.9 Оптимизация капиллярного разряда для запуска разрядников высокого давления

*А.А.Фирсов<sup>1\*</sup>, Д.А. Тарасов<sup>1</sup>, М.А. Шурупов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>АО "Специальные энергетические технологии", г.Шатура, Россия

\*af@jiht.org

Плазменные коммутаторы (разрядники) широко применяются как в

физическом эксперименте, так и в промышленных установках [1]. Одним из ключевых параметров работы любого коммутатора, помимо рабочего напряжения и ресурса, является скорость его включения. Последняя определяет фронт нарастания напряжения на нагрузке при включении коммутатора, что может быть определяющим для некоторых применений. Скорость включения разрядника определяется характерным временем потери его сопротивления, что принципиальным образом зависит от системы запуска. Плазменные коммутаторы можно условно разбить на две группы: вакуумные разрядники и разрядники высокого давления. При этом вакуумные коммутаторы, как правило, запускаются непосредственным впрыском проводящей плазмы в рабочий зазор электродов. Разрядники высокого давления, в свою очередь, запускаются иницированием собственного пробоя различными способами. Главным преимуществом запуска разрядника с впрыском проводимости является широкий динамический диапазон работы разрядника по напряжению. Вакуумные приборы подобного типа могут запускаться при напряжениях в сотни вольт, имея пробойное напряжение до 50 кВ. С другой стороны, разрядники высокого давления, обладая существенно меньшим динамическим диапазоном, обеспечивают заметно более быстрое включение. Последнее достигается за счет того, что в их рабочей среде высокая плотность и, соответственно, много потенциальных носителей заряда. При пробое, это приводит к развитию ионизационно-перегревной неустойчивости, которая обеспечивает быструю потерю сопротивления разрядником.

Основной целью данной работы является попытка объединить преимущества в скорости коммутации разрядников высокого давления и широкого динамического диапазона по напряжению вакуумных разрядников. Для этой цели предложено использовать принцип непосредственного впрыска плазмы в рабочий зазор разрядника высокого давления, что осложняется существенным сопротивлением рабочей среды разрядника (воздух/азот). При движении плазменного облака в плотной рабочей среде, в последней формируются ударные волны с существенным давлением. Таким образом, для увеличения скорости инъекции плазмы необходимо увеличивать давление и, соответственно, плотность энергии в инжекторе. Поэтому в качестве системы запуска разрядника предложено использовать электрический сильноточный разряд капиллярного типа. В подобной конфигурации разряд оказывается ограничен стенками капилляра, что не позволяет ему свободно расширяться и существенно увеличивает плотность энергии в нем. Описанные процессы приводят к сильному разогреву плазмы капиллярного разряда и значительному увеличению давления в нем.

Для определения параметров работы капиллярного разряда в качестве системы запуска и возможных темпов ввода проводящей плазмы в рабочий зазор разрядника высокого давления было проведено численное моделирование. Для расчёта использовался программный комплекс FlowVision. При моделировании решалась трёхмерная нестационарная система уравнений Навье-Стокса с использованием модифицированной модели турбулентности  $k-\epsilon$  FlowVision, уравнение энергии, записанное через полную энтальпию, и система уравнений Максвелла. Плазма разряда учитывалась в одножидкостном

МГД приближении. Ранее этот коммерческий код уже использовался для моделирования продольного дугового разряда в осесимметричной постановке, результаты и подробное описание используемых в модели уравнений можно найти в [2].

Задача решалась в двумерной осесимметричной постановке, а геометрия в рамках такой постановки была максимально приближена к экспериментальному образцу. Область моделирования изображена на Рис. 1 и представляет собой сектор с углом раствора 3,6 градуса. Электрод, находящийся в капилляре, имел сферическую форму. На нём было установлено граничное условие, задающее экспериментально полученную зависимость тока разряда от времени  $I(t)$ ,  $I_{\max} \sim 2400$  А. Зависимость тока от времени, заимствованная из эксперимента и использованная в расчете, показана на Рис.2а. На втором электроде устанавливался постоянный потенциал 0 В. На стенках задавалось условие прилипания скорости с использованием пристеночных функций и нулевым градиентом температуры, а на боковых стенках сектора - условие симметрии, обеспечивающее нулевой градиент физических величин по нормали к границе. Начальными условиями во всей расчётной области были установлены давление  $P_0 = 101$  кПа и температура  $T_0 = 273$  К во всём объёме, а также замыкающий электроды тонкий начальный разрядный канал с температурой  $T_k = 773$  К.

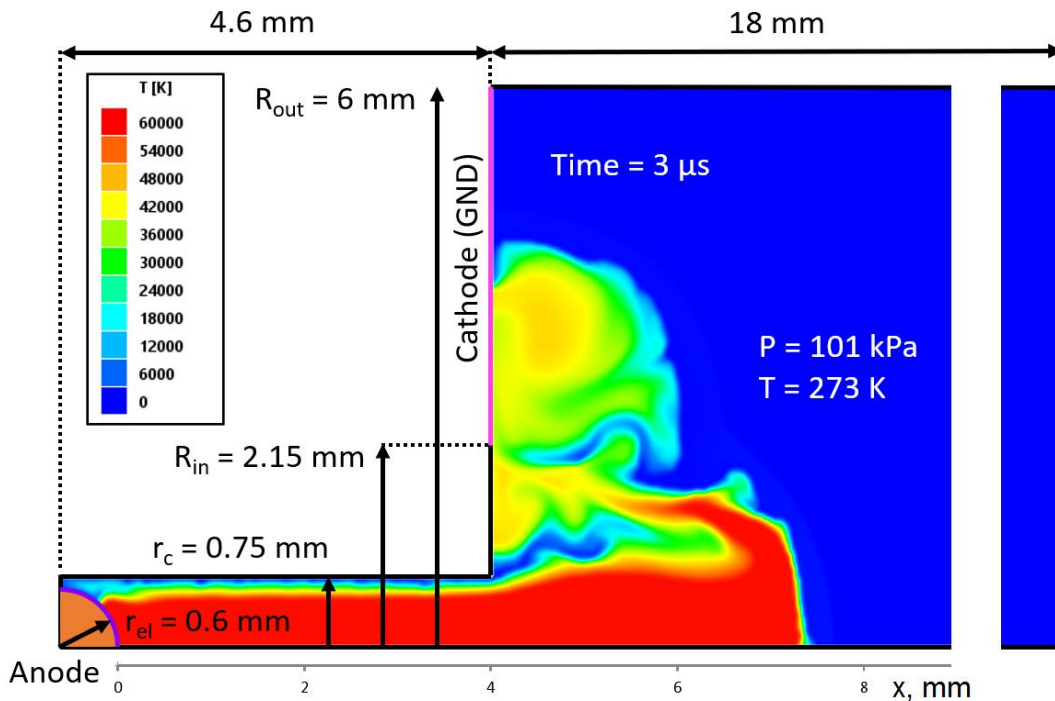


Рисунок 1. Расчетная область и результат расчета (поле температур) на момент времени 3 мкс.

В результате расчета были получены нестационарные поля температуры, давления, скорости и других термодинамических величин. Распределение температуры в расчётной области в момент времени  $t = 3$  мкс представлено на Рис. 1. В начальный момент времени при формировании токового канала напряжение на разряде резко увеличивается, однако в дальнейшем при

протекании основного тока не превышает 360 В, осциллограмма напряжения показана на Рис.2а. Плазма разряда начинает движение вдоль оси симметрии с некоторым запаздыванием относительно токового импульса; максимальная

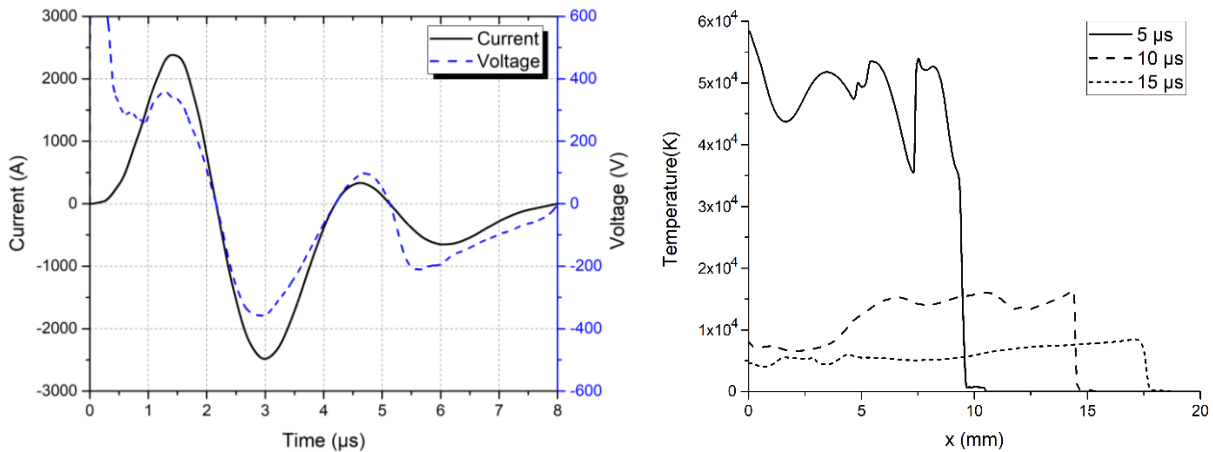


Figure 2. Осциллограммы тока и напряжения (а) и распределение температуры по оси (b).

скорость движения границы плазменной области составляет 1467 м/с, а её средняя скорость движения в интервале времени от 1 до 10 мкс составляет 1082 м/с. Ведутся дальнейшие работы по оптимизации геометрии газоразрядного устройства, направленные на увеличение скорости выноса плазмы из капилляра в свободный объем.

1. Харлов, А.В. - Многокулонные газовые разрядники и их применение в импульсной технике // Приборы и техника эксперимента, 2021, № 1, с. 5–29 [doi:10.31857/S0032816220060099](https://doi.org/10.31857/S0032816220060099)
2. Firsov, A.; Bityurin, V.; et al. - Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // Energies 2022, 15, 7015, [doi:10.3390/en15197015](https://doi.org/10.3390/en15197015)

## Capillary discharge optimization for triggering high pressure arresters

A.A. Firsov<sup>1\*</sup>, D.A. Tarasov<sup>1</sup>, M.A. Shurupov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>JSC "Power Special Technologies", Shatura, Russia

\* af@jiht.org

Plasma arresters (dischargers) are widely used both in physical experiments and in industrial installations [1]. One of the key operation parameters of any arrester, in addition to the operating voltage and resource, is the speed of its switching. It determines the front of the voltage rise on the load when the arrester is turned on, which can be decisive for some applications. The switch-on rate of the arrester is determined by the characteristic time of its resistance loss, which fundamentally depends on the triggering system. Plasma arresters can be

conditionally divided into two groups: vacuum arresters and high-pressure arresters. Vacuum switches are usually started by direct injection of a conducting plasma into the interelectrode gap. High-pressure arresters, on the other hand, are triggered by initiating their own breakdown in various ways. The main advantage of triggering the electrode gap with conduction injection is the wide dynamic range of operation in terms of voltage. Vacuum devices of this type can be started at voltages of hundreds of volts, while having a breakdown voltage of up to 50 kV. On the other hand, high-pressure arresters, having a significantly smaller dynamic range, provide noticeably faster switching. The latter is achieved due to the fact that their working conditions provides a high gas density and, accordingly, many potential charge carriers. During a breakdown, this leads to the development of an ionization-overheating instability, which ensures a rapid loss of resistance by the spark gap.

The main goal of this work is to combine the advantages in the switching speed of high-pressure arresters and a wide dynamic voltage range of vacuum arresters. For this purpose, it is proposed to use the principle of direct plasma injection into the working gap of the high-pressure arrester, which is complicated by the significant resistance of the electrode gap working medium (air/nitrogen). When a plasma cloud moves in a dense working medium, shock waves with significant pressure are formed in the latter. Thus, to increase the plasma injection rate, it is necessary to increase the pressure and, accordingly, the energy density in the injector. Therefore, it is proposed to use an electrical high-current discharge of the capillary type as a triggering system for the arrester. In such a configuration, the discharge is limited by the walls of the capillary, which does not allow it to expand freely and significantly increases the energy density in it. The described processes lead to a strong heating of the capillary discharge plasma and a significant increase in pressure in it.

Numerical simulation was carried out to determine the operating parameters of a capillary discharge as a triggering system and possible rates of conducting plasma input into the working gap of a high-pressure arrester. For the calculation, the FlowVision software package was used. In calculation, a three-dimensional unsteady Reynolds averaged Navier Stokes equations was solved with a modified k- $\epsilon$  FlowVision turbulence model. The calculation also included an energy equation written in terms of total enthalpy and a system of Maxwell equations. The discharge plasma was taken into account in the single-fluid MHD approximation. Previously, this commercial code has already been used to simulate a longitudinal arc discharge in an axisymmetric setting; the results and a detailed description of the equations used in the model can be found in [2].

The problem was solved in a two-dimensional axisymmetric formulation, and the geometry within the setting was as close as possible to the experimental one. The simulation area is shown in Fig. 1 and represents a sector with an angle of 3.6 degrees. The electrode in the capillary had a spherical shape. A boundary condition on it specified the experimentally obtained dependence of the discharge current on time  $I(t)$ ,  $I_{max} \sim 2400$  A. The dependence of the current on time, measured in the experiment and used in the calculation, is shown in Fig. 2a. A constant potential of 0 V was set on the second electrode. On the walls, the no slip wall boundary condition with wall functions and zero temperature gradient, and on the side walls of the

sector, a symmetry condition was set, providing a zero gradient of physical quantities along the normal to the boundary. The initial conditions in the entire computational domain were set to pressure  $P_0 = 101$  kPa and temperature  $T_0 = 273$  K in the entire volume, as well as a thin initial discharge channel connecting the electrodes with temperature  $T_k = 773$  K.

As a result of the calculation, non-stationary fields of temperature, pressure, velocity and other thermodynamic quantities were obtained. The temperature distribution in the computational domain at the time  $t = 3 \mu\text{s}$  is shown in Fig. 1. At the initial moment of time during the formation of the current channel, the voltage on the discharge increases rapidly, however, later, during the main current pulse, it does not exceed 360V, the voltage oscillogram is shown in Fig. 2a. The discharge plasma begins to move along the symmetry axis with some delay relative to the current pulse; the maximum velocity of the plasma region boundary is 1467 m/s, and its average velocity in the time interval from 1 to 10  $\mu\text{s}$  is 1082 m/s. Further work is underway to optimize the geometry of the gas discharge device, aimed at increasing the rate of plasma outflow from the capillary into the free volume.

*Figure 1. Computational domain and calculation result (temperature field) at time 3  $\mu\text{s}$ .*

*Figure 2. Current and voltage oscillogram (a) and temperature distribution on the axis (b).*

1. Kharlov, A.V. High-Coulomb Switches and Their Applications in Pulsed Power (Review). Instrum Exp Tech 64, 1-23 (2021). [doi:10.1134/S002044122006007X](https://doi.org/10.1134/S002044122006007X).
2. Firsov, A.; Bityurin, V.; et al. - Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // Energies 2022, 15, 7015, [doi:10.3390/en15197015](https://doi.org/10.3390/en15197015).