



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

XXIV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике

Посвящается памяти В.А. Битюрина

20-22 мая, 2025



Москва, ОИВТ РАН



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

XXIV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике

Посвящается памяти В.А. Битюрина

20-22 мая, 2025



Организовано Объединенным институтом
высоких температур РАН

при финансовой поддержке ООО "ТопТех"

UDK 533.6.011:(533.95:537.84)

Тезисы XXIV Международного Совещания
по магнитоплазменной аэродинамике,
Москва, ОИВТ РАН, 2025
152 стр.

XXIV Международное Совещание по Магнитоплазменной Аэродинамике, посвященное памяти В.А. Битюрина, проводится 20-22 мая 2025г. в Москве. Совещание организовано Федеральным государственным бюджетным учреждением науки Объединенным институтом высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН) под эгидой Научных советов РАН по прямому преобразованию энергии и по физике низкотемпературной плазмы



Совещание организовано при финансовой поддержке российской компании ООО «ТопТех». ООО «ТопТех» — российская инжиниринговая компания, специализирующаяся на решениях для нефтегазовой, нефтехимической и химической отраслей. Наше ядро — это команда экспертов с уникальными компетенциями и многолетним опытом проектной деятельности в ведущих международных организациях. В партнёрстве с заказчиками мы предоставляем широкий спектр инженерных услуг и разрабатываем индивидуальные решения.



Программа XXIV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике

Май 20-22, 2025

Май 20 (Вторник)	
09:45-10:00	On-line connection
10:00-10:10	Открытие, В.М. Батенин
10:10-12:00	СЕССИЯ 1. Электрические разряды --1
10:10-10:40	1.1 Природа вариации тока молнии, Э.М. Базелян (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
10:40-11:00	1.2 О некоторых свойствах рентгеновского излучения искровых и молниевых разрядов, Ю.В. Шлюгаев (ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия)
11:00-11:20	1.3 Численное моделирование главной стадии разряда молнии, А.Н. Бочаров¹, Е.А. Мареев², Н.А. Попов^{1,3} (¹ ОИВТ РАН, ² ИПФ РАН, ³ НИИЯФ МГУ, Москва, Россия)
11:20-11:40	1.4 Численное моделирование лидера отдачи молнии, Д.И. Иудин^{1,2}, Н.Л. Александров^{1,3,4}, А.А. Сысоев^{1,2}, А.А. Пономарев^{1,4} (¹ ИПФ РАН, Нижний Новгород, ² Приволжский исследовательский медицинский университет, Нижний Новгород, ³ МФТИ, Моск. обл., Долгопрудный, ⁴ НИУ ВШЭ, Москва, Россия)
11:40-12:00	1.5 К вопросу о радиальной короне на плазменном шнуре лидера молнии, Н.Л. Александров^{1,3,4}, А.А. Сысоев^{1,2}, Д.И. Иудин^{1,2}, А.А. Пономарев^{1,4}, Д.А. Петров^{1,2} (¹ ИПФ РАН, ² Приволжский исследовательский медицинский университет, ³ МФТИ, Моск. обл., Долгопрудный, ⁴ НИУ ВШЭ, Москва, Россия)
12:00-12:30	Перерыв
12:30-14:00	СЕССИЯ 2. Электрические разряды --2
12:30-13:00	2.1 Особенности генерации рентгеновского излучения в лабораторных атмосферных разрядах, Е.В. Паркевич, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, А.И. Хирьянова, А.А. Родионов, Я.К. Болотов, В.А. Рябов, А.В. Огинов (ФИАН, Москва, Россия)
13:00-13:20	2.2 СВЧ излучение стримеров, Н.А. Богатов (ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия)
13:20-13:40	2.3 Резонансные свойства плазменных каналов, П.В. Веденин, В.Г. Бровкин (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13:40-14:00	2.4 Получение компрессионных плазменных потоков в комбинированном разряде на основе эрозионного плазмотрона и магнитоплазменного компрессора, А.С. Пащина, А.И. Климов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
14:00-15:00	Перерыв

15:00-16:00	СЕССИЯ 3. Пленарная
15:00-15:30	3.1 Компьютерная физика разряда Пеннинга , С.Т. Суржигов (ИПМ РАН, Москва, Россия)
15:30-16:00	3.2 Влияние магнитных полей на глобальную структуру астросферы , <u>С.Д. Корольков</u> ^{1,2} , В.В. Измоденов ^{1,2} (¹ МГУ, ² ИКИ РАН, Москва, Россия)
16:00-17:00	СЕССИЯ ПАМЯТИ В.А. БИТЮРИНА
17:00-17:30	Перерыв
17:30-19:00	СЕССИЯ 4. Плазменная аэродинамика, МГД, управление течением. Ударные волны в плазме – 1
17:30-17:50	4.1 Влияние постоянного магнитного поля на сверхзвуковое течение вблизи субмиллиметрового импульсного электрического разряда , <u>М.А. Ядренкин</u> , Ю.В. Громыко, О.И. Вишняков (ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия)
17:50-18:10	4.2 Формирование «тепловой иглы» для управления сверхзвуковым обтеканием тел при импульсно-периодическом энерговкладе в потоке , <u>П.Ю. Георгиевский</u> , В.А. Левин (НИИМех МГУ, Москва, Россия)
18:10-18:25	4.3 Тепловые и газодинамические процессы при взаимодействии ударной волны с плазмой наносекундного разряда в канале с препятствием , <u>Е.А. Карнозова</u> ¹ , И.А. Знаменская ¹ , А.Е. Луцкий ² (¹ МГУ, физический факультет, ² ИПМ РАН, Москва, Россия)
18:25-18:40	4.4 Исследование стохастических возмущений, создаваемых поверхностным диэлектрических барьерным разрядом в трехмерном пограничного слое , <u>А.Я. Котвицкий</u> , А.А. Абдуллаев, И.А. Моралев, М.В. Устинов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
18:40-18:55	4.5 Экспериментальное исследование частоты возмущений поперечной струи в сверхзвуковом потоке в присутствии периодических искровых разрядов <u>Л.С. Волков</u> , Р.С. Трошкин, Я.В. Мирошников, А.А. Фирсов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
11:00-18:00	СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Май 21 (Среда)	
09:45-10:00	On-line connection
10:00-12:00	СЕССИЯ 5. Плазмохимическая конверсия и плазменно-стимулированное горение -- 1
10:00-10:30	5.1 Механизм образования катионов в пламенах углеводородов: масс-спектрометрическое и численное исследование, <u>Д.А. Князьков</u> , А.В. Черепанов, В.Г. Киселев, А.М. Дмитриев, А.Г. Шмаков (ИХКГ СО РАН, Новосибирск, Россия)
10:30-10:50	5.2 Самовоспламенение метановоздушных смесей в статическом электрическом поле, <u>В.С. Арутюнов</u> , К.Я. Трошин, А.А. Захаров, А.А. Беляев, А.В. Арутюнов (ФИЦХФ РАН, Москва, Россия)
10:50-11:10	5.3 Состав продуктов конверсии пропано-воздушной смеси для разных условий инициации высокочастотного коронного разряда <u>Е.А. Филимонова</u> , А.С. Добровольская (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
11:10-11:30	5.4 Иницирование оптическим разрядом горения топливовоздушной смеси в высокоскоростном потоке, <u>В.Н. Зудов</u> , А.В. Тупикин (ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия)
11:30-11:50	5.5 Исследование воздействия электрического поля на стабилизацию диффузионного углеводородного пламени, <u>А.В. Тупикин</u> , Ю.Н. Дубнищев, О.С. Золотухина, В.В. Лукашов (Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск, Россия)
11:50-12:05	Доклад спонсора. Потребности проектных организаций при разработке технологических решений для газохимии и нефтепереработки (ООО «ТопТех», Москва, Россия)
12:05-12:30	Перерыв
12:30-14:10	СЕССИЯ 6. Плазменная аэродинамика, МГД, управление течением. Ударные волны в плазме -- 2
12:30-12:50	6.1 Концепция заряженной гетерогенной плазмы в магнитной плазменной аэродинамике, А.И. Климов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
12:50-13:10	6.2 Активное широкополосное подавление пульсаций ближнего поля турбулентной струи ВЧ ДБР актуатором в составе системы с обратной связью, В.Ф. Копьев ¹ , Г.А. Фараносов ¹ , <u>О.П. Бычков^{1*}</u> , В.А. Копьев ¹ , И.А. Моралев ² , А.Я. Котвицкий ² , А.В. Ефимов ² (¹ ЦАГИ, ² ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13:10-13:30	6.3 Определение электрогазодинамической силы ДБР около криволинейной поверхности, <u>П.А. Поливанов</u> , А.А. Сидоренко (ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия)
13:30-13:50	6.4 Развитие возмущения от локального разряда в ламинарном пограничном слое при $M=1,43$, <u>О.И. Вишняков</u> , П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко (ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия)
13:50-14:10	6.5 Подкритический СВЧ-разряд с безыскровой лазерной инициацией в сверхзвуковом потоке, Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машек, <u>М.Е. Ренев</u> , Р.С. Хоронжук (СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия)
14:10-15:10	Перерыв

15:10-17:00	СЕССИЯ 7. Электрические разряды -- 3
15:10-15:40	7.1 Генерация неравновесной плазмы в импульсных разрядах, А. Стариковский (<i>Университет Принстон, Принстон, Нью-Джерси, США</i>)
15:40-16:00	7.2 Пороговые эффекты в генерации высокоионизованной плазмы в импульсных наносекундных газовых разрядах, <u>Е.В. Паркевич</u> , А.И. Хирьянова ¹ , К.В. Шпаков (<i>ФИАН, Москва, Россия</i>)
16:00-16:20	7.3 Динамика тепловой каверны высокочастотного коронного разряда, И.А. Моралев ^{1*} , <u>И.В. Селивонин</u> ¹ , А.А. Моралева ² (<i>¹ОИВТ РАН, ²МИРЭА, Москва, Россия</i>)
16:20-16:40	7.4 Влияние сверхзвукового потока на характеристики наносекундного поверхностного скользящего разряда, И.В. Мурсенкова, <u>А.С. Сазонов</u> (<i>МГУ, физический факультет, Москва, Россия</i>)
16:40-17:00	7.5 Об ионизационных волнах, формирующих плазменную структуру коаксиального барьерного разряда в аргоне, <u>Ю.С. Акипшев</u> ^{1,2,3} , С.А. Ермолаева ³ , М.А. Медведев ^{1,3} , А.В. Петряков ¹ , Е.А. Фефелова ³ (<i>¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, ²НИЯУ МИФИ, ³НИЦЭМ, Москва, Россия</i>)
17:00-17:30	Перерыв
17:30-18:50	СЕССИЯ 8. Электрические разряды -- 4
17:30-17:50	7.6 Особенности моделирования поверхностного барьерного разряда при отрицательной полярности электрода, В.Р. Соловьев (<i>МФТИ, Московская область, Долгопрудный, Россия</i>)
17:50-18:10	8.1 Полевая и термоэлектронная эмиссия с вольфрамовых катодов, <u>Н.Ю. Бабаева</u> , Г.В. Найдис, Д.В. Терешонок (<i>ОИВТ РАН, Москва, Россия</i>)
18:10-18:30	8.2 Условия стабилизации конвективного факела непрерывного оптического разряда, <u>В.Н. Андросенко</u> , М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, М.В. Торчик, А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов (<i>ИПМ РАН, Москва, Россия</i>)
18:30-18:50	8.3 Применение поуровневого подхода к задаче релаксации воздуха после разряда постоянного тока, <u>А.А. Шайхутдинова</u> , М.Ю. Мельник, Е.В. Кустова (<i>СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия</i>)
11:00-18:00	СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Май 22 (Четверг)	
09:45-10:00	On-line connection
10:00-12:00	СЕССИЯ 9. Плазменные технологии
10:00-10:30	9.1 Применение частиц графена, синтезированных в плазме: многофункциональные и ультрачувствительные сенсоры, <u>А.И. Иванов</u>¹, И.В. Антонова^{1,2}, М.Б. Шавелкина³ (¹ИФП СО РАН, ²НГТУ, Новосибирск, ³ОИВТ РАН, Москва, Россия)
10:30-11:00	9.2 Струя холодной атмосферной плазмы с оптимальным режимом и наночастицы золота с антителами к Tugr1 успешно подавляют рост опухоли in vivo, <u>И. Швейгерт</u>, М. Бирюков, А. Полякова, Н. Крячкова, О. Коваль, Е. Горбунова, Д. Закревский, Е. Милахина, П. Гугин (ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия)
11:00-11:20	9.3 Трансзвуковая плазменная система очистки воды, <u>Ю.П. Скакунов</u>¹, А.Ю. Скакунов¹, М.Б. Шавелкина², Е.Ю. Евреинов³ (¹ООО ТПС, ²ОИВТ РАН, ³ИНХС РАН, Москва, Россия)
11:20-11:40	9.4 Электродуговой синтез композитных наночастиц, <u>Д.В. Смовж</u>, О.А. Нерушев, М.С. Скирда (ИТ СО РАН, Новосибирск, Россия)
11:40-11:55	9.5 Низкотемпературная плазмохимическая конверсия водо-мазутной эмульсии, <u>Д.А. Широков</u>, Е.Ю. Титов, Д.Ю. Титов (НГТУ, Нижний Новгород, Россия)
11:55-12:20	Перерыв
12:20-14:00	Сессия 10. Плазмохимическая конверсия и плазменно-стимулированное горение -- 2
12:20-12:40	10.1 Динамика окислов азота и озона в электронно-пучковой плазме влажного воздуха, В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, А.Н. Кириченко, А.А. Некрасов, <u>Н.И. Трушкин</u>, А.В. Филиппов, В.Е. Черковец (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия)
12:40-13:00	10.2 Механизмы нарушения объёмного баланса молекул воды в отпаянном тлеющем разряде, А.В. Бернацкий¹, <u>И.В. Кочетов</u>^{1,2}, В.В. Лагунов¹, В.Н. Очкин¹-(¹ФИАН, ²АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия)
13:00-13:20	10.3 Нарботка долгоживущих активных форм азота и кислорода в воде под действием разрядов, генерируемых между пьезотрансформатором и поверхностью воды, <u>К.В. Артемьев</u>, Д.В. Малахов, А.М. Давыдов (ИОФ РАН, Москва, Россия)
13:20-13:35	10.4 Свойства разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке и реагирующей смеси, <u>Р.С. Трошкин</u>, А.А. Фирсов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13:35-14:50	10.5 Условия самовоспламенения водородно-воздушной смеси при взаимодействии ударной волны с разрушаемым экраном, <u>Ф.С. Кулешов</u>, С.В. Головастов, Г.Ю. Бивол, В.В. Голуб (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13:50-14:05	10.6 Экспериментальное исследование фронта сферически расширяющегося пламени, В.В. Володин^{1,2}, В.В. Голуб¹, <u>Н.К. Денцель</u>^{1,2} (¹ОИВТ РАН, ²МГТУ, Москва, Россия)
14:05-15:00	Перерыв

15:00-16:55	СЕССИЯ 11. Методы диагностики газоплазменных потоков
15:00-15:30	11.1 Ударные трубы для исследования радиационных характеристик газов в условиях входа спускаемых аппаратов в атмосферу Земли и других планет, <u>П.В. Козлов</u>, В.Ю. Левашов, Г.Я. Герасимов, Н.Г. Быкова, И.Е. Забелинский (НИИМех МГУ, Москва, Россия)
15:30-16:00	11.2 Методы визуализации газоплазменных процессов в различных временных масштабах, И.А. Знаменская (МГУ, физический факультет, Москва, Россия)
16:00-16:20	11.3 О возможностях регистрации полного теплового потока при интенсивных импульсных газодинамических процессах с высоким временным разрешением, <u>М.А. Котов</u>¹, Н.Г. Соловьев¹, А.Н. Шемякин¹, М.Ю. Якимов¹, В.Н. Глебов², Г.А. Дуброва², А.М. Малютин², П.А. Попов³, С.А. Поняев³, Н.А. Монахов³, Т.А. Лапушкина³, В.А. Сахаров³, П.В. Козлов⁴, В.Ю. Левашов⁴, Г.Я. Герасимов⁴ (¹ИПМ РАН, Москва, ²НИЦ «Курчатовский институт» КККиФ, Отделение ИПЛИТ,-Шатура,, Моск. обл. ³ФТИ е РАН, Санкт-Петербург, ⁴НИИМех МГУ, Москва, Россия)
16:20-16:40	11.4 Методы измерения радиационных тепловых потоков в ударных трубах, <u>П.В. Козлов</u>, Г.Я. Герасимов, В.Ю. Левашов, Н.Г. Быкова, И.Е. Забелинский (НИИМех МГУ, Москва, Россия)
16:40-16:55	11.5 Алгоритм компенсации вибраций термоанемометра и статистический анализ сигнала в пограничном слое на стреловидном крыле, <u>А.А. Абдуллаев</u>^{1,2*}, А.Я. Котвицкий¹, И.А. Моралев¹ (¹ОИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Моск. обл., Долгопрудный, Россия)
16:55-17:30	Перерыв
17:30-19:00	СЕССИЯ 12. Электрические разряды -- 5
17:30-17:50	12.1 О скейлинге мощности анейтронного синтеза протон-бор в наносекундном вакуумном разряде. РС моделирование и эксперимент, Ю.К. Куриленков^{1,2} (¹ОИВТ РАН, ²ФИАН, Москва, Россия)
17:50-18:10	12.2 Сценарий субнаносекундного переключения в плазменном устройстве эитроне, состоящего из «открытого» и капиллярного разрядов, <u>И. Швейгерт</u>, П. Бохан, П. Гутин, М. Лаврухин, Д. Закревский (ИФП, Новосибирск, Россия)
18:10-18:30	12.3 Диагностика плазменных микрообразований в электрических разрядах с использованием лазерной дифракционной фотосъёмки, <u>С.Ю. Гаврилов</u>, А.И. Хирьянова, Е.В. Паркевич (ФИАН, Москва, Россия)
18:30-18:45	12.4 О роли электрической цепи в развитии наносекундного импульсного разряда в субсантиметровом зазоре, <u>Е.А. Ермаков</u>, И.Э. Иванов ^{1,2} (¹МГУ, ²МАИ, Москва, Россия)
18:45-19:00	12.5 Экспериментальное исследование комбинированного разряда в высокоскоростных потоках газов, <u>К.Н. Корнев</u>, А.А. Логунов, О.С. Сурконт, Т.Р. Абушаев, А.Л. Волынец, С.А. Двинин (МГУ, физический факультет; Москва, Россия)
11:00-18:00	СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ
19:00	Заккрытие

13. Стендовые доклады	
13.1	Способ организации симметричного распределения разрядного тока в коаксиальном разряднике при повышенных давлениях рабочего газа, А.С. Пащина (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.2	Диффузионно-неравновесные состояния сильноионизованной плазмы Ag в дуговом канале, О.В. Коршунов, А.С. Пащина, В.Ф. Чиннов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.3	Моделирование стримеров в воздухе с фотоионизацией по методам Монте-Карло и Гельмгольца, Ф.К. Гасратов, Х.Т. Смазнова, И.С. Байдин, А.В. Огинов (ФИАН РАН, Москва, Россия)
13.4	ЭГД-визуализация линий напряженности электрического поля в трансформаторном масле, В.А. Панов, А.С. Савельев, Ю.М. Куликов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.5	Управление газовыми потоками, образующимися при импульсно-периодическом оптическом пробое, В.Н. Андросенко, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, М.В. Торчик, А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов (ИПМ РАН, Москва, Россия)
13.6	Влияние материала коронирующего электрода на развитие поверхностного барьерного разряда в воздухе, И.В. Селивонин¹, А.В. Лазукин², И.А. Моралев¹ (¹ОИВТ РАН, ²НИУ «МЭИ», Москва, Россия)
13.7	Токи смещения Максвелла в плазменной аэродинамике и физике интенсивных световых полей, М.Я. Иванов^{1,2}, В.А. Левин^{1,3}, В.В. Марков^{1,4} (НИИМех МГУ, Москва, ²Институт энергомашиностроения и механики МЭИ, Москва, ³Институт автоматики и процессов управления ДО РАН, Владивосток, ⁴Математический Институт РАН, Москва, Россия)
13.8	К вопросу о затягивания ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле при повышенном уровне турбулентности с помощью газоразрядных актуаторов, И.А. Моралев, А.Я. Котвицкий, М.В. Устинов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.9	Обтекание кругового цилиндра с магнито-плазменным актуатором, Д.С. Мунхоз¹, И. Климов¹, В.А. Битюрин¹, И.А. Моралев¹, Л.Б. Поляков¹, Н.Е. Молевич^{2,3}, И.П. Завершинский³, П.Н. Казанский¹, Д.П. Порфирьев^{2,3}, С.С. Сугак³, Б.Н. Толкунов¹ (¹ОИВТ РАН, Москва, ²Физический институт РАН (филиал), Самара, ³СНГУ Самара, Россия)
13.10	Возбуждение колебаний поперечной струи газа в дозвуковом потоке при помощи импульсно-периодического разряда, Я.В. Мирошников^{1,2}, И.А. Моралёв¹, Л.С. Волков¹, А.А. Фирсов¹ (¹ОИВТ РАН, ²МГТУ, Москва, Россия)
13.11	Термодинамические пределы прямого преобразования в твердооксидном топливном элементе, П.П. Иванов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.12	Наработка оксидов азота разрядами, генерируемыми в воздухе между пьезотрансформатором и металлической поверхностью, К.В. Артемьев, А.М. Давыдов, Н.Г. Гусейн-заде (ИОФ РАН, Москва, Россия)
13.13	Защита пленок EVA от выгорания с помощью квантовых наноточек методом переизлучения ультрафиолетового излучения в видимый спектр, Н.К. Белов¹, П.Н. Казанский¹, Д.Д. Медведев² (¹ОИВТ РАН, Москва, ²НИЦ "Курчатовский институт"), Москва, Россия)
13.14	Влияние барьерного разряда на характеристики распыла воды, А.С. Савельев (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.15	Исследование микроструктур ZnO, полученных методом СВЧ-плазменного синтеза, С.Н. Антипов¹, М.Х. Гаджиев¹, М.В. Ильичев¹, В.В. Краснова², А.Э. Муслимов², В.М. Каневский², А.С. Тюфтяев¹, Д.И. Юсупов¹ (¹ОИВТ РАН, Москва, ²НИЦ "Курчатовский институт"), Москва, Россия)

13.16 Влияние глубины погружения электрода на развитие течения в дистиллированной воде под действием импульсного напряжения, В.А. Панов, А.С. Савельев, Ю.М. Куликов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.17 Сравнительный анализ движения двойных колец воздуха в воде, кольцевых следов на окнах и следов в различных экспериментах, где были нестационарные процессы, Д. С. Баранов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.18 Можно ли локализовать свет в теплоизоляторах и объемных отражателях? А.В. Галактионов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.19 Математические методы описания диффузионных процессов в неоднородных газожидкостных смесях, Б.М. Бураханов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.20 Равновесный идеальный газ как объект, содержащий непосредственно ненаблюдаемые конструкторы – феномены, Б.М. Бураханов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.21 Радиальные распределения температуры в сверхзвуковой струе, создаваемой разрядом в полиэтиленовом капилляре, А.С. Пасина¹, Д.И. Кавыркин^{1,2*}, А.Г. Агеев², О.В. Коршунов¹, В.Ф. Чиннов^{1,2} (¹ОИВТ РАН, ²НИУ «МЭИ», Москва, Россия)
13.22 Измерение плазменно-тепловой нагрузки на обращенную к плазме поверхность, С.Д. Федорович¹, Д.И. Кавыркин^{1,2}, Д.Э. Заварницын¹, Я.А. Голов¹, В.М. Мутовалов¹ (¹НИУ «МЭИ», ²ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.23 Результаты измерения дрейфовой скорости ионов аргона в стационарной плазменной установке ПЛМ- М, К.В. Чан¹, С.Д. Федорович¹, Д.М. Соин¹, Д.И. Кавыркин^{1,2} (¹НИУ «МЭИ», ²ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.24 Применение методов машинного зрения в задаче детектирования ламинарно-турбулентного перехода, вызванного неустойчивостью поперечного течения, В.А. Коробков^{1,2}, А.Я. Котвицкий¹, И.А. Моралёв¹ (¹ОИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Моск. область, Долгопрудный, Россия)
13.25 Получение радиальных профилей распределения вещества плазмы С-Ф методом моделирования излучения, А.В. Ефимов, А.С. Пасина (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.26 Разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке метано-воздушной смеси, Д.А. Тарасов, А.А. Фирсов (ОИВТ РАН, Москва, Россия)
13.27 Особенности моделирования нестационарного факела на примере риформинга метана, Фирсов А.А., Волков Л.С., Тарасов Д.А., Трошкин Р.С. (ОИВТ РАН, Москва, Россия)

1.1 Природа вариации тока молнии

Э.М. Базелян

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
edwardbazelyan@mail.ru

Ток молнии – наиболее опасный поражающий фактор атмосферного электричества. От является причиной возбуждения грозowych перенапряжений, импульсных наводок, напряжений шага и прикосновения, опасных для жизни людей и животных. Статистика осциллографических регистраций токов молнии демонстрирует диапазон их вариации не менее двух порядков величины. Нельзя полагать, что основной причиной вариации тока молнии является заряд грозовой ячейки или ее высота. Они варьируют в существенно меньших пределах. Более значимым может быть вариация места старта молнии и траектория ее полета к поверхности земли, впервые качественно рассмотренные в гипотезе Каземира о биполярном развитии молниевоего канала.

В основе гипотезы лежит представление о том, что грозовая ячейка не может быть уподоблена металлическому электроду источника высокого напряжения, что в состоянии поддерживать потенциал у головки формирующегося от него лидера нисходящей молнии. Заряд грозовой ячейки распределен по многочисленным гидрометеорам, изолированным друг от друга. Даже в объеме грозовой ячейки канал молнии не имеет гальванической связи с массой ее заряда. Это требует обязательного взаимосвязанного развития в противоположных направлениях из области старта двух каналов молнии разной полярности.

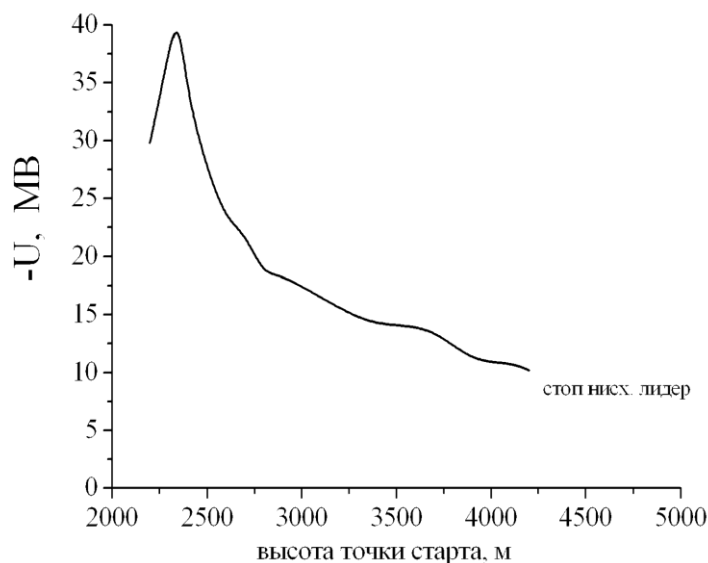


Рисунок 1. Изменение потенциала, доставляемого к земле нисходящим лидером, в зависимости от высоты точки старта молнии при распространении ее лидеров по вертикальной оси грозовой ячейки с зарядом по 13,3 Кл в объеме по 500 м.

На основании биполярной модели развития молнии в компьютерном исполнении изучена зависимость потенциала, доставляемого к земле нисходящим лидером.

Показана сильная зависимость этого параметра от места старта молнии и от траекторий формирования ее разнополярных лидеров. Установлено, что основной причиной изменения потенциала является не потеря напряжения в канале молнии конечной проводимости, а его поляризация в электрическом поле грозового облака. Выполнена оценка диапазона вариации потенциала канала идеальной проводимости в зависимости от места старта и траектории молнии при неизменном заряде дипольной грозовой ячейки. Показано, что для вариации тока молнии в пределах двух порядков величины достаточно лишь двукратного изменения заряда грозовой ячейки. Установлено предпочтительное место старта молнии, восходящий лидер которой способен проникнуть в верхние слои тропосферы, превратившись в голубого джета.

1.2 О некоторых свойствах рентгеновского излучения искровых и молниевых разрядов

Ю.В. Шлюгаев

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
Нижний Новгород, Россия
yshl@mail.ru

Обнаружение рентгеновского и гамма излучения, сопутствующего грозовым разрядам [1,2], стимулировало проведение успешных экспериментов по обнаружению рентгеновского излучения (РИ) в экспериментах с длинными искрами [3,4]. Эти эксперименты проводились на разрядных промежутках метрового масштаба и в них использовались импульсы высокого напряжения с микросекундными временами нарастания, характерными для природных молниевых разрядов. До этого РИ в искровых разрядах при атмосферном давлении также обнаруживались [5], однако в экспериментах импульсы высокого напряжения имели более быстрые фронты нарастания субмикросекундного и наносекундного диапазонов и короткие, а значит перенапряженные, разрядные промежутки. Примерно в это же время нами были начаты эксперименты с использованием высоковольтного генератора, расположенного на полигоне Всероссийского электротехнического института (ВЭИ) в г. Истра Московской области. Высоковольтный импульсный генератор (ГИН), выполненный по схеме генератора Маркса создавался для изучения процессов, происходящих в линиях электропередачи при попадании в них молниевых разряда и имеет параметры импульсов, отличающиеся от тех, что использовались в работах [3,4], в первую очередь, большим временем нарастания напряжения, составляющим 100 мкс и большей длительностью импульса. Кроме того, импульс высокого напряжения, может достигать 3 МВ, что позволяет перекрывать разрядные промежутки типа «стержень-плоскость»

длиной до 10-15 м, в зависимости от полярности. Увеличение длины разрядного промежутка приводит к формированию нескольких ступеней лидера, что может привести к формированию нескольких рентгеновских импульсов, разделенных заметными промежутками времени, что и предполагалось обнаружить в наших экспериментах.

Сравнение полученных нами вероятностей возникновения рентгеновского излучения с данными, полученными другими исследователями показало, что они наблюдают гораздо больше рентгеновских событий, чем мы. Одной из причин такого явления могло явиться то, что коллеги используют установки с существенно меньшим временем нарастания напряжения в импульсе, составляющем единицы и доли микросекунд против 50 мкс в нашем случае. Некоторое подтверждение таким соображениям содержится в работе [6], где отмечено, что более короткие времена нарастания и более высокие пиковые напряжения приводят к увеличению количества рентгеновских событий и росту их энергии.

1. J.R. Dwyer, "Implications of x-ray emission from lightning", *Geophys Res Lett*, **31**:12 (2004), L12102
2. A.V. Gurevich, A.P. Chubenko, A.N. Karashtin, G.G. Mitko, A.S. Naumov, M.O. Ptitsyn, V.A. Ryabov, A.L. Shepetov, Yu.V. Shlyugaev, L.I. Vildanova, K.P. Zybin "Gamma-ray emission from thunderstorm discharges" *Physics Letters A - PHYS LETT A*, vol. 375, no. 15, pp. 1619-1625, 2011
3. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Elbert U.M. Multiple x-ray bursts from long discharges in air // *J. Phys. D*. 2008. V. 41, N 23. 234012 (7 p.).
4. Agafonov A.V., Oginov A.V. and Shpakov K.V. Prebreakdown Phase in Atmospheric Discharges. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2012, Vol. 9, No. 4-5, pp. 380-383.
5. Tarasenko, V.F., and S.I. Yakovlenko (2004), The electron runaway mechanism in dense gases and the production of high-power subnanosecond electron beams, *Phys.-Uspekhi*, 47, 887-971.
6. March, V., and J. Montanyà (2011), X-rays from laboratory sparks in air: The role of the cathode in the production of runaway electrons, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L04803, doi:10.1029/2010GL046540.

1.3 Численное моделирование главной стадии разряда молнии

А.Н. Бочаров^{1*}, Е.А. Мареев², Н.А. Попов^{1,3}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Институт прикладной физики РАН, Москва, Россия

³НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*bocharov@ihed.ras.ru

Главной стадией разряда молнии (или обратным ударом) называют процессы, начинающиеся после замыкания промежутка облако-земля нисходящим лидерным каналом [1]. Главная стадия молнии характеризуется

протеканием больших токов (десятки-сотни кА), высокими температурами газа в канале (10 - 40 кК) и мощным электромагнитным излучением.

Для анализа параметров главной стадии разряда молнии разработанная модель была дополнена системой уравнений длинной линии для определения электрического потенциала и полного тока в каждом сечении канала [1]. Результаты расчетов позволили описать все основные характеристики главной стадии разряда молнии, регистрируемые экспериментально: нагрев газа в канале до температур 10 - 40 кК; принципиальную возможность распространения волны ионизации со скоростями от сотых до десятых долей скорости света, а также возможность распространения волны обратного удара без существенного затухания на достаточно большие расстояния [2].

Было показано наличие нескольких важных особенностей, общих для всех расчетных режимов. Первое - распространение высокопроводящего канала от земли к облаку происходит за счет движения зоны высокого электрического поля. Второе - скорость распространения канала от земли к облаку непосредственно зависит от разности потенциалов между облаком и землей. Положение головной части разряда хорошо идентифицируется по пикам тепловыделения, причем этим пикам предшествуют пики электрического поля. Третье - характеристики большей части канала молнии определяются балансом мощности тепловыделения от протекающего тока и радиационным охлаждением канала. Температура газа в канале молнии у земли остается достаточно высокой, порядка 15 кК, т.е. газ является практически полностью ионизованным.

Представлены оценки излучения от разряда молнии в приближении дальней зоны. На больших расстояниях от зоны разряда электрическое поле определяется не только скоростью движения фронта, но и снижением полного тока в большей части канала молнии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (23-17-00264).

1. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. М Физматлит. 2001. 320с.
2. A. N. Bocharov, E. A. Mareev, and N. A. Popov, «Numerical Simulation of the Main Stage of a Lightning», Plasma Physics Reports, 2024, Vol. 50, No. 3, pp. 380–387, DOI: 10.1134/S1063780X24600117.

1.4 Численное моделирование лидера отдачи молнии

Д.И. Иудин^{1,2*}, Н.Л. Александров^{1,3,4}, А.А. Сысоев^{1,2},
А.А. Пономарев^{1,4}

¹Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
Нижний Новгород, Россия

²Приволжский исследовательский медицинский университет,
Нижний Новгород, Россия

³Московский физико-технический институт, Московская область,
г. Долгопрудный, Россия

⁴Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Москва, Россия

*iudin@ipfran.ru

Развитие молнии сопровождается рядом переходных разрядных процессов, в число которых входит реактивация (реинкарнация) ранее обесточенных каналов. Ярким примером таких процессов в эволюции молниевой сети являются лидеры отдачи (от англ. “recoil leaders”). Они представляют собой двунаправленные лидерные каналы, возникающие вблизи головки ранее затухшего положительного лидера молнии. Отрицательная часть лидера отдачи прорастает вдоль затухшей ветви к основному (активному) каналу, что завершается волной оптического света и всплеском тока. После реактивации канал продолжает развиваться как боковая ветвь положительного лидера молнии. Несмотря на достаточно большое число экспериментальных наблюдений (см., например, [1-3]), сколь-нибудь развитая физическая теория, объясняющая возникновение лидеров отдачи, до сих пор не была разработана.

Данная работа является первой попыткой объяснить процесс зарождения лидера отдачи на базе численного моделирования. В основе модели лежит концепция смещения точки реверса (точка нулевого погонного заряда лидерного канала) в процессе развития биполярного древа молнии [4, 5] и учет самосогласованной эволюции термодинамических и электрических параметров разрядных каналов. Поскольку лидер отдачи распространяется в ранее прогретом воздухе, приведённое электрическое поле в котором тем больше, чем меньше успел остыть ранее обесточенный канал, динамика температуры реактивируемой ветви лидера имеет принципиально важное значение [6].

Моделирование боковой ветви положительного лидера включает три этапа: рост, бестоковую паузу и реактивацию (см. рис. 1). При этом основным параметром, влияющим на особенности протекания последней стадии, является длительность бестокового промежутка, во время которого происходит постепенное остывание (рост погонного сопротивления) канала. Если она относительно короткая (5 мс в случае 1), канал лидера не успевает остыть и потерять высокое значение проводимости. В результате напряженность продольного электрического поля канала быстро восстанавливается по всей длине, за исключением небольшой области вблизи головки лидера, которая изначально была плохо проводящей. В этом случае трудно говорить о

реактивации канала, поскольку плазма ветви не успевает существенно остыть и распасться. При умеренной длительности периода нулевого тока (20 мс в случае 2) рост потенциала в основании моделируемой ветви запускает ионизационные процессы в канале, что приводит к его реактивации посредством инициации лидера отдачи. Наконец, при очень большой длительности паузы нулевого тока (75 мс в случае 3), степень распада канала становится настолько высокой, что реактивация ветви происходит только на очень коротком участке канала, прилегающем к точке ветвления, то есть фактически процесс роста боковой ветви начинается заново.

Результаты расчетов говорят о том, что инициация лидера отдачи происходит, если фаза нулевого тока не превышает ≈ 30 мс, а температура ранее распавшегося канала не опускается ниже ≈ 3500 К, что соответствует погонному сопротивлению канала на уровне ≈ 1000 Ом/м. Важно отметить, что процесс ионизации в ранее распавшемся лидерном канале начинается не с точки ветвления, а где-то между ней и головкой лидера, что соответствует результатам наблюдений. Дополнительные результаты моделирования доступны по ссылке <https://doi.org/10.5281/zenodo.12740479>.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 23-11-00245).

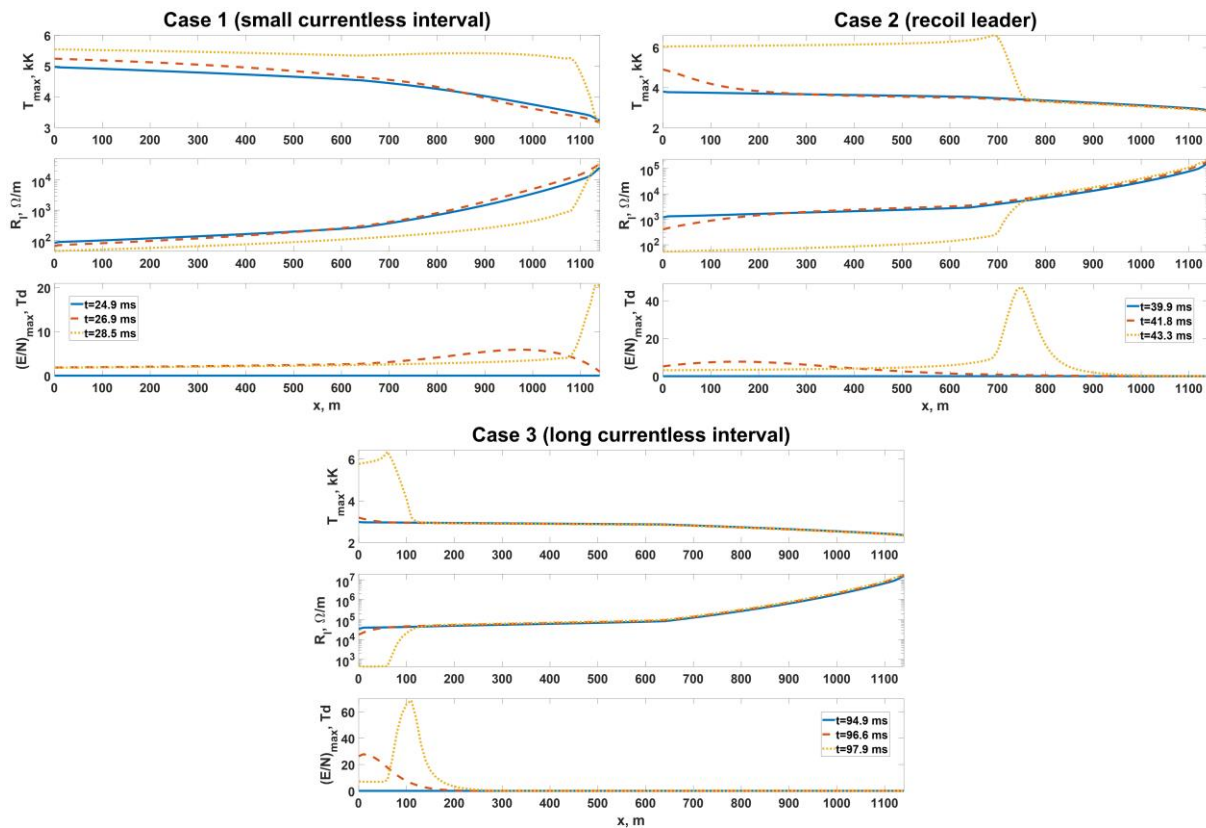


Рисунок 1. Динамика изменения температуры T , погонного сопротивления R_l и приведенного поля E/N в ранее обесточенной ветви положительного лидера при различных длительностях бестоковой паузы: 5 мс в случае 1, 20 мс в случае 2 и 75 мс в случае 3.

1. Mazur V. et al. // J. Electrostat. 2013. V. 71. P. 763.
2. Yuan S. et al. // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 46. P. 1746.
3. Ding Z. et al. // J. Geophys. Res. Atmos. 2024. V. 129. P. e2023JD039262.

4. Iudin D.I. // Atmos. Res. 2021. V. 256. P. 105560.
5. Iudin D.I. et al. // Atmos. Res. 2024. V. 310. P. 107647.
6. Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 1343.

1.5 К вопросу о радиальной короне на плазменном шнуре лидера молнии

***Н.Л. Александров^{1,3,4*}, А.А. Сысоев^{1,2}, Д.И. Иудин^{1,2},
А.А. Пономарев^{1,4}, Д.А. Петров^{1,2}***

¹Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
Нижний Новгород, Россия

²Приволжский исследовательский медицинский университет,
Нижний Новгород, Россия

³Московский физико-технический институт, Московская область,
г. Долгопрудный, Россия

⁴Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Москва, Россия

*nick_aleksandrov@mail.ru

Проблема развития коронного разряда с металлического провода в коаксиальной геометрии подробно освещена в литературе как для стационарного [1], так и нестационарного случаев [2, 3]. Полученные результаты часто используются и при анализе системы «плазменный шнур – коронный чехол» лидерных каналов, например, при рассмотрении главной стадии молнии [4]. Кроме того, процессы перезарядки чехла лидерного канала вследствие появления обратной короны важны для понимания экспериментально наблюдаемых проявлений асимметрии развития положительной и отрицательной частей молнии [5, 6].

Важно отметить, что физика процесса формирования коронного разряда с поверхности горячего плазменного шнура обладает существенной спецификой по сравнению с инициацией короны с металлического провода. В лидерном канале, в отличие от металлического провода, нет четко выраженной «коронирующей» поверхности, а вблизи канала воздух сильно нагрет, что создает радиальную неоднородность концентрации, состава и температуры газа. Кроме того, в канале уже присутствуют свободные электроны, и нет необходимости в их создании у поверхности, как это происходит у коронирующего цилиндрического электрода. Наконец, в объеме уже имеется объемный заряд лидерного чехла, образованный в стримерной зоне вблизи головки лидера.

В представленной работе моделируются последствия квазистационарного процесса роста погонного заряда плазменного шнура лидера молнии, вызванного слабым градиентом его продольного тока. Увеличение некомпенсированного заряда канала приводит к росту радиального электрического поля и соответствующего радиального тока

утечки, который в области высоких температур вблизи оси шнура определяется в основном электронами. При отрицательной полярности короны по мере удаления от оси шнура падение температуры сопровождается уменьшением подвижности электронов и превращением их в отрицательные ионы из-за прилипания к нейтральным частицам. Таким образом, вблизи термической границы плазменного шнура происходит накопление отрицательного заряда и соответствующий рост радиального поля до величин, при которых скорость ионизации нейтральных частиц электронным ударом становится больше скорости гибели электронов. Это должно свидетельствовать о начале ионизационных процессов, приводящих к инициации стримерных разрядов в радиальном направлении с последующей перезарядкой чехла лидерного канала.

При моделировании рассматриваемых процессов в условиях фиксированного градиента продольного тока лидера исследованы балансные уравнения для носителей заряда и радиального поля и определены условия возникновения стримерной короны. На рис. 1 схематично представлен результат численного решения уравнения непрерывности, в котором ток создается дрейфом и диффузией электронов и положительных и отрицательных ионов, совместно с электростатическим уравнением для напряженности радиального электрического поля.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 23-11-00245).

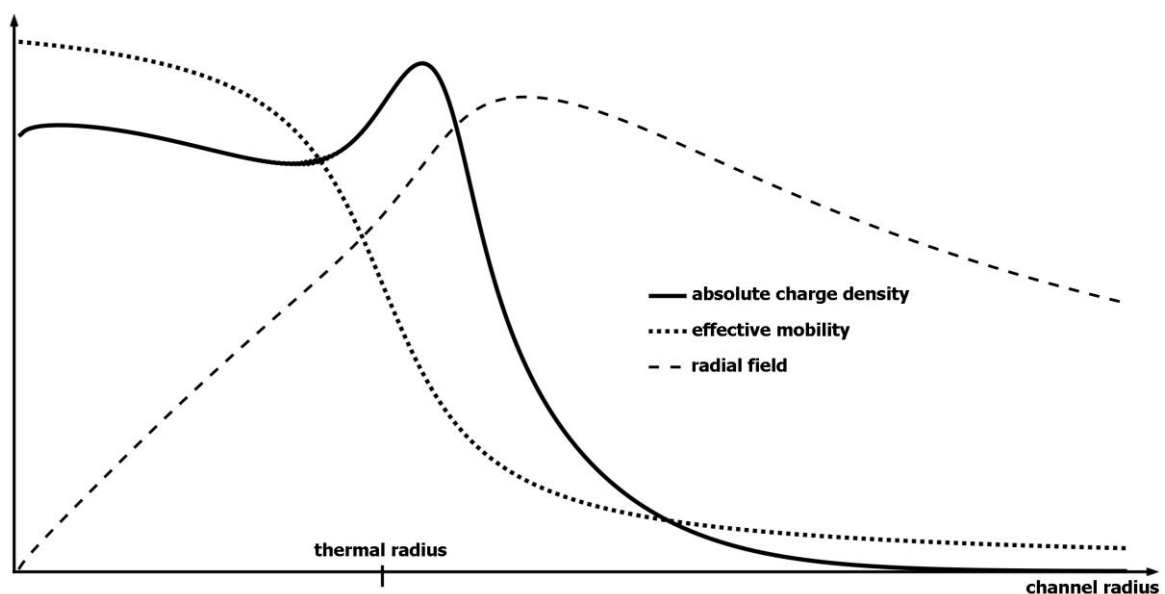


Рисунок 1. Схематичное представление зависимостей основных физических величин от радиальной координаты.

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. – 736 с.
2. Bazelyan E.M., Raizer Yu.P., Aleksandrov N.L. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 024015. DOI:10.1088/0963-0252/17/2/024015.

3. Thang T.H. // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 2012. V. 54(3). P. 585. DOI:10.1109/TEMPC.2011.2172688.
4. Maslowski G., Rakov V.A. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. P. D14110. DOI:10.1029/2005JD006858.
5. Iudin D.I. // Atmos. Res. 2021. V. 256. P. 105560. DOI:10.1016/j.atmosres.2021.105560.
6. Iudin D.I. et al. // Atmos. Res. 2024. V. 310. P. 107647. DOI:10.1016/j.atmosres.2024.107647.

2.1 Особенности генерации рентгеновского излучения в лабораторных атмосферных разрядах

Е.В. Паркевич, К.В. Шпаков, И.С. Байдин, А.И. Хирьянова,
А.А. Родионов, Я.К. Болотов, В.А. Рябов, А.В. Огинов*

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва,
Россия

*parkevich@phystech.edu

Эффекты эмиссий рентгеновского излучения во время грозových атмосферных явлений и протяженных лабораторных разрядов занимают важное место в современной науке. Изучение данных эффектов значимо для совершенствования моделей и концепций развития разряда, для изучения масштабирования процессов плазмообразования и имитации источников различных электромагнитных излучений в условиях лабораторного эксперимента. Однако до сих пор нет единого мнения о локальных источниках и ключевых механизмах генерации высокоэнергетичных фотонов (с энергиями более единиц кэВ) в объеме разрядной области. Вызвано это с одной стороны, широким многообразием режимов развития, пространственных форм и параметров разряда, при которых в принципе наблюдается генерация рентгеновского излучения. А с другой стороны, сказывается недостаток экспериментальных данных, как о характеристиках эмиссий данного излучения, так и его пространственно-временных корреляциях с плазменными структурами в разряде и другими типами электромагнитных излучений, что в свою очередь обусловлено чрезвычайной сложностью проведения соответствующих поисковых исследований.

В данной работе, на примере лабораторного атмосферного разряда, создаваемого в полуметровых воздушных промежутках на уникальной мегавольтной установке, были проведены всесторонние исследования пространственных, временных, угловых и спектральных характеристик эмиссий рентгеновского излучения (в диапазоне энергий фотонов 5–1000 кэВ). Были также установлены ключевые временные корреляции электромагнитных излучений в диапазонах длин волн СВЧ (1–6 ГГц) и ВЧ (10–100 МГц), ближнего ИК (700–1100 нм) и УФ (300–400 нм). Обнаружено, что генерация рентгеновского излучения может начинаться практически синхронно вдоль всего разрядного промежутка, через десятки наносекунд после первых актов взаимодействия встречных стримеров, растущих с анода, с катодом [2]. Самые первые вспышки рентгеновского излучения при этом наблюдаются в стадии развития разряда, когда в промежутке уже сформирована сложная сеть многочисленных плазменных каналов, а предпробойный ток и напряжение разряда составляют порядка 500 А и 1 МВ. Показано, что на протяжении всей длины разрядного промежутка преобладает эмиссия фотонов с энергиями от 5 до 17 кэВ. Генерация фотонов с энергией в сотни кэВ (но не выше 300 кэВ) характерна для катодной, прикатодной, анодной и околоанодной областей

разряда, тогда как примерно в середине разрядного промежутка (вдали от обоих электродов) наблюдаются преимущественно низкоэнергетические фотоны. В совокупности же в разряде регистрируются фотоны с энергиями вплоть до порядка 1 МэВ с существенной угловой анизотропией [3].

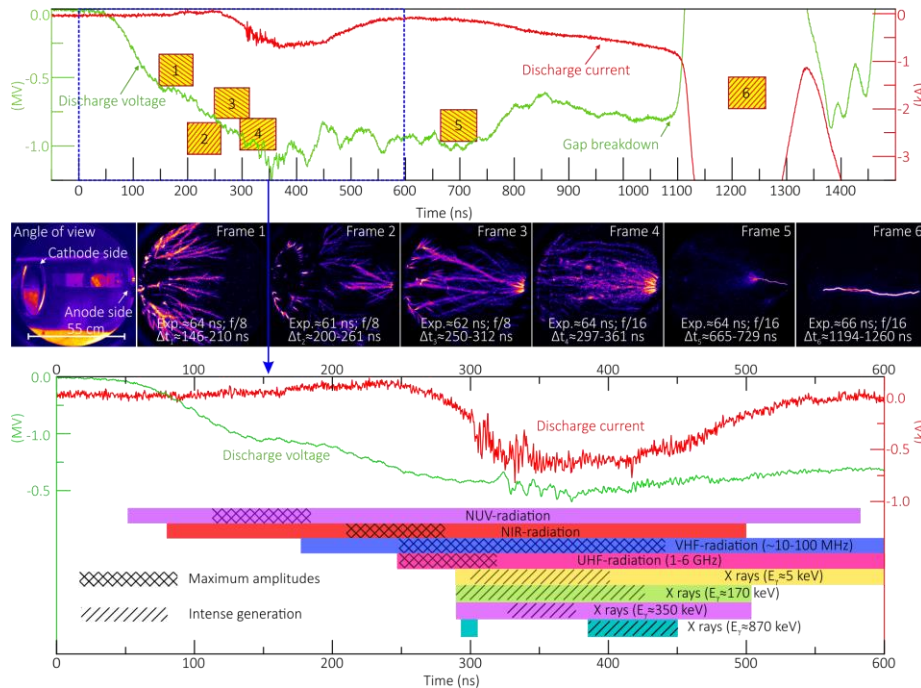


Рисунок 1. Карта временных корреляций различных типов электромагнитных излучений.

Анализ пространственно-временных характеристик вспышек рентгеновского излучения показал, что в объеме разряда возникают локальные источники данного типа излучения, которые быстро эволюционируют во времени и в пространстве [2]. Чаще всего первый источник появляется вдали от электродов примерно в области середины разрядного промежутка и способен распространяться от области своего возникновения как в сторону анода, так в сторону катода со скоростью порядка 10^{10} см/сек. Результаты, полученные в ходе серии проведенных исследований [1–3], представляются важными для дальнейшего развития понимания генерации различных излучений во время натуральных молниевых разрядов в атмосфере Земли.

Работа поддержана грантом Российского научного Фонда № 23-19-00524.

1. E.V. Parkevich et al. Temporal map of electromagnetic emissions produced by laboratory atmospheric discharges. Journal of Applied Physics. – 2024. – Vol. 136. – No 17. – p. 173301.
2. E.V. Parkevich et al. Spatial, temporal, and spectral characteristics of the x-ray emissions in the peripheral direction of a laboratory atmospheric discharge. Physical Review E. – 2024. – Vol. 110. – No 6. – p. 065204.
3. E.V. Parkevich et al. Angular anisotropy of hard x rays produced by laboratory atmospheric discharges. Journal of Applied Physics. – 2024. – Vol. 136. – No 16. – p. 163302.

2.2 СВЧ излучение стримеров

Н.А. Богатов

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

*bogatov@ipfran.ru

Электромагнитное излучение из разрядов в газах является основным источником информации о параметрах этих разрядов. В наибольшей степени это относится к молниевым разрядам, применение к которым иных диагностических методов крайне затруднительно. Электромагнитное излучение длинных искровых разрядов и, в особенности, молний регистрируют в очень широком диапазоне частот - начиная от единиц герц и до рентгеновских квантов. Регистрируется и излучение в СВЧ диапазоне, которое сопровождает разные фазы молниевых разряда. Излучение разрядов в нормальной атмосфере в ОВЧ и УВЧ диапазонах (30 МГц - 3 ГГц) связывают с динамикой стримеров, составляющих структурную часть длинных искр и молний. Теоретическое исследование динамики стримеров (наибольшее внимание исследователей привлекает процесс столкновения разнополярных стримеров, в котором генерируется наиболее интенсивное и наиболее высокочастотное излучение) проводится с помощью численных расчетов, в которых электронная компонента рассматривается в жидкостном приближении. В реальности электронный поток имеет дискретную структуру. В области ионизации перед головкой стримера и в тонком слое пространственного заряда на головке стримера ток электронов (подвижностью ионов обычно пренебрегается) состоит из совокупности электронных лавин, каждая из которых движется в электрическом поле стримера и производит ионизацию газа, увеличивая тем самым количество электронов в лавине. Стартуют лавины от начальных электронов, появляющихся в зоне ионизации в результате ионизации газа энергичными фотонами, испускаемыми из головки стримера. Флуктуации тока, связанные с динамикой электронных лавин, также должны вызывать электромагнитное излучение.

Данная работа посвящена теоретическому анализу электромагнитного излучения электронных лавин. Получено аналитическое выражение для электромагнитной волны, генерируемой электронной лавиной, развивающейся в заданном электрическом поле, как в статическом, так и в поле движущегося заряда или волны ионизации. Выполнены оценки количества электронных лавин, приходящих на головку стримера в единицу времени, и интенсивности и спектра электромагнитного излучения стримера для двух характерных наборов параметров стримера - для относительно сильного и относительно слабого стримеров. Спектр излучения стримеров в воздухе атмосферного давления оказывается лежащим в СВЧ диапазоне (3-30 ГГц).

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 23-17-00264.

2.3 Резонансные свойства плазменных каналов

*П. В. Веденин, В.Г. Бровкин**

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Москва, Россия

*brovkin47@mail.ru

Объектом проведённого исследования, результаты которого представлены в этой работе, был одиночный свободно локализованный тонкий микроволновый плазменный канал-нить (плазмоид). Плазменный канал интересен для исследования как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Во-первых, в настоящее время ещё не установлены окончательно основные принципы его самоорганизации. Во-вторых, например, об актуальности исследования свойств СВЧ тонкой плазменной нити свидетельствует интерес к задачам плазменной аэродинамики (возможность дистанционного безэлектродного воздействия горячим каналом на высокоскоростной поток газа) и к задачам плазменного горения (использование каналов для зажигания смесей метан/воздух).

Ранее, в работах [1.2] нами была предложена и проверена гипотеза о том, что свободно локализованный микроволновый плазменный канал развивается таким образом, что в каждый момент времени поглощаемая мощность максимальна. Подчеркнём, что величина максимальной поглощаемой мощности зависит только от текущих размеров плазменного образования и от моментов пространственного распределения плазмы. Физическое содержание этой гипотезы заключается в следующем: с ростом проводимости плазмы амплитуда электрического поля во внутренней области уменьшается. Следовательно, существуют условия, при которых поглощаемая плазмой мощность максимальна. На наш взгляд, сказанное применимо и к более широкому классу разрядов. В [3] исследованы механизмы самоорганизации, приводящие к максимальному поглощению мощности.

В этой работе мы сфокусировались на прикладном аспекте исследования эволюции СВЧ канала. Целью исследования являлось получение универсальных соотношений, позволяющих на основании вышеупомянутой гипотезы и экспериментальных данных о видимых размерах сформировавшегося квазистатического плазменного образования оценивать его основные характеристики.

1. V.G. Brovkin, P.V. Vedenin, Microwave power dissipation in a microwave plasma filament, J. Phys.: Conf. Ser. **1698**, 012013 (2020).
2. V.G. Brovkin, P.V. Vedenin, Energy approach in the study of plasma structures of a high -pressure microwave discharge, J. Appl. Phys. **131**, 123302 (2022).
3. V.G. Brovkin, P.V. Vedenin, Mechanisms of self-organization of a microwave streamer leading to maximum energy absorption, Plasma Sources Sci. Technol. **31**, 094007 (2022).

2.4 Получение компрессионных плазменных потоков в комбинированном разряде на основе эрозионного плазмотрона и магнитоплазменного компрессора

А.С. Пащина*, А.И. Климов

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Москва, Россия

*fgrach@mail.ru

Компрессионные плазменные потоки находят применение в задачах инерциального термоядерного синтеза [1], двигателестроении [2,3], магнитоплазменной аэродинамике [4,5] и других областях [6]. Во перечисленных технологиях для их получения используется сильноточный разряд магнитоплазменного компрессора (МПК), в котором ускорение и последующее сжатие плазмы происходит за счет собственного магнитного поля [7]. Мощные МПК, вследствие замагничивания электронов собственным магнитным полем, работают в режиме ионного токопереноса. Возникающая при этом проблема генерации ионов решается путем инжекции плазмы от вспомогательного генератора.

В работе [8] впервые была предложена идея использования эрозионной плазменной струи, создаваемой капиллярным разрядом с испаряющейся стенкой (КРИС) [9], вместо центрального металлического электрода МПК. Такая струя выполняет одновременно роль плазменного электрода (источника ионов) и источника рабочего тела, состав которого определяют продукты абляции стенки капилляра. Разряд включает две стадии. На первой стадии с помощью КРИС создается плазменная струя, а на второй, сильноточной стадии, происходит зажигание разряда МПК, обеспечивающего магнитное сжатие и ускорение плазменного потока. Реализация комбинированного разряда, как показано в [8], возможна при атмосферном давлении, что, в частности, представляет интерес для прикладных задач в магнитоплазменной аэродинамике и двигателестроении. При этом появляется ряд новых вопросов, касающихся влияния такой замены на характер и динамику разряда, процессов ускорения и сжатия плазмы, динамику самой плазменной струи, конфигурацию разрядного тока, изменения химического состава ускоряемого рабочего плазменного потока и энерговыделения в нем. Незученными остаются вопросы оптимизации пространственной конфигурации и параметров комбинированного разряда и др.

Для получения ответа на поставленные вопросы проведены экспериментальные исследования двух модификаций комбинированного разрядника с различной конфигурацией разрядного промежутка, предусматривающей замыкание разрядного тока непосредственно на плазменную струю (модификация 1) или на отдельный электрод, минуя плазменную струю (модификация 2). Электрическая схема электропитания обеспечивала синхронное зажигание на секции наружного электрода и

поддержание радиальной симметрии разрядного тока в течение второй стадии разряда. Было обнаружено, что динамика разряда существенно различается для модификаций 1 и 2. Замыкание разрядного тока непосредственно через плазменную струю (модификация 1) сопровождается значительным ускорением плазмы и формированием внутри плазменной струи компрессионной зоны (рис. 1). При этом скорость переднего фронта плазменного потока достигает $v_f > 2.5$ км/с. Замыкание разряда на отдельный электрод (модификация 2) часто сопровождается разрушением плазменной струи. В явном виде компрессионную зону обнаружить не удалось. В случае, когда плазменная струя не разрушается, удается наблюдать формирование направленного плазменного потока (рис.2), скорость фронта которого ($v_f \sim 1.7$ км/с) в несколько раз ниже скорости звука внутри плазменного канала ($c \approx 10$ км/с).

Одной из проблем, характерной для обеих модификаций разрядника, является неопределенность мест привязки разряда вдоль секций периферийного электрода. Более того, на одной секции может формироваться до нескольких таких привязок. Этот нежелательный фактор может приводить к срыву режима ускорения. Поиск способов его устранения и оптимизации параметров разряда является предметом будущих исследований. Второй важный вопрос связан с начальным химическим составом гетерогенной плазмы, созданной эрозионным плазмотроном. Важно изучить различие в режимах работы комбинированного плазмогенератора в зависимости от содержания водорода в рабочем веществе эрозионной вставки.



Рисунок 1. Модификация 1 комбинированного разрядника: формирование компрессионной зоны внутри плазменной струи.



Рисунок 2. Модификация 2 комбинированного разрядника: формирование направленного плазменного потока, распространяющейся вдоль предварительно ионизованного канала.

1. Shumlak U. Z-pinch fusion // J. Appl. Phys. 2020. Vol. 127. № 20. P. 200901.
2. Göksel B., Mashek I.C. First Breakthrough for Future Air-Breathing Magneto-Plasma Propulsion Systems // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 825. P. 012005.
3. Kartasheva A.A. et al. Experimental investigation of the characteristics of the plasma flow generated in quasi-stationary plasma accelerator using optical methods // Phys. Plasmas. 2024. Vol. 31. № 4. P. 043107-1-12.
4. Mashek I.C. et al. Investigation of Miniature Magneto-Plasma Compressor as a Basic Part for Perspective Plasma Actuators for Supersonic Flows // 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida, USA, 2011. AIAA paper 2011-1274. P. 1-6.
5. Bocharov A.N. et al. Magneto-plasma compressor for radiophysical study of supersonic flows around bodies // J. Phys. Conf. Ser. 2016. Vol. 774. № 1. P. 012156.
6. Auluck S. et al. Update on the Scientific Status of the Plasma Focus // Plasma. 2021. Vol. 4. № 3. P. 450-669.

7. Морозов А.И. Принципы коаксиальных (квази) стационарных плазменных ускорителей (КСПУ) // Физика плазмы. 1990. Vol. 16, № 2. P. 131–146.
8. Klimov A.I., Brovkin V.G., Pashchina A.S. Stimulated Detonation of a High-Energy Heterogeneous Plasma Formation Created by a Capillary Erosive Plasma Generator and a Magneto-Plasma Compressor // Russ. J. Phys. Chem. B. 2024. Vol. 18. № 5. P. 1415–1421.
9. Pashchina A.S., Efimov A.V., Chinnov V.F. Optical investigations of multicomponent plasma of capillary discharge. Supersonic outflow regime // High Temp. 2017. Vol. 55. № 5. P. 650–664.

3.1 Компьютерная физика разряда Пеннинга

С.Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А.Ю.Ишлинского РАН, Москва, Россия
surg@ipmnet.ru

Разряд Пеннинга, открытый около 100 лет назад, нашел широкое применение в практике прикладных электрофизических исследований, используется различных электронных устройствах (магнитно-разрядные манометры, магнетронные напылительные системы, ионные насосы, источники калиброванного светового излучения и др.), в создании направленных пучков ионов. Благодаря своим уникальным свойствам разряд Пеннинга привлекает внимание специалистов по фундаментальной магнитной газовой динамике, физике плазмы и астрофизике.

Значительная часть усилий в экспериментальной и теоретической физике разряда Пеннинга традиционно направлены на поиск таких условий, при которых газоразрядная плазма стабильно горит и обеспечивает необходимые параметры для целевого использования. При этом, было обнаружено, что в зависимости от типа газа, в котором зажигается разряд, его давления, параметров внешней электрической цепи, абсолютной величины и конфигурации внешнего магнитного поля, а также в зависимости от геометрических параметров разрядных камер, существуют сильно различающиеся режимы его существования, вплоть до различия формы плазменных конфигураций в камере.

В настоящее время нашли наибольшее развитие методы компьютерного моделирования, основанные на так называемых PIC-моделях (Particles in Cells) и диффузионно-дрейфовых моделях.

В данной работе развивается модифицированная двухжидкостная и двухтемпературная диффузионно-дрейфовая модель газоразрядной плазмы. Суть модификации диффузионно-дрейфовой модели состоит во ведении нелинейной зависимости подвижностей заряженных частиц от напряженности электрического поля. Указанная нелинейная зависимость получается при учете особенностей подвижностей заряженных частиц при высоких приведенных полях.

Модифицированная диффузионно-дрейфовая модель использована для численного исследования структуры разряда Пеннинга в цилиндрической разрядной камере при давлении молекулярного водорода 1 мТорр, напряжении между электродами 500-1000 В и индукции осевого магнитного поля 0.001-0.2 Тл.

В расчетах получены два режима существования разряда Пеннинга, которые качественно отличаются по электродинамической структуре потоков заряженных частиц газоразрядной плазмы, а также переходные режимы и режимы погасания в слабом и сильном магнитном поле. Найдены условия, при которых в приосевых областях возникает осцилляционное движение электронных и ионных потоков.

Показано, что результаты численного моделирования с использованием модифицированной диффузионно-дрейфовой модели позволяют получить непротиворечивые данные в сравнении с экспериментом, при этом дают возможность получить представление о формировании структуры потоков частиц электроразрядной плазмы, что позволяет объяснить наблюдаемые экспериментальные данные.

3.2 Влияние магнитных полей на глобальную структуру астросферы

Корольков С.Д.^{1,2*}, Измоденов В.В.^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*sergey.korolkov@cosmos.ru

Звёздный ветер – это поток полностью ионизованной плазмы, возникающий вследствие непрерывного расширения верхней атмосферы звезды. При взаимодействии звёздного ветра с локальной межзвёздной средой образуется структура, которая называется астросфера. Эта структура включает в себя тангенциальный разрыв, отделяющий плазму звёздного ветра от межзвёздной среды. Если звёздный ветер является сверхзвуковым, то его торможение перед тангенциальным разрывом происходит с образованием астросферной ударной волны, как это наблюдается для солнечного ветра. Аналогично, если поток межзвёздной среды является сверхзвуковым, то образуется головная ударная волна. На структуру астросферы может влиять множество факторов: звёздные и межзвёздные магнитные поля, резонансная перезарядка протонов плазмы с нейтральными атомами, электронная теплопроводность, радиационные эффекты и другие физические процессы.

В настоящей работе проведено исследование влияния собственного магнитного поля звезды на структуру области взаимодействия звёздного ветра с потоком полностью ионизованной межзвёздной среды. Задача решается в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Исследуемое течение является трёхмерным. Проведено параметрическое исследование решения по числу Маха в набегающем потоке и числу альфвеновского Маха в течении от источника, отвечающего за величину собственного магнитного поля звезды. Показано, что структура течения может быть качественно различной при разных безразмерных параметрах задачи. Так для больших чисел Маха (то есть для быстро движущихся в межзвёздной среде звёзд) структура течения в ударном слое соответствует классическим работам, а форма тангенциального разрыва, отделяющего звёздный ветер от межзвёздной среды, является параболоидальной (см. **Рисунок 1А**). Для малых чисел Маха (то есть для покоящихся или медленно движущихся звёзд), тангенциальный разрыв имеет форму трубки (см. **Рисунок 1Б**). В работе для различных значений числа

альфвеновского Маха определены критические значения числа Маха, при которых происходит смена режима течения.

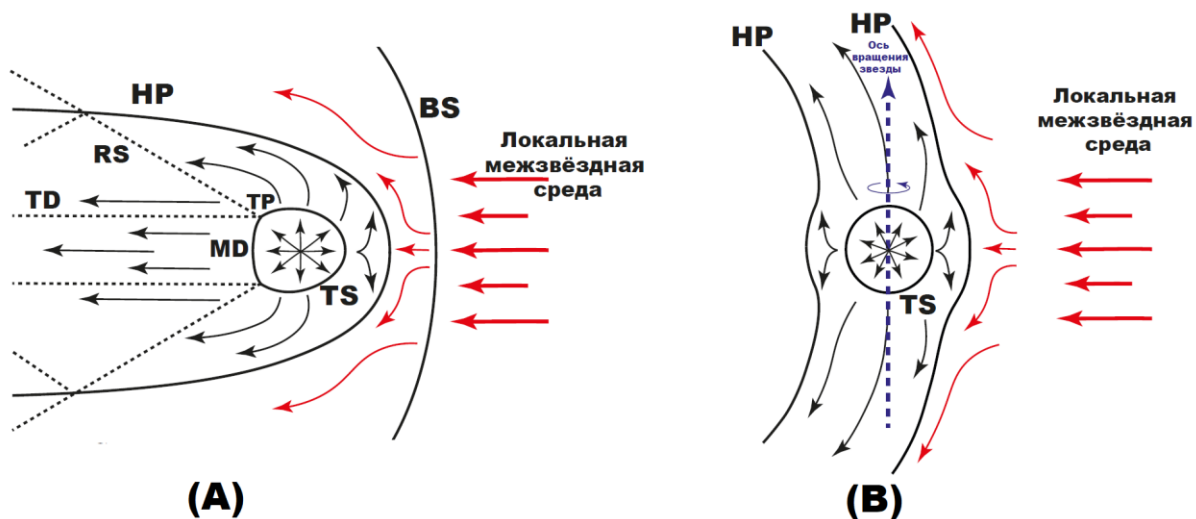


Рисунок 1. Схематическая картина течения плазмы в астросфере в случае классической параболоидальной формы тангенциального разрыва (A) и в случае трубчатой формы тангенциального разрыва (B).

4.1 Влияние постоянного магнитного поля на сверхзвуковое течение вблизи субмиллиметрового импульсного электрического разряда

М.А. Ядренкин*, Ю.В. Громыко, О.И. Вишняков

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия

*yadrenkin@itam.nsc.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования воздействия субмиллиметрового дугового разряда, движущегося в постоянном магнитном поле, на сверхзвуковой поток воздуха вблизи плоской поверхности. Используя методы PIV и шпирен-визуализации, удалось изучить динамику сложного течения, образуемого под действием электромагнитных сил. Показано, что варьирование направления электромагнитной силы может эффективно влиять на устойчивость и скорость распространения формируемых газодинамических структур.

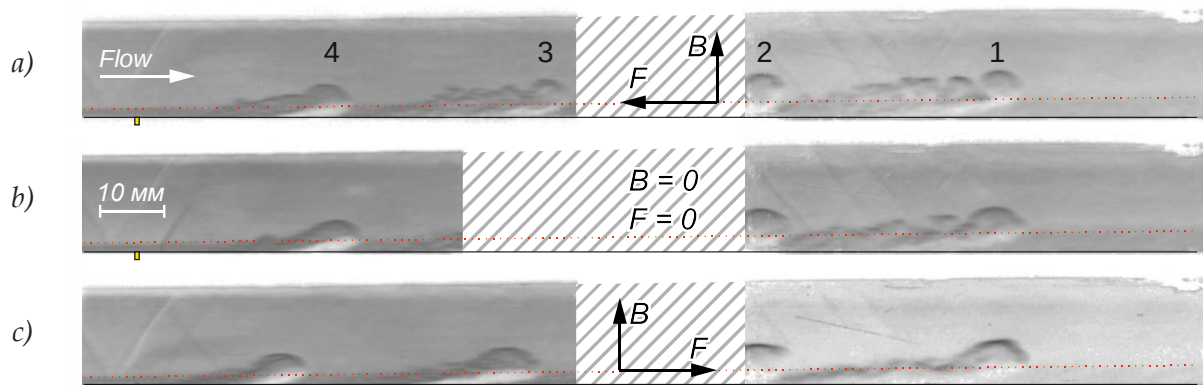


Рисунок 1. Вихревая структура течения в зоне каверны при направлении электромагнитной силы навстречу потоку (a), без МГД-взаимодействия (b) и по потоку (c).

Современные вызовы в сфере развития современных транспортных систем требуют новых подходов к управлению их аэродинамическими характеристиками. Одним из перспективных решений являются магнитоплазменные методы, позволяющие воздействовать на параметры потока, в том числе, с помощью электрических разрядов в присутствии электромагнитных полей. Демонстрация данных методов в физическом и численном эксперименте показала возможность управления структурой и характеристиками дозвуковых и сверхзвуковых течений [1-3]. Хотя влияние дуговых разрядов на газовые течения изучено достаточно хорошо, механика их влияния на сверхзвуковые процессы при малых субмиллиметровых масштабах реализации остается предметом исследований. В настоящем исследовании

основные усилия были направлены на изучение эволюции течений в области импульсного разряда, перемещающегося в магнитном поле.

Эксперимент проводился в установке Т-3276 ИТПМ СО РАН, обеспечивающей сверхзвуковое течение ($M = 1,5$, $V_\infty = 430$ м/с) над плоской поверхностью рабочей части. Импульсный дуговой разряд формировался между медными электродами диаметром 0,8 мм, расположенными на расстоянии 2 мм. Частота следования импульсов длительностью 50 мкс каждый составила порядка 10 кГц. Для создания в газоразрядной плазме дополнительной силы использовался неодимовый магнит, который создавал магнитное поле в зоне взаимодействия на уровне 0,15 Тл. Измерение характеристик течений осуществлялось с применением PIV-метода и классической шпирен-визуализации, что позволило выявить особенности формирования каверн низкой плотности (КНП) и связанных с ними вихревых структур в сложных условиях взаимодействия. На рисунке 1 представлены

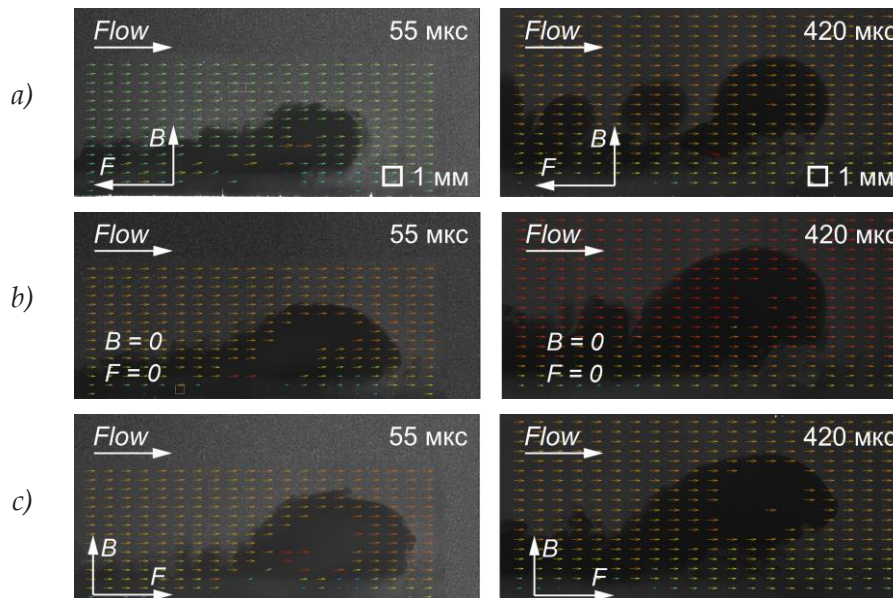


Рисунок 2. Векторные поля скоростей в центральном сечении каверны при различном направлении электромагнитной силы.

кадры скоростной шпирен-съемки процесса формирования вихревой структуры течения в зоне каверны при различном направлении электромагнитной силы: навстречу потоку (а), по потоку (с) и без МГД-взаимодействия (b). Шпирен-съемка показала, что после инициирования разряда формируется локальная каверна низкой плотности, динамика распада которой существенно зависит от направления электромагнитной силы. При силе, направленной по потоку (Рис. 1с), КНП сохраняет устойчивую конфигурацию на всем протяжении зоны наблюдения, тогда как при противоположном направлении (Рис. 1а) каверна быстро распадается, порождая развитые вихревые структуры. Наибольшая скорость распространения КНП ($V_\infty = 550\text{--}600$ м/с) ожидаемо достигается при совпадении силы с направлением потока. Поля скоростей, полученные в зоне распространения КНП, представлены на рисунке 2. Анализ PIV-данных

подтвердил, что электромагнитное воздействие меняет характер течения вокруг КНП. Для случаев, когда сила направлена против потока (Рис. 2a), наблюдается ранняя турбулизация и значительное изменение структуры течения. При совпадении направления силы с потоком (Рис. 2c) каверна движется с минимальным турбулизующим эффектом. Отсутствие магнитного взаимодействия приводит к равномерной, но менее интенсивной деформации течения (Рис. 2b).

Экспериментально доказано, что субмиллиметровый дуговой разряд в магнитном поле способен эффективно влиять на структуру сверхзвуковых течений, контролируя устойчивость формируемых каверн низкой плотности. Результаты исследования подчеркивают перспективность использования магнитоплазменных методов для активного управления сверхзвуковыми потоками, что может найти применение в области аэрокосмических технологий и других высокоскоростных транспортных системах.

Благодарности. Исследование выполнено с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН) и поддержано грантом РФФ № 23-29-00825, <https://rscf.ru/project/23-29-00825/>

1. S. V. Bobashev et al / Technical Physics. 2003. Vol. 48. P. 177-184
2. V.P. Fomichev et al / J Appl Mech Tech Phy **61**, 727-739 (2020)
3. P. N. Kazanskii et al / J. Phys.: Conf. Ser. 1698 012032 (2020)

4.2 Формирование «тепловой иглы» для управления сверхзвуковым обтеканием тел при импульсно-периодическом энерговкладе в потоке

П.Ю. Георгиевский*, В.А. Левин

Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

*georgi@imec.msu.ru

Эффект снижения волнового сопротивления тел за счет энерговклада, локализованного перед телом в сверхзвуковом набегающем потоке, был отмечен теоретически в [1] и подтвержден в экспериментах [2]. Снижение волнового сопротивления тел обусловлено формированием передних отрывных зон при взаимодействии высокотемпературного следа за областью энерговклада с головной ударной волной и ударным слоем перед телом, что может трактоваться как «управление обтеканием тел» [3]. В соответствии с [4], форма изобарической отрывной зоны в сверхзвуковом потоке определяется поперечным распределением локальных чисел Маха в следе, а давление внутри нее равно полному давлению в следе за прямым скачком. Эффект не зависит от толщины следа, что лежит в основе концепции «тепловой иглы» [5]: даже очень тонкого следа достаточно для формирования отрывной зоны и глобальной перестройки течения. В [6,7] сформулировано правило, обеспечивающее

развитие передних отрывных зон примерно одинаковой формы при изменении числа Маха набегающего потока и размеров области энерговклада. Предложена и проверена в численных расчетах простая формула для определения эффективности энерговклада (отношения сэкономленной и вложенной мощностей). Показано, что коэффициент эффективности пропорционален числу Маха набегающего потока в квадрате и отношению площадей миделевых сечений тела и области энерговклада.

В настоящей работе выполнено исследование развития отрывных течений перед затупленным телом при стационарном и импульсно-периодическом энерговкладе в набегающем сверхзвуковом потоке. Рассматривались следующие постановки задач: (1) стационарный энерговклад в области различных размеров; (2) квазистационарный энерговклад при динамическом уменьшении размеров области; (3) импульсно-периодический энерговклад в области различных размеров; (4) импульсно-периодический энерговклад при динамическом уменьшении размеров области. Обеспечивалось примерное равенство вложенной энергии за период при стационарном и импульсно-периодическом энерговкладе.

Обнаружены различные режимы течения в зависимости от размеров области энерговклада, режимов энерговклада (стационарный или пульсирующий) и истории процесса установления (с трансформацией размеров области энерговклада и при ее постоянных размерах): с изобарическими отрывными зонами, с зонами интенсивного возвратно-циркуляционного течения, с неустойчивыми течениями.

Показано, что «тепловая игла» перед затупленным телом может быть реализована при стационарном и импульсно-периодическом энерговкладе в набегающем сверхзвуковом потоке. В целом при прочих равных условиях стационарный и импульсно-периодический энерговклад обеспечивают примерно одинаковые режимы течения с передними отрывными зонами, которые формируются за примерно одинаковое время (рис. 1). В обоих случаях

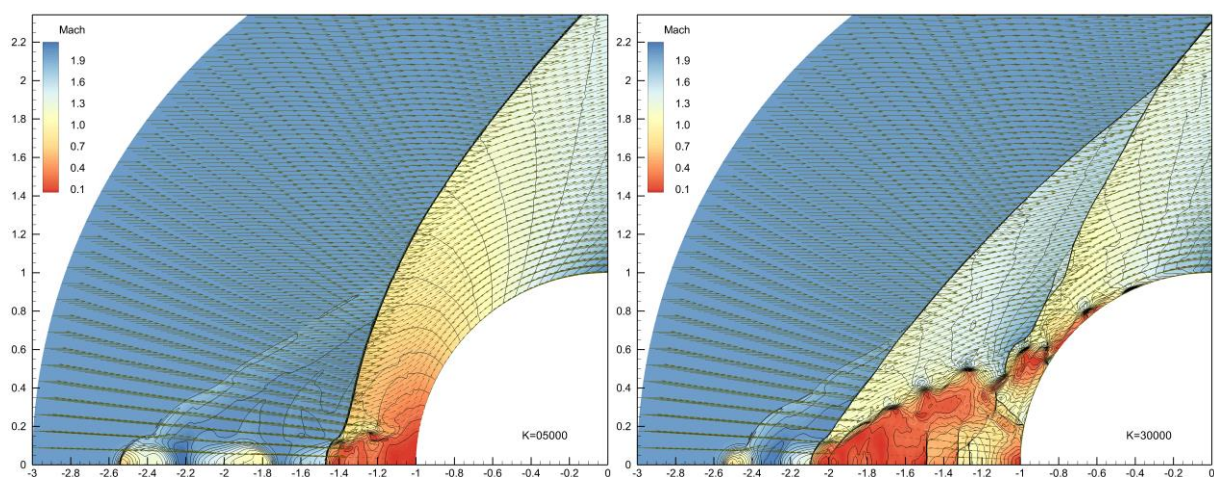


Рисунок 1. Формирование передней отрывной зоны при импульсно-периодическом энерговкладе в набегающем на тело сверхзвуковом потоке.

обнаружено развитие неустойчивостей типа Кельвина-Гельмгольца для малых размеров области энерговклада. При этом пульсации давления в отрывной зоне для случая импульсно-периодического энерговклада получаются несколько меньше, чем при стационарном энерговкладе. Достигнуто снижение волнового сопротивления до 35%.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

1. Левин В.А., Георгиевский П.Ю. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. 14(8): 684 – 687.
2. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Яковлев В.И. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. 351(3): 339 – 340.
3. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Изв. РАН. МЖГ. 2003. 38(5): 154–167.
4. Гувернюк С.В., Савинов К.Г. Отрывные изобарические структуры в сверхзвуковых потоках с локализованной неоднородностью // ДАН. 2007. 413(2): 188 – 192.
5. P. Georgievsky, V. Levin, Transformations of Front Separation Regions Controlled by Upstream Energy Deposition, AIAA Paper 2007-1232. 2007. 11 p.
6. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Правило эквивалентности для задачи о снижении волнового сопротивления тел в сверхзвуковом потоке при помощи тепловой иглы // XIII Всероссийский Съезд по теоретической и прикладной механике: сборник тезисов докладов в 4 томах, 21–25 августа, 2023 г. Т. 2. Механика жидкости и газа. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2023. С. 344–347 <https://elibrary.ru/item.asp?id=58804015>
7. Georgievskiy P. Y., Levin V. A. Thermal spike conception for wave drag reduction of blunt bodies at different supersonic speeds // Sasoh A., Aoki T., Katayama M. (eds) 31st International Symposium on Shock Waves 2. ISSW 2017. – Springer Cham: 2019. – P. 1111–1118. https://doi.org/10.1007/978-3-319-91017-8_138

4.3 Тепловые и газодинамические процессы при взаимодействии ударной волны с плазмой наносекундного разряда в канале с препятствием

Е.А. Карнозова^{1*}, И.А. Знаменская¹, А.Е. Луцкий²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*Liza.Karnozova@yandex.ru

Целью данной работы является исследование нестационарных полей течения, возникающих при нестационарном взаимодействии плазмы импульсного объемного разряда с плоской ударной волной и потоком за ней в прямоугольном канале ударной трубы – при наличии препятствия на стенке канала. Сравнивались два физических механизма преобразования энергии в инфракрасное излучение [1]. К этим механизмам относятся: излучение

низкотемпературной плазмы локализованного перед плоской ударной волной объемного разряда (субмикросекундной длительности) и излучение внутренних поверхностей боковых стенок (кварцевых окон) и препятствия, нагретых за счет теплопроводности на границе с пограничным слоем газового потока.

Исследовалась динамика разрывов и неоднородностей, возникающих при взаимодействии ударной волны с плазмой импульсного объемного разряда с предионизацией, связанная с распадом плоского разрыва на фронте движущейся ударной волны. Через кварцевые окна, прозрачные в диапазоне 200-2800 нм, тепловизором зарегистрированы тепловые поля внутри разрядной камеры (см. рис. 1). Диапазон длин волн, регистрируемых тепловизором Telops FAST M200, – 1,5-5,1 мкм. В проведенных экспериментах частота съемки достигала 1000 Гц, с временем экспозиции 200-500 мкс на кадр. Синхронизация зажигания разряда осуществлялась с моментом прохождения ударной волны через разрядную камеру и началом инициирования инфракрасной регистрации и высокоскоростной теневой съемки (150000 к/с). Проведено двумерное моделирование нестационарного сложного течения с использованием вычислительной газодинамики и сравнение результатов с экспериментальными изображениями – теневыми и инфракрасными.

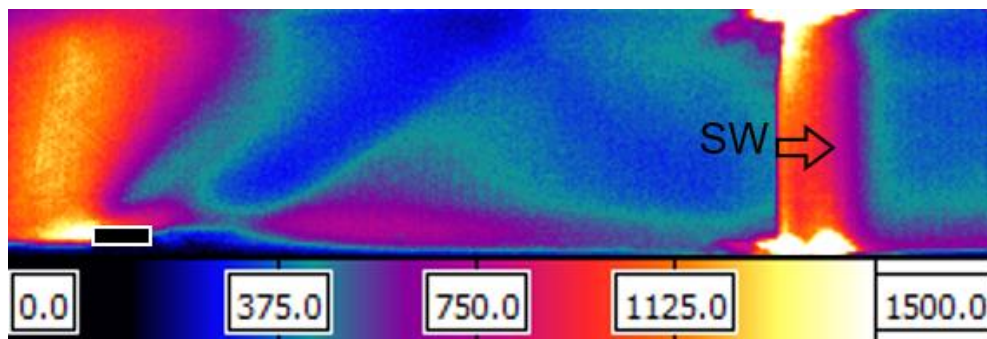


Рисунок 1. Тепловые поля в канале с препятствием при иницировании плазмы разряда перед ударной волной (SW) с числом Маха 3,3.

Изображения свечения (ИК и видимый свет) визуализируют область свечения разрядной плазмы перед ударной волной; плазма не имеет контакта с поверхностью окон. Водяной пар и некоторые многоатомные молекулы в воздухе излучают в ИК-диапазоне, находясь в области плазмы. Изображения тепловых полей около препятствия были получены при взаимодействии ударной волны и спутного потока с прямоугольным препятствием. Процесс нагрева слоя кварцевой стенки происходит в течение 200-400 мкс. Тепловые поля возникают за счет теплопроводности – в процессе взаимодействия потока с ударными волнами (проходящего над препятствием и отраженного скачка) с пограничными слоями на кварцевых окнах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №23-19-00096.

1. Karnozova E., Znamenskaya I., Doroshchenko I., Sysoev N., Lutsky A. Energy conversions at shock wave interaction with pulse discharge in profiled channel // Physics of Fluids. 2024. Vol. 36, no. 12. P. 126120

4.4 Исследование стохастических возмущений, создаваемых поверхностным диэлектрическим барьерным разрядом в трехмерном пограничного слое

А.Я. Котвицкий*, А.А. Абдуллаев, И.А. Моралев, М.В. Устинов

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

*alex.kotvitsky00@gmail.com

Шум актуатора является одним из ключевых параметров в задачах управления течением. В частности, результат управления ламинарно-турбулентным переходом методом внесения контролируемых возмущений в поток [1,2], зависит от характеристик исполнительного устройства, в том числе от соотношения полезного сигнала, вносимого актуатором, к его шуму. Возбуждение собственных мод пограничного слоя может выполняться различными источниками, в том числе поверхностным диэлектрическим барьерным разрядом [3]. Данный тип разряда при атмосферном давлении реализуется в виде набора стримеров (микроразрядов), которые стохастически блуждают по кромке внешнего электрода [4,5]. В результате восприимчивости пограничного слоя к стохастической составляющей объёмной силы, в дальнейшем поле наблюдаются нестационарные моды неустойчивости поперечного течения. Эти возмущения могут стимулировать ламинарно-турбулентный переход и ограничивают эффективность подобных методов затягивания перехода. Целью настоящей работы является детальное исследование шума актуатора и визуализация стохастических пакетов, создаваемых им в пограничном слое.

Работа выполнена в дозвуковой низкотурбулентной аэродинамической трубе с разомкнутой рабочей частью при нормальных условиях и скорости набегающего потока 25 м/с. Уровень пульсаций скорости на входе в трубу составлял 0.04% в полной полосе частот. Трёхмерный пограничный слой создавался на модели скользящего крыла с углом стреловидности 40 град. с наведенным градиентом давления по нормали к передней кромке. Источником исследуемых возмущений выступает поверхностный барьерный диэлектрический разряд, формируемый на поверхности модели. Разрядная ячейка состоит из пары ассиметрично расположенных электродов, разделенных корундовой керамикой толщиной 0.5 мм. Чтобы обеспечить локализацию разряда, подстилающий электрод выполнен в виде полосы шириной 1 мм, на которую подается периодическое напряжение 3-5 кВ с частотой 50-70 кГц. Диагностика потока выполняется однопровиточным термоанемометром в сканирующем режиме. Для визуализации структуры возмущений используется опорный датчик (ФЭУ), на которые свечение разряда проецируется через узкую диафрагму шириной 0.5 мм. Данная измерительная конфигурация позволяет визуализировать структуру возмущений обусловленных нестационарностью разряда.

В работе проведено исследование ближнего и дальнего поля пульсаций скорости в области $x=140-340$ мм. Разряд располагался на расстоянии $x=117$ мм от передней кромки. Получены кросс-спектральные и кросс-корреляционные функции в поперечно продольных и вертикальных плоскостях. Показано, что в ближнем поле за источником возмущений формируется волновой пакет лямбда формы. Ниже по потоку этот пакет трансформируется в две косые волны, представляющие собой бегущие моды неустойчивости поперечного течения (рис. 1а). При этом волна, распространяющаяся от передней кромки, затухает, а волна, движущаяся к передней кромки, нарастает. Характерная полоса и уровень когерентности пульсаций скорости для дальнего поля составляет 200-800 Гц и 0.2 соответственно (рис. 1б). Выполнена оценка соотношения энергии возмущений, вызванные нестационарностью разряда, к энергии естественных нестационарных волн, которая при уровне турбулентности 0.04% составила 7%. Структура пакета, созданного разрядом, сопоставлена с возмущениями от одиночной неровности.

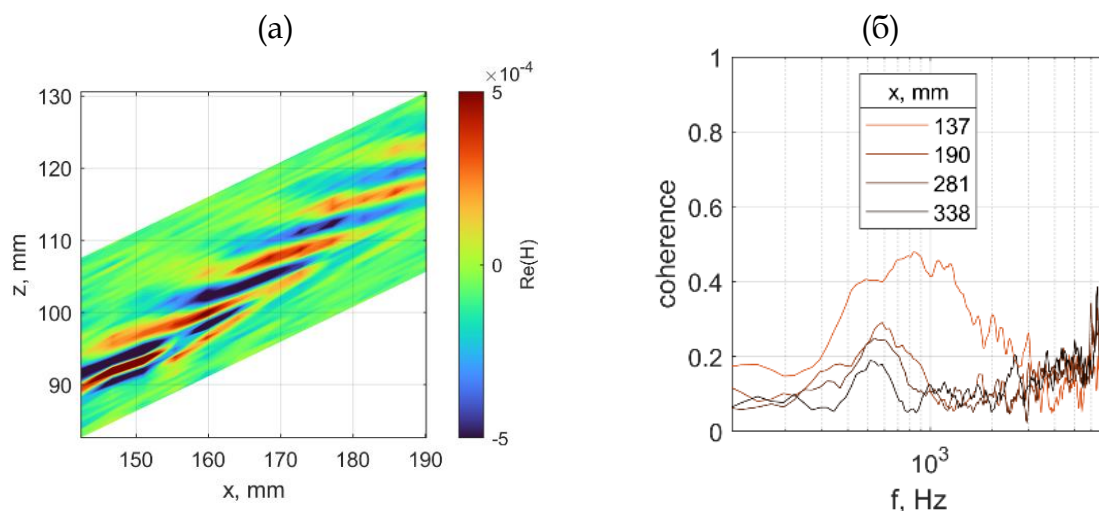


Рисунок 1. Визуализация границы ближнего и дальнего поля (а): поле передаточной функции при частоте 500 Гц на высоте $u/u_\infty = 0.7$; продольное распределение когерентности в области распространения нестационарного пакета (б)

1. Saric W., Carrillo R.B., Reibert M., Leading-edge roughness as a transition control mechanism // AIAA Paper, 1998.
2. Dörr P., Kloker M., Crossflow transition control by upstream flow deformation using plasma actuators // J. Appl. Phys., Vol. 121(6). 2017.
3. Kriegseis J., Simon B., Grundmann S., Towards In-Flight Applications. A Review on Dielectric Barrier Discharge-Based Boundary-Layer Control // Appl. Mech. Rev., 68 020802. 2006.
4. Moralev I., Selivonin I., Ustinov M. On the stochastic forcing of the boundary layer by plasma actuators // Exp. Fluids 60(177). 2019.
5. Moralev I., Ustinov M., Kotvitskii A., Popov I., Selivonin I., Kazanskii P., Stochastic disturbances, induced by plasma actuator in a flat plate boundary layer // Physics of Fluids, Vol. 34(5). 2022.

4.5 Экспериментальное исследование частоты возмущений поперечной струи в сверхзвуковом потоке в присутствии периодических искровых разрядов

Л.С. Волков*, Р.С. Трошкин, Я.В. Мирошников, А.А. Фирсов

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

*volkov.ls@phystech.su

В настоящее время в мире проводятся исследования новых эффективных способов интенсификации смешения газов (например, воздуха и горючего топлива для последующего горения смеси в сверхзвуковом потоке) [1]. Управление смешением с помощью плазменных образований представляется перспективным направлением исследований, поскольку плазменные актуаторы характеризуются неинвазивностью, быстрым временем отклика и способностью работать на различных частотах [2]. Задача интенсификации перемешивания газов в условиях сверхзвукового течения часто рассматривается на примере инъекции поперечной вторичной струи в сверхзвуковой поток воздуха через отверстие на плоской стенке. Ранее с помощью численного моделирования было показано [3], что искровые разряды способны влиять на кинематическое перемешивание газов в этом течении.

В настоящей работе проведено экспериментальное параметрическое исследование вышеописанного течения в присутствии периодических искровых разрядов, локализованных с наветренной стороны от отверстия инжектора в отрывной зоне, на расстоянии одного диаметра инжектора от центра отверстия. Цель работы заключалась в выявлении отклика струи на искровой разряд и исследовании способности разрядов возбуждать возмущения в струе.

Эксперименты были проведены в аэродинамической трубе ИАДТ-50 в ОИВТ РАН со следующими рабочими параметрами: число Маха 2, температура газа 170 К, статическое давление 22 кПа. В тестовой секции была размещена специальная пластина с острой передней кромкой, которая разрезала ядро сверхзвукового потока. Исследуемое течение воспроизводилось на верхней поверхности этой пластины. Диаметр отверстия инжектора был 3 мм, массовый расход вторичной струи (углекислый газ) 2 и 4 г/с, что соответствует коэффициенту динамического напора $J = 0,6$ и 1,3. Искровые разряды зажигались между электродами, вмонтированным в пластину заподлицо с поверхностью. Питание разрядов обеспечивалось благодаря генератору импульсного напряжения (ГИН) с частотой от 7 до 10 кГц и энергией, выделяемой в разряде ~ 20 мДж. Диагностика осуществлялась путем высокоскоростной теневой съемки с частотой 160 тыс. кадров в секунду и разрешением 126×96 пикселей.

Были получены высокоскоростные теневые видеозаписи течения с разрядами и без разрядов, а также периодограммы, построенные по нескольким областям видеозаписей, при различной частоте разрядов (рис. 1).

Перед построением периодограмм к кадрам видеозаписи применялся оператор Собеля для выявления областей с наибольшим градиентом яркости.

Результаты свидетельствуют, что при малом значении коэффициента динамического напора ($J = 0,6$) искровые разряды способны вызывать формирование крупных возмущений – поперечных вихрей – в сдвиговом слое на границе вторичной струи. А при большем значении ($J = 1,3$), при котором такие возмущения возникают самостоятельно (при отсутствии разрядов), периодические искровые разряды способны влиять на частоту возмущений таким образом, что характерная частота отхождения вихрей становится кратной частоте разрядов. Полученные данные будут использованы для анализа физических механизмов интенсификации перемешивания газов в сверхзвуковом потоке с помощью электрических разрядов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Госзадание).

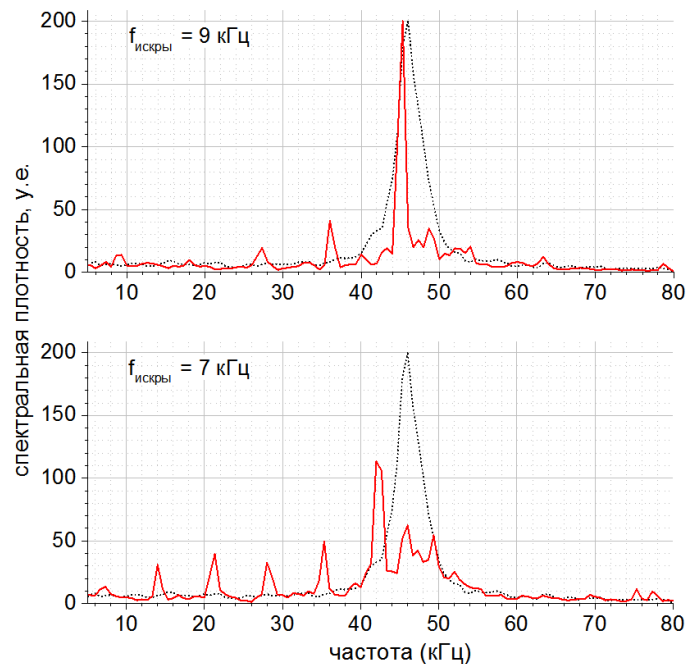


Рисунок 1. Периодограммы для случаев без разряда (пунктир) и с разрядами при частотах разряда 9 и 7 кГц (красные сплошные линии).

1. Liu Q., Baccarella D., Lee T. Review of combustion stabilization for hypersonic airbreathing propulsion // Progress in Aerospace Sciences. 2020. vol. 119. P. 100636.
2. Wang H. et al. Mechanism of a transverse jet mixing enhanced by high-frequency plasma energy deposition // Physics of Fluids. 2023. vol. 35, no 9, P. 096101.
3. Volkov L.S., Firsov A.A. Modeling the influence of repetitively pulsed heating on the formation of perturbations at the boundary of a transverse jet in a supersonic crossflow // Computer Research and Modeling, 2023, vol. 15, no. 4, pp. 845-860.

5.1 Механизм образования катионов в пламенах углеводородов: масс-спектрометрическое и численное исследование

Д.А. Князьков*, А.В. Черепанов, В.Г. Киселев, А.М. Дмитриев,
А.Г. Шмаков

Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН,
Новосибирск, Россия

*knyazkov@kinetics.nsc.ru

Понимание кинетики и механизма образования заряженных компонентов в пламени имеет большое значение как для описания процессов горения во внешнем электрическом поле, так и для разработки методик диагностики пламени [1]. В работе представлены недавние результаты, полученные в лаборатории кинетики процессов горения ИКХГ СО РАН по исследованию катионного состава пламен и по усовершенствованию химико-кинетической модели образования ионов при горении. Методом зондовой молекулярно-пучковой масс-спектрометрии измерены пространственные распределения катионов в модельных ламинарных одномерных пламенах предварительно перемешанных смесей различных C_1 - C_7 углеводородов. Помимо основных катионов пламени (H_3O^+ , $C_2H_3O^+$, $C_3H_3^+$), в реакционной зоне богатых пламен экспериментально обнаружены катионы с общей формулой $C_xH_y^+$, тогда как в стехиометрических и бедных пламенах доминируют только гидроксоний и ацетильный катион $C_2H_3O^+$. Полученные данные использованы для разработки и валидации механизма ион-молекулярных реакций для описания наблюдаемых закономерностей. В качестве базовой платформы для разработки механизма был использован механизм ион-молекулярных реакций, предложенный авторами работ [2, 3]. Кроме реакций с участием катионов HCO^+ , H_3O^+ , $C_2H_3O^+$, CH_5O^+ , CH_3^+ , электронов и анионов O_2^- , OH^- , O^- , CHO_2^- , CHO_3^- , CO_3^- , механизм включает блок реакций с участием $C_3H_3^+$ и нескольких доминирующих катионов с общей формулой $C_xH_y^+$ ($C_4H_5^+$, $C_5H_3^+$, $C_5H_5^+$, и $C_5H_7^+$). Используя квантово-химические методы (W2-F12), рассчитаны энтальпии образования катионов. В работе обсуждаются основные реакции образования различных катионов в пламени и дальнейшие пути совершенствования механизма.

1. A.B. Fialkov, Investigations on ions in flames, Prog. Energy Combust. Sci. 23 (1997) 399–528.
2. J. Prager, U. Riedel, J. Warnatz, Modeling ion chemistry and charged species diffusion in lean methane–oxygen flames, Proc. Combust. Inst. 31 (2007) 1129–1137.
3. B. Chen, H. Wang, Z. Wang, J. Han, A.B.S. Alquaity, H. Wang, N. Hansen, S. M. Sarathy, Ion chemistry in premixed rich methane flames, Combust. Flame. 202 (2019) 208–218.

5.2 Самовоспламенение метановоздушных смесей в статическом электрическом поле

В.С. Арутюнов, К.Я. Трошин, А.А. Захаров, А.А. Беляев,
А.В. Арутюнов*

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова
Российской академии наук, Москва, Россия

*v_arutyunov@mail.ru

Экспериментально исследовано влияние на воспламенение стехиометрических метановоздушных смесей относительно слабых электрических полей, не приводящих к возникновению пробоя в газе. Показана возможность значительного снижения в электростатическом поле температуры воспламенения газа в отсутствие его пробоя и формирования очагов плазмы. Представлена кинетическая интерпретация этого явления. Такое воздействие обеспечивает минимально низкие затраты внешней энергии на воспламенение, несопоставимо малые по сравнению с выделяемой при горении химической энергией, и открывает практическую возможность рационального управления процессами горения и окислительной конверсии.

Эксперименты проводили в нагреваемом сферическо-цилиндрическом реакторе из нержавеющей стали диаметром 120 мм с окном из оптического кварца диаметром 120 мм и толщиной 20 мм, через которое проводили съемку процесса с частотой 5000 кадров/секунду. Центральным электродом служили стальные шарики различного диаметра, обычно 6 мм, напряжение к которым подводилось через стальной стержень в кварцевом изоляторе. Исследовали самовоспламенение стехиометрических метановоздушных смесей при давлениях 1–1,3 атм и температурах до 700°C.

Минимальная температура самовоспламенения стехиометрической метановоздушной смеси в условиях данной экспериментальной установки составляла 660°C. При подаче на центральный электрод напряжения отрицательной полярности $U = 10$ кВ самовоспламенение происходило уже при 580°C, при напряжении 12 кВ минимальная температура воспламенения снижалась до 475°C (Рисунок 1). Задержка воспламенения при этом составляет ~7 мс, что минимум на три порядка ниже задержки самовоспламенения при минимальной температуре самовоспламенения в отсутствие электрического поля. При смене полярности центрального электрода воспламенение смеси не происходило при температурах вплоть до 700°C.

Скоростная видеосъемка показывает, что воспламенение всегда начинается у поверхности центрального электрода, в области максимальной напряженности электрического поля, и далее сферически симметрично распространяется к периферии реактора (Рисунок 1). Была получена оценка видимой и нормальной скорости распространения пламени в стехиометрической метановоздушной смеси при соответствующей температуре. На начальном участке нормальная скорость пламени возрастает и

достигает максимального значения на расстоянии около 2 см от центра реактора, затем падает. При 540°C и $U = 12$ кВ нормальная скорость горения на начальном участке составляет примерно 120 см/с (По литературным данным нормальная скорость горения стехиометрической метановоздушной смеси при 300°C около 80 см/с).

Было проведено кинетическое моделирование воспламенения в условиях постоянной дополнительной генерации активных центров при сферически симметричной конфигурации постоянного электрического поля с отрицательным потенциалом на центральном сферическом электроде. Механизм образования активных центров в электрическом поле в результате взаимодействия электронов с молекулами газовой среды не рассматривался. Полагали, что скорость генерации активных центров ($H^\bullet$, $OH^\bullet$, $CH_3^\bullet$ и др.) пропорциональна напряженности поля, которое убывает по радиусу реактора, поэтому воспламенение происходит вблизи поверхности центрального электрода, что подтверждается киносъемкой процесса.

Согласно механизму окисления метана в диапазоне $T < 600^\circ\text{C}$ генерация любых радикалов приводит к образованию CH_3OOH , достижение критической концентрации которого может привести к ее воспламенению. Последовательно решали обратную задачу: определяли необходимую концентрацию CH_3OOH для воспламенения метановоздушной смеси при данной температуре, а затем определяли необходимую для этого скорость генерации радикалов. Моделирование показало, что при $T_0 = 475^\circ\text{C}$ для воспламенения стехиометрической смеси достаточно образования $\sim 10^{12}$ радикалов/см³ с.

Autoignition of methane-air mixture in static electrical field

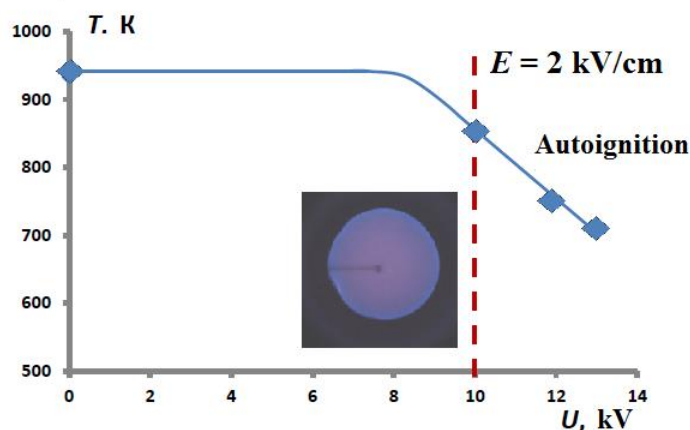


Рисунок 1. Зависимость температуры самовоспламенения стехиометрической метановоздушной смеси от напряжения в статическом сферически симметричном электрическом поле и вид распространяющейся волны горения.

1. В.С. Арутюнов, К.Я. Трошин, А.А. Захаров, А.А. Беляев, А.В. Арутюнов, И.О. Шамшин. Воспламенение метана в электрическом поле. Горение и взрыв. 2025 (в печати).
2. V. S. Arutyunov, K.Ya. Troshin, A.A. Zakharov, A.A. Belyaev, A.V. Arutyunov. The effect of electric field on the ignition of methane-air mixtures. Mendeleev Communications. 2025. (in press).

5.3 Состав продуктов конверсии пропано-воздушной смеси для разных условий инициации высокочастотного коронного разряда

Е.А. Филимонова, А.С. Добровольская*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*helfil@mail.ru

Эффективное воспламенение бедных топливных смесей в двигателе внутреннего сгорания требует применения передовых технологий зажигания, которые используют электрический разряд, способный инициировать воспламенение смеси в большом объеме (несколько кубических сантиметров) с высокой плотностью химически активных частиц. К таким разрядам относится высокочастотный коронный разряд, инициируемый источником с синусоидальным напряжением с частотой 1-5 МГц [1,2]. Этот тип разряда, с одной стороны, восприимчив к внешним условиям, с другой стороны, эта особенность дает ему преимущество перед другими типами разрядов в управлении процессом активации смеси, вплоть до воспламенения и формирования волны горения с морщинистым фронтом. Как показали исследования, в том числе [3], структура разряда (многоканальность и ветвление) и область активации смеси уменьшаются с ростом давления, если нет специальной подстройки напряжения на высоковольтном электроде к плотности газа внутри камеры сгорания [2]. Рост напряжения на высоковольтном электроде и увеличение длительности работы разряда приводит к большему количеству стримерных каналов и большему пространственному охвату. Высокочастотный коронный разряд показал способность производить промежуточные компоненты конверсии, что указывает на его потенциал для генерации активных радикалов для содействия горению, а не только для нагрева.

В работе [3] были проведены эксперименты по активации пропано-воздушной смеси в закрытом объеме высокочастотным коронным разрядом с частотой синусоидального напряжения 2.54 МГц. Состав смеси после обработки высокочастотным коронным разрядом был измерен с помощью инфракрасного Фурье-спектрометра. Было показано, что в смеси с коэффициентом избытка топлива 0.2-0.45 при давлении 1-5 бар в отсутствие воспламенения, тем не менее, происходит конверсия смеси. Химически активные частицы, наработанные разрядом, при взаимодействии с топливом снижают концентрацию пропана и дают долгоживущие промежуточные компоненты, такие как C_2H_4 , C_3H_6 , CO и оксиды азота. Их концентрации в [3] представлены в зависимости от коэффициента избытка топлива для разных значений напряжения и давления.

Целью настоящей работы было выявить влияние давления и амплитуды напряжения на степень конверсии пропано-воздушной смеси под воздействием высокочастотного коронного разряда для условий работы [3]. Чтобы найти

состав и нагрев смеси в стримерном канале, использовался подход, изложенный в работе [4]. Для давления 1 бар учитывалось неоднородное распределение активных частиц в объеме активированной зоны вблизи электрода, тогда как для давления 5 бар ветвления практически не наблюдалось. В послесвечении эволюция температуры и состава газа в активированной зоне в камере моделировалась с помощью уравнений Навье–Стокса в одномерном приближении в осесимметричной постановке [4].

Расчеты показывают, что с ростом давления увеличивается удельный энерговклад в стримерный канал. В результате, чем больше давление, тем больше нагрев в канале стримера и концентрация химически активных частиц, наработанных электронным ударом. Это приводит к большему потреблению пропана, и, как следствие, к более высокой концентрации промежуточных продуктов и оксидов азота, что соответствует экспериментальным данным [3].

1. Discepoli G., Cruccolini V., Ricci F. et al. // Appl. Energy. 2020. V. 263. 114617.
2. Schenk A., Rixecker G., Bohne S. / Third Laser Ignition Conference (LIC). US. 2015. Paper W4A.4.
3. Yu X., Wang L., Yu S., Wang M. and Zheng M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31 (5). 055004.
4. Filimonova E.A., Dobrovolskaya A.S., Bocharov A.N., Bityurin V.A., Naidis G.V. // Combust. Flame. 2020. V. 215. P. 401.

5.4 Инициирование оптическим разрядом горения топливовоздушной смеси в высокоскоростном потоке

В.Н. Зудов*, А.В. Туникин

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО
РАН, Новосибирск, Россия

*zudov@itam.nsc.ru

Проведено экспериментальное исследование воздействия сфокусированного импульсно-периодического излучения CO₂ - лазера на инициирование и развитие процесса распространения горения в до- и сверхзвуковом потоке гомогенных топливо-воздушных смесей (H₂+air, CH₄+air). Излучение CO₂-лазера распространялось поперек потока и фокусировалось линзой на оси струи. На основе данных о собственном свечении пламени на длинах волн излучения возбужденных радикалов OH* исследовано горение в сверхзвуковой струе. В эксперименте регистрировалась форма импульса падающего излучения, а также его временные характеристики при различных частотах, и фиксировалась форма импульса падающего излучения. Определены основные типы радикалов присутствующих в водородовоздушной плазме. Экспериментально выявлена возможность ограниченного воспламенения оптическим разрядом метано-воздушной и водородо-воздушной смеси при сверхзвуковом истечении струи в затопленное пространство. Результаты спектроскопической съемки свидетельствуют о

протекании реакций горения в следе за областью оптического разряда. Показано, что при поперечном вводе лазерного излучения в поток образуется периодическая структура теплового следа, с формированием головного скачка уплотнения от зоны энергосвечения. При малых частотах следования импульсов лазерного излучения взаимодействие теплового пятна с потоком происходит в импульсном режиме.

Показано, что применение механического стабилизатора (конус) и оптического стабилизатора позволяет зажечь высокоскоростную водородовоздушную струю по всей площади поперечного сечения.

Было рассмотрено два случая инициирования воспламенения водородно-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке: 1 - воспламенение и стабилизация смеси оптическим разрядом (т.е. оптическим стабилизатором), 2 - воспламенение и стабилизация горения оптическим разрядом, при наличии электрического поля. Было проведено исследование влияния формы электрического сигнала на электродах на формирование электрических разрядов и процесс воспламенения и горения в сверхзвуковом потоке. Кроме совместного существования оптического и электрического пробоя был обнаружен эффект тушения оптического разряда.

Горение без электрического поля в сверхзвуковом потоке удалось получить только в виде периодических зон. На спектральной регистрации для числа Маха на срезе сопла $M=1.4$ радикала OH^* при горении смеси водорода с воздухом наблюдался прерывистый режим горения.

Проведено численное исследование воздействия сфокусированного импульсно-периодического излучения лазера на инициирование и развитие процесса распространения горения в скоростном потоке гомогенной топливно-воздушной смеси ($\text{H}_2 + \text{air}$).

Полученные данные свидетельствуют о принципиальной возможности управления горением, с использованием комбинированного разряда в сверхзвуковом потоке.

5.5 Исследование воздействия электрического поля на стабилизацию диффузионного углеводородного пламени

А.В. Тупикин*, Ю.Н. Дубнищев, О.С. Золотухина, В.В. Лукашов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

*tupikin@itp.nsc.ru

Все чаще для управления процессами горения предлагается использовать внешние электрические поля [1-4]. При этом решаются задачи как экологической безопасности, так и повышения энергоэффективности технологических установок. Другим актуальным направлением в поиске решений вопроса снижения углеродного следа является добавление в углеводородные топлива водорода [5]. При этом электрохимические свойства

пламени будут зависеть от количества добавленного водорода, что может отразиться на эффективности управления горением с помощью электрических полей. Следует отметить, что отдельной темой является диагностика параметров пламени при наличии внешнего электрического поля. Поэтому на первое место выходит применение оптических методов, исключающих внесение дополнительных изменений в распределение зарядов и протекании токов.

На рис.1. представлена схема эксперимента: *а* – поле поперек струи с примером гильберт-визуализации и *б* – поле вдоль струи со снимками поднятого и присоединенного к кромке горелки факела. Объектом наблюдения было метано-водородное диффузионное пламя, находящееся во внешнем электрическом поле. Напряженность электрического поля не превышала порога пробоя среды ($E[\text{В/см}]/P[\text{тор}] < 10$). Направление электрического поля в опытах было как вдоль, так и поперек струи. Расход и состав топливной смеси задавался с помощью генератора топливной смеси УФПГС-2. Числа Рейнольдса топливной струи составляли $Re=2000-3500$. В работе проводились: видео-регистрация положения пламени; регистрация интенсивности хемилюминесценции радикалов CH^* и OH^* ; полихроматическая диагностика пламени с гильберт-визуализацией [6], а также измерения протекающего через пламя тока и напряжения на электродах.

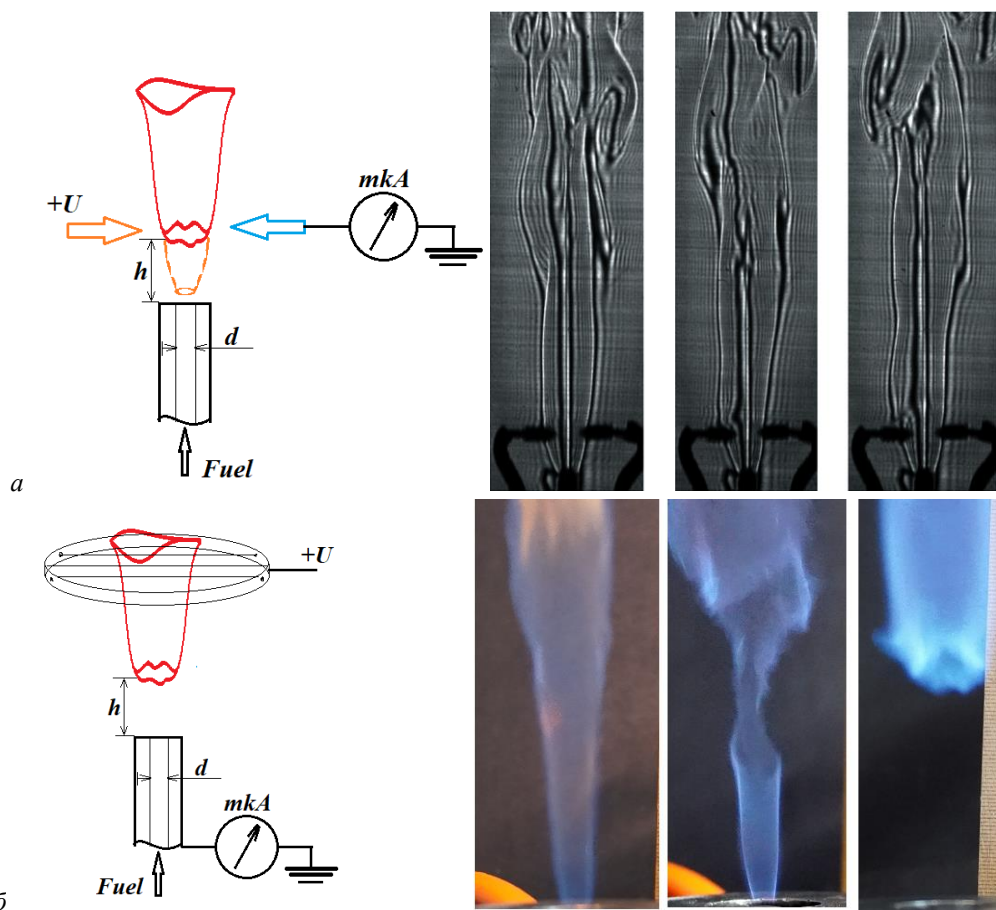


Рисунок 1. Схема эксперимента: *а* – поле поперек и *б* – вдоль реагирующей струи.

Как показали опыты при горении метано-водородной смеси с мольной долей водорода в топливе менее 60% проводимость линейно зависит от количества метана. Регистрация хемилюминесценции радикалов CH^* демонстрирует аналогичную зависимость интенсивности свечения пламени от объемной доли метана в топливе. На основе гильберт-визуализации было показано, что при импульсном воздействии электрического поля на пламя деформация фронта горения составляет $K=d(\ln A)/dt < 50 \text{ с}^{-1}$, где A – элемент деформируемого фронта пламени. Из анализа зависимостей высоты подъема от скоростного напора топливной струи при изменении напряжения следует, что кроме «ионного ветра» имеется другой механизм влияния электрического поля на пламя, который связан с наличием наведенного внешним полем на область реакций объемного заряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, Соглашение от 24.04.2024 № 075-15-2024-543.

1. Chien Y.-C., Escofet-Martin D., Dunn-Rankin D. Ion current and carbon monoxide release from an impinging methane/air coflow flame in an electric field // *Combustion & Flame*. –2019. –v.204. –p. 250-259.
2. Gillon P., Gilard V., Idir M., Sarh B. Electric field influence on the stability and the soot particles emission of a laminar diffusion flame // *Combustion Science & Technology*. – 2019. –v.191. –p 325-338.
3. H. Liu, W. Cai Recent progress in electric field assisted combustion: a brief review // *Frontiers in Energy*. –2022. –v.16. –p.883–899.
4. A. Tupikin, V. Dulin, D. Sharaborin Combustion of methane with the addition of water microdrops in a weak electric field // *E3S Web of Conference* – 2024. – V. 578. – 01039
5. Jin Y., Luo H., Zhang G., Zhai C., Ogata Y., Matsumura Y., Ichikawa T., Nakashimada Y., Kim W., Nishida K. Ignition timing effect on the combustion performance of hydrogen addition in methane fermentation gas in a local energy system // *Fuel*. – 2022. – V. 324, Pt B. – 124714.
6. Arbuzov V.A., Arbuzov E.V., Dubnishchev Yu.N., Zolotukhina O.S., Lukashov V.V. and Tupikin A.V Hilbert-optic diagnostics of hydrogen-oxygen inverse diffusion flame. // *Energies*. –2020. –V.15, № 24. –P.9566

6.1 Концепция заряженной гетерогенной плазмы в магнитной плазменной аэродинамике

А.И. Климов

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

*klimov.anatoly@gmail.com

Период развития и становления нового научно-технического направления магнитной плазменной аэродинамики (МПА) в РФ уже насчитывает более 40 лет.

После проведения фундаментальных и прикладных экспериментальных исследований на ударных трубах, АДТ, баллистических установках, а также выполнения целого ряда численных и теоретических исследований детально изучался *тепловой механизм* влияния локальных плазменных образований, созданных различными типами электрических разрядов, на параметры ударных волн (УВ) и аэродинамические характеристики тел. Было выяснено, что указанный *тепловой механизм* описывает далеко не все полученные экспериментальные результаты, даже с качественной стороны. В частности, этот механизм не может описать формирование предвестников перед фронтом УВ, влияние внешнего магнитного поля на параметры УВ в слабоионизованной плазме (СНП), наличие характерных времён активизации плазмы, наличие «плазменной памяти» и другие экспериментальные результаты.

В связи с необходимостью выяснения указанных особенностей УВ в СНП появились пионерские работы Алферова В.И., Битюрина В.А., Рухадзе А.А. с коллегами, Молевич Н.Е. с коллегами, Ходатаева К.В., Климова А.И. и других. В этих работах рассматривались следующие возможные механизмы в СНП:

- *детонационный релаксационный механизм* в газе, возбужденном электрическим разрядом, и стимулированный наличием скачка давления и температуры за фронтом УВ (например, стимулированная V-T релаксация в колебательно-возбужденном газе),

- *формирование плазменных предвестников* перед фронтом УВ и *формирование электрических двойных слоёв* на самом фронте УВ за счет различной подвижности электронов, ионов и заряженных кластеров в ударно-сжатом слое.

Согласно результатам работы [1], выполненной Битюриным В.А. и Ключниковым Н.И., скачок электрического потенциала на фронте УВ в заряженной кластерной плазме $\delta\phi^*$ может достигать *нескольких сотен вольт*. Величина такого скачка потенциала сильно зависит от отношения масс положительных и отрицательных ионов. Напомним, что полученное значение $\delta\phi^*$ намного превосходит значение $\delta\phi_{кл} = kT_{e1}/e \ln(\rho_2/\rho_1) \sim 1-10$ В, полученное ранее в работе [2] для УВ в сильно ионизованной плазме.

Наши эксперименты, проведенные на ударной трубе с гетерогенной заряженной плазмой (положительные ионы водорода + отрицательно заряженные нано-кластеры углерода, отношение масс ионов выше 20)

позволили измерить скачок электрического потенциала на фронте падающей УВ с числом Маха, $M \sim 2$ [3]. Величина $\delta\varphi^*$ составила порядка 300-1000В. При этом, величина $\delta\varphi^*$ оказалась в хорошем согласии с результатами работы [1]. Отметим, что в прифронтовой зоне УВ возможны сложные пробойные электрические процессы, которые и наблюдались в нашем эксперименте (формирование опережающего мягкого рентгеновского и жесткого УФ излучений).

В наших обзорных работах [4-5] были собраны и систематизированы все экспериментальные результаты, полученные нашим коллективом в области МПА с использованием заряженной гетерогенной заряженной плазмы. В наших последних работах обнаружено, что детонационные свойства заряженной гетерогенной плазмы значительно превышают детонационные свойства СНП без гетерофазы, полученной при использовании электрического разряда с близкими параметрами (по отношению к первому случаю).

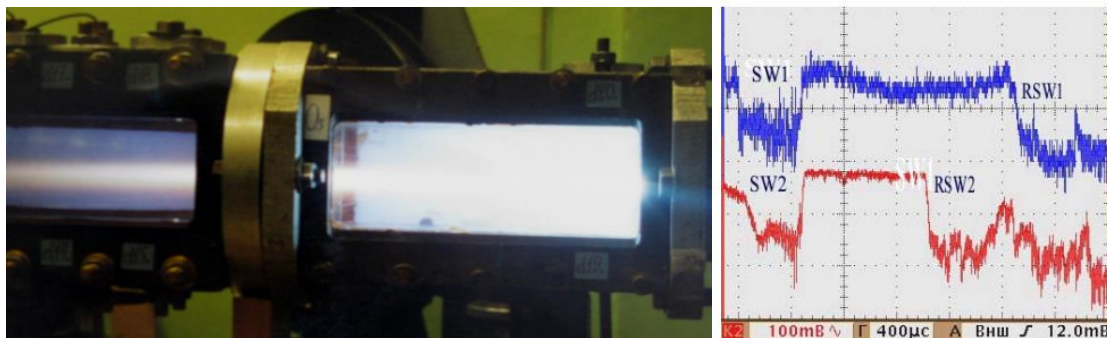


Рисунок 1. Гетерогенная заряженная плазма в рабочей камере ударной трубы ST-5 (слева). Воздух, $P_{ст} \sim 40$ Торр. Сигналы с электрических зондов на фронте УВ в кластерной плазме (справа). Начальная скорость УВ - 900м/с. Коэффициент усиления каналов - $K = 1000$ (100В: 100мВ). SW1,2 – сигналы зондов на фронте падающей УВ, RSW1,2- сигналы за отраженной УВ. Расстояние между зондами -50 мм.

1. Битюрин В.А., Ключников Н.И., Структура ударной волны в слабоионизованной ионной плазме, содержащей ионизованные частицы, МЖГ, 2005, №3, С. 179-188
2. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматлит, 2008, С.652
3. Klimov A., Bityurin V., Kharitonov A., et al, Shock Wave Propagation through Non-Equilibrium Cluster Plasma, AIAA Paper 2002-7978, 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 14-17 January 2002, Reno, NV, P.8
4. Bityurin V., Klimov A, Non-Thermal Plasma Aerodynamics Effects, AIAA Paper 2005-978, 43rd AIAA Aerospace Sciences and Exhibit, Jan 10-13, 2005 Reno, NV. P.5
5. Klimov A., Bityurin V., Serov Yu. Non-Thermal Approach in Plasma Aerodynamics. AIAA Paper 2001-0348, 39th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. 8-11 January 2001, Reno, NV, P.10

6.2 Активное широкополосное подавление пульсаций ближнего поля турбулентной струи ВЧ ДБР актуатором в составе системы с обратной связью

*В.Ф. Копьев¹, Г.А. Фараносов¹, О.П. Бычков^{1*}, В.А. Копьев¹,
И.А. Моралев², А.Я. Котвицкий², А.В. Ефимов²*

¹Центральный Аэрогидродинамический Институт, Москва, Россия

²Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

* spinozza@yandex.ru

Волны неустойчивости (ВН) – это крупные когерентные структуры, развивающиеся в турбулентной струе за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и имеющие структуру волновых пакетов [1]. В затопленных дозвуковых струях волны неустойчивости сами по себе не приводят к существенному излучению звука. Однако в некоторых случаях ВН могут быть источниками акустического шума, регистрируемого в дальнем поле [2, 3], и, соответственно, вносить свой вклад в общий шум самолета. Такая ситуация реализуется для сверхзвуковых струй [3] и сильно нагретых струй, когда фазовая скорость возмущений превышает скорость звука во внешнем потоке. Кроме того, в случае, когда в ближнем поле струи расположена рассеивающая поверхность (например, отклоненный закрылок [2]), происходит трансформация энергии гидродинамических пульсаций ближнего поля в акустические возмущения.

С точки зрения теории управления, сдвиговый слой турбулентной струи является устойчивой системой, обеспечивающей усиление модальных возмущений (волн неустойчивости), а также различных немодальных структур, таких как моды Орра и полосчатые структуры [4]. При этом в области потенциального участка струи именно пакеты волн неустойчивости вносят основной вклад в гидродинамические пульсации давления на небольшом удалении от струи (в ближнем поле). В естественных условиях эти возмущения могут быть вызваны рассеянием нестационарных возмущений на кромке сопла либо возникать в результате распределенной восприимчивости сдвигового слоя к мелкомасштабным турбулентным пульсациям и акустическим волнам. В конвективно-неустойчивых системах возможно противофазное подавление волновых пакетов с помощью возмущений, вводимых актуатором. Эффективность возбуждения искусственных волн неустойчивости максимальна, когда оно реализуется непосредственно у кромки сопла, обеспечивая усиление создаваемых малых возмущений вниз по потоку за счет неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Противофазное управление волнами неустойчивости в турбулентной струе в узкой полосе частот было реализовано в работах [2, 5].

Настоящая работа посвящена управлению волнами неустойчивости в слое смещения струи в широкой полосе частот. Данная задача отличается от рассматриваемого ранее узкополосного управления необходимостью

аккуратного формирования передаточной функции между управляющим сигналом, поданным на плазменный актуатор, и пульсациями давления в ближнем поле струи для получения интегрального положительного эффекта. Экспериментальные исследования по измерению таких передаточных функций и проверке возможности широкополосного подавления пульсаций в ближнем поле струи были проведены в заглушенной камере АК-2 ЦАГИ. Сигнал управления в системе с обратной связью был получен с микрофона ближнего поля, в качестве актуатора использован высокочастотный диэлектрический барьерный разряд, организованный на кромке сопла (рисунок 1а) за счет напыления проводящего слоя на керамическую поверхность сопла.

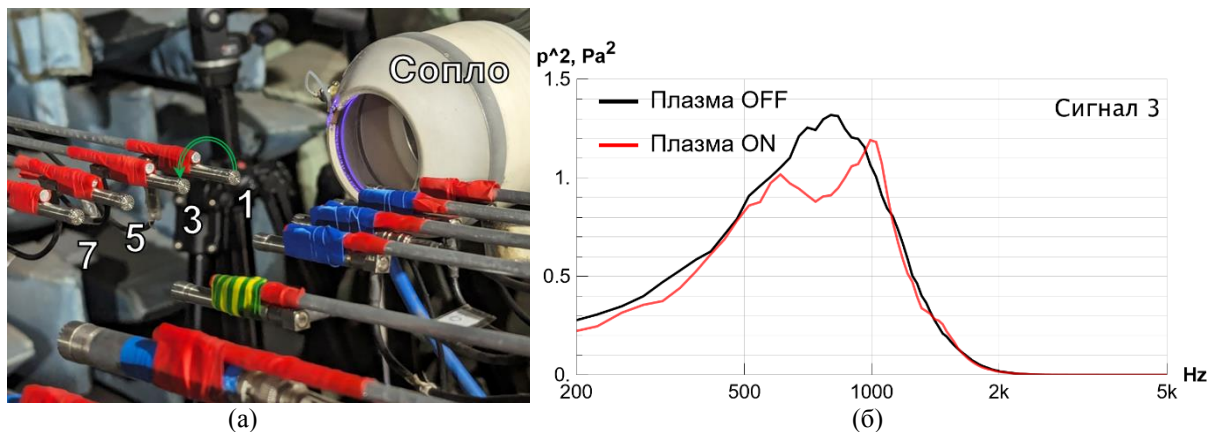


Рисунок 1. Широкополосное управление пульсациями давления в ближнем поле струи:
а) конфигурация измерительной системы (номера - микрофоны);
б) результат управления на микрофоне 3.

В качестве объектов управления рассматривались турбулентные струи в диапазоне скоростей 80 м/с – 240 м/с, истекающих из сопла диаметра $D = 0.045$ м. Для каждой скорости проводилось измерение передаточной функции и формировался соответствующий фильтр управления, настраиваемый на широкополосное подавление в максимуме спектра управляемого сигнала. Для различных комбинаций управляющего/управляемого сигнала была продемонстрирована принципиальная возможность подавления стохастических пульсаций давления в широкой полосе частот. На рисунке 1б показан пример такого управления в случае струи 80 м/с, для которого управляющий сигнал снимался с опорного микрофона 1, а управляемым выступал сигнал 3 (рисунок 1а). Можно отметить, что ширина области подавления составляла порядка 300 Гц, а максимальная глубина подавления составляла 1.6 дБ.

Работа выполнена в рамках государственного задания от 25.12.2024г. № 020-00008-25-00 ФАУ «ЦАГИ».

1. Jordan P., Colonius T. Wave Packets and Turbulent Jet Noise // Annu. Rev. Fluid Mech. 2013. V. 45. P. 173.
2. Копьев В.Ф., Бычков О.П., Копьев В.А., Фараносов Г.А., Моралев И.А., Казанский П.Н. Активное управление шумом взаимодействия струи и крыла с помощью плазменных актуаторов в узкой полосе частот // Акустич. журнал. 2023. Т. 69. № 2. С. 177.

3. Копьев В.Ф., Битюрин В.А., Беляев И.В., Годин С.М., Зайцев М.Ю., Климов А.И., Копьев В.А., Моралев И.А., Остриков Н.Н. Управление шумом струи с помощью плазменных актуаторов диэлектрического барьерного разряда // Акустич. журнал. 2012. Т. 58. № 4. С. 473.
4. Pickering E., Rigas G., Nogueira P.A., Cavalieri A.V., Schmidt O.T., Colonius T. Lift-up, Kelvin-Helmholtz and Orr Mechanisms in Turbulent Jets // J. Fluid. Mech. 2020. V. 896. № A2. P. 1.
5. Копьев В.Ф., Бычков О.П., Копьев В.А., Фараносов Г.А., Моралев И.А., Казанский П.Н. Управление волнами неустойчивости в невозбужденной турбулентной струе с помощью плазменных актуаторов в узкой полосе частот // Акустич. журнал. 2021. Т. 67. № 4. С. 431.

6.3 Определение электрогазодинамической силы ДБР около криволинейной поверхности

П.А. Поливанов*, А.А. Сидоренко

Институт Теоретической и Прикладной Механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия
*polivanov@itam.nsc.ru

Плазменные актуаторы активно исследуются в качестве устройств позволяющих управлять различными течениями [1]. Особенный интерес представляют актуаторы на базе диэлектрического барьерного разряда (ДБР) [2]. Причиной этого является наличие нескольких механизмов воздействия: тепловой; акустический; генерирование возмущений ударными волнами, возникающими из-за теплового воздействия стримеров; ионный ветер. Ионный ветер активно используется для подавления дозвуковых отрывных течений, в том числе в численных исследованиях. Для возможности численного моделирования эффекта от ионного ветра необходимо иметь оценки величины и распределения объемной электрогазодинамической силы, генерируемой ДБР. Характеристики ионного ветра, в основном, получены для течений около плоской пластины [3] при отсутствии внешнего течения. В некоторых работах оценено влияние внешнего течения на величину объемной силы, генерируемой ДБР [4]. При этом подавление отрыва, в основном, исследуется на крыловых конфигурациях или плохообтекаемых телах, в которых поверхность может иметь существенную кривизну. Задачей данного исследования является определение величины и погрешности определения объемной электрогазодинамической силы около криволинейных поверхностей.

Работа выполнена в комплексной экспериментально-численной постановке. Эксперимент проводился при атмосферном давлении и комнатной температуре в аэродинамической трубе с рабочей частью квадратного сечения со сторонами 140 мм. Фотография и эскиз аэродинамической трубы с установленной в ней моделью демонстрируется на рис. 1. Для исследования влияния эффектов, связанных с кривизной поверхности было решено использовать 3 модели с разным радиусом кривизны и плоскую пластину, в

качестве «стандартной» модели. Измерения скорости осуществлялись PIV комплексом. Оценка объемной электрогазодинамической силы основывалась на использовании уравнения Навье-Стокса. В рамках данного подхода предполагается, что член уравнения ответственный за градиент давления существенно не изменяется при включении ДБР. Для определения влияния градиента давления на погрешность определения электрогазодинамической силы использовались данные численного расчета. Расчет был выполнен в программном пакете Ansys Fluent в двухмерной постановке на структурированной сетке. ДБР моделировался в виде источника объемной силы.

Пример результатов эксперимента демонстрируется на рис. 2. Хорошо видно, что включение ДБР приводит к возникновению дефекта объемной силы не только в области горения разряда (штриховая область), но и в отрывной области. Причиной этого является изменение в распределении давления около модели.



Рисунок 1. Фотография экспериментального стенда и моделей

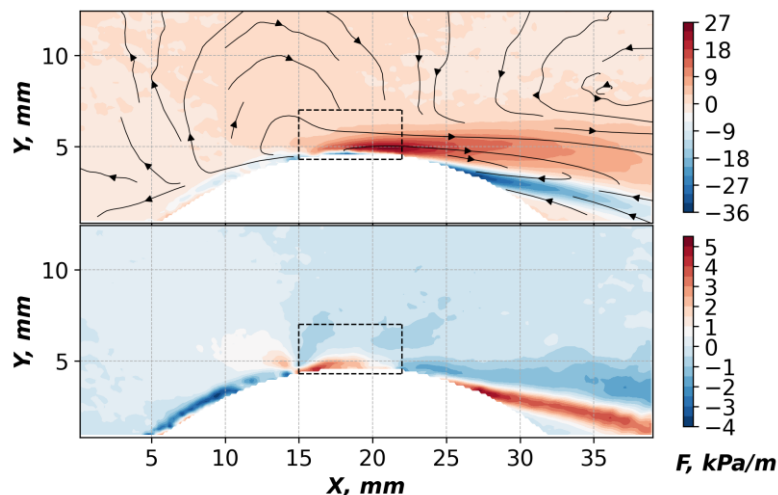


Рисунок 2. Пример дефекта продольной (сверху) и нормальной (снизу) компоненты объемной силы, возникающей из-за ДБР

На основании численных исследований была определена погрешность определения электрогазодинамической силы. Полученные экспериментальные

зависимости позволяют предположить, что рост локальной скорости течения около разряда приводит к росту тяги ДБР при фиксированном напряжении и токе на разряде.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН (№ гос. регистрации: 124021500012-0) и выполнена с использованием оборудования ЦКП "Механика" (ИТПМ СО РАН)

1. Firsov, A.A. Aerospace 10, 204 (2023).
2. Ustinov, M.V., Popov, I.M., Selivonin, I.V., Moralev I.A. J Appl Mech Tech Phy 63, 553–565 (2022).
3. Polivanov P.A., Vishnyakov O.I., Sidorenko A.A., Maslov A.A. Technical Physics, 57(4), 457-467 (2012).
4. Polivanov P.A., Vishnyakov O.I., Kislovskii V.A., Sidorenko A.A. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 136(5), 638-643 (2023).

6.4 Развитие возмущения от локального разряда в ламинарном пограничном слое при $M=1,43$

О.И. Вишняков*, П.А. Поливанов, А.А. Сидоренко

Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

*vis_ol@itam.nsc.ru

Работа посвящена исследованию возникновения турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое. Исследование проводится экспериментально с применением метода контролируемых возмущений. Рассматривается течение на плоской пластине с острой передней кромкой. Модель установлена под нулевым углом атаки, течение вдоль пластины безградиентное, передняя кромка перпендикулярна набегающему потоку. В естественных условиях в рассматриваемой области пограничный слой сохраняет ламинарное состояние. Эксперименты проводятся аэродинамической трубе Т325 ИТПМ СО РАН при числе Маха набегающего потока $M=1,43$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1=11 \cdot 10^6$ 1/м. Введение контролируемых возмущений осуществляется локальным энергоподводом путем зажигания разряда продолжительностью менее 0,5 микросекунды. Исследуемый пограничный слой при толщине порядка 10^{-3} метра и скорости потока 400 м/с имеет характерные частоты порядка десятков кГц. В связи с чем данный разряд можно считать дельтаимпульсом. В следствие чего ожидается, что после прохождения фазы восприимчивости должен начаться рост наиболее неустойчивых возмущений. Разрядный промежуток имеет размер 1 мм и ориентирован поперек потока. Координата расположения разряда вдоль продольной оси $X = 100$ мм от передней кромки модели. В данной точке локальная толщина пограничного слоя $\delta \approx 0,6$ мм. Энергия в импульсе около 0,4 мДж.

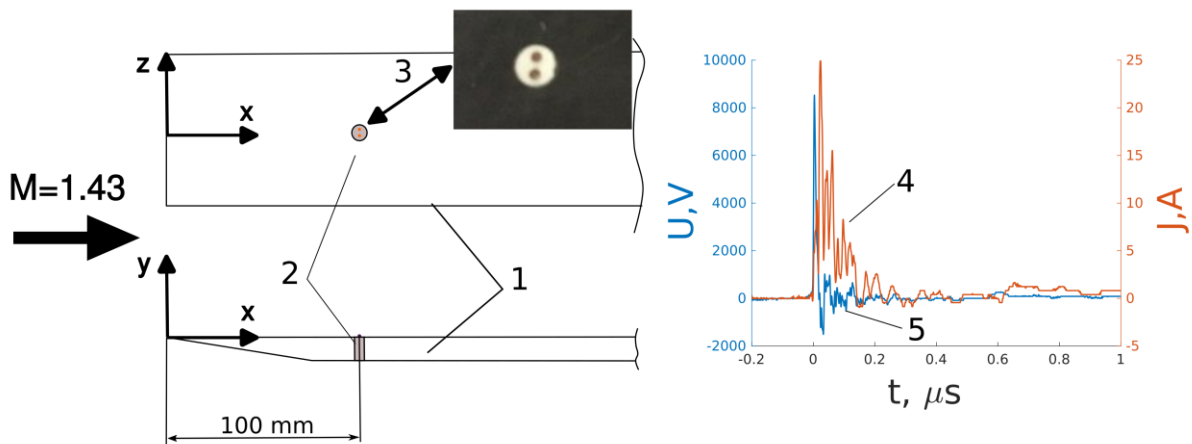


Рисунок 1. Слева схема эксперимента, вид сверху и вид сбоку, 1 – модель, 2 – разрядник, 3 – фотография разрядника. Справа: осциллограмма 4 – тока, 5 – напряжения.

Измерения пульсаций потока проведены термоанемометрическим методом. Осуществлялось сканирование в направлении поперек потока для двух положений по продольной координате. Используется датчик с нитью диаметром $d=10$ мкм, подключенный к термоанометру постоянного сопротивления (ТПС). Запись сигнала ведется с помощью АЦП в режиме 15 бит, с частотой 1 МГц. Данная частота более чем на порядок превосходит характерные для данного пограничного слоя частоты. Синхронизация между термоанемометрическими измерениями и разрядом позволяет провести фазовое осреднение, тем самым выделяя пульсации потока связанные с порождаемыми разрядом возмущениями. С учетом длины записи 1 секунда и частоте разряда 20 Гц, данные об эволюции вводимого возмущения строятся по 20 осреднениям. Полученные данные позволят получить временные и пространственные характеристики распространения введенного возмущения. А также будут использованы для сравнения с результатами трехмерного численного моделирования для понимания механизма восприимчивости пограничного слоя на реализуемое разрядом тепловое воздействие.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Научного Фонда РНФ №25-29-00436 с использованием оборудования ЦКП "Механика" (ИТПМ СО РАН).

6.5 Подкритический СВЧ-разряд с безыскровой лазерной инициацией в сверхзвуковом потоке

Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машек, М.Е. Ренев *, Р.С. Хоронжук
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
*renevme@mail.ru

СВЧ-разряд рассматривается как один из способов создания температурно-плотностной неоднородности в сверхзвуковом потоке [1]. С его

помощью можно управлять характером обтекания аэродинамического тела. СВЧ-разряд труднее зажечь при высоких давлениях, необходимы затравочные электроны. Лазерный импульс с энергией около 20-100 мДж изменяет динамику развития СВЧ-разряда: нет осечек, снижены затраты энергии на СВЧ-излучения [2]. Как показано в работе [3] возможно за доли-единицы микросекунд получить филаменты – протяженные, тонкие и горячие неоднородности.

В данной работе представлены исследования: активная фаза горения подкритического разряда в неподвижной среде (50-75 Торр), в потоке $M = 1,44$ (200 К, 45-53 Торр), теневые фотографии взаимодействия ударной волны (УВ) перед моделью с неоднородностью, полученной импульсами СВЧ-излучения разной длительности 0,5-2,5 мкс. Энерговложение оценивается значениями 7-15 мДж. Возмущенная УВ существует около 100 мкс, в том числе при длительности импульса СВЧ всего 0,5 мкс.

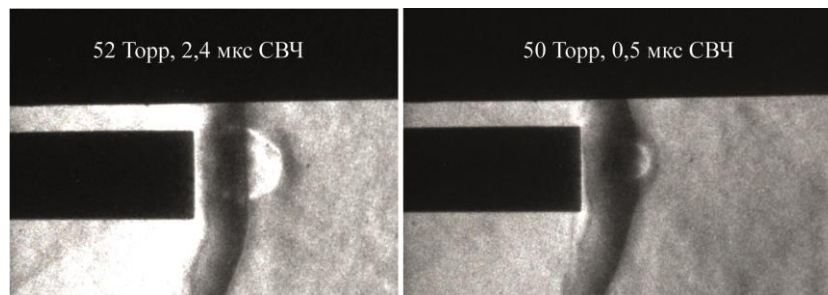


Рисунок 1. Теневые фото к $t = 80$ мкс после отключения СВЧ, поток $M = 1,44$. Длительность СВЧ-импульса фото слева - 2,4 мкс (энерговложение 7 мДж) и справа - 0,5 мкс, (1,5 мДж).

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00241).

1. Azarova O. A., Kravchenko O. V. The Use of Spatially Multi-Component Plasma Structures and Combined Energy Deposition for High-Speed Flow Control: A Selective Review // *Energies*. 2024. V. 17, № 7. P. 1632.
2. Brovkin V. G., Afanas'ev S. A., Khmara D. V., Kolesnichenko Yu. F. Experimental Investigation of Combined Laser - DC - MW Discharges // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada. 2006.
3. Ренев М. Е., Добров Ю. В., Хоронжук Р. С., Машек И. Ч., Лашков В. А. Численное моделирование динамики образования СВЧ-разряда с безыскровой лазерной инициацией // WSMRA-2024. Москва, 2024.

7.1 Генерация неравновесной плазмы в импульсных разрядах

А. Стариковский

Университет Принстон, Принстон, Нью-Джерси, США
astariko@princeton.edu

Современные плазмохимические приложения все больше требуют повышенной селективности и эффективности возбуждения среды. Помимо традиционных применений, таких как источники света и микроэлектроника [1], несколько новых областей, включая управление потоками с помощью плазмы [2], плазменно-стимулированное горение [3], а также плазменную медицину и биологию [4], представляют собой перспективные направления исследований. Для этих приложений селективное возбуждение подразумевает возможность достижения максимальной эффективности при минимальном потреблении энергии [5,6].

Повышение селективности может быть эффективно реализовано путем поддержания заданного уровня приведенного электрического поля (E/n) в плазме. Оптимизация плазмохимических процессов за счет точного контроля E/n требует перехода от обычных квазистационарных разрядов, характеризующихся самосогласованными электрическими полями, к импульсным разрядам [7]. В широком спектре плотностей среды быстрое создание сильных электрических полей при инициировании разряда существенно повышает однородность плазмы и облегчает точное регулирование напряженности электрического поля, энергии электронов и распределения энергии между внутренними молекулярными степенями свободы [2]. Такие достижения стали катализатором быстрого развития новой дисциплины в рамках плазмохимии - в частности, плазмохимии, связанной с наносекундными и пикосекундными режимами разряда.

Точный пространственный и временной контроль над распределением энергии плазмы становится достижимым в пределах очень коротких временных интервалов, обычно ниже временного масштаба размножения электронов при величине E/n выше порога пробоя или временного масштаба рекомбинации ниже него. В условиях относительно низкой проводимости плазмы становится возможным стабильное поддержание заданного уровня поля в плазме. Применение высоковольтных импульсов короткой длительности в сочетании с постоянным напряжением смещения позволяет добиться крайне неравновесных условий, способствующих селективному возбуждению газообразных сред. Критическая длительность импульсов для высоковольтных приложений сильно зависит от параметров конкретного газа, включая плотность и состав. Практически значимая длительность импульса обычно ограничивается несколькими наносекундами в широком диапазоне параметров. Следовательно, возможность селективного и контролируемого возбуждения газа с помощью электрического разряда неотъемлемо связана с достижениями в технологии генерации ультракоротких импульсов.

Цель данного доклада - обсудить отличительные особенности и механизмы, лежащие в основе импульсной генерации неравновесной плазмы в различных газообразных средах с использованием нано- и пикосекундных высоковольтных разрядов (Рис. 1).

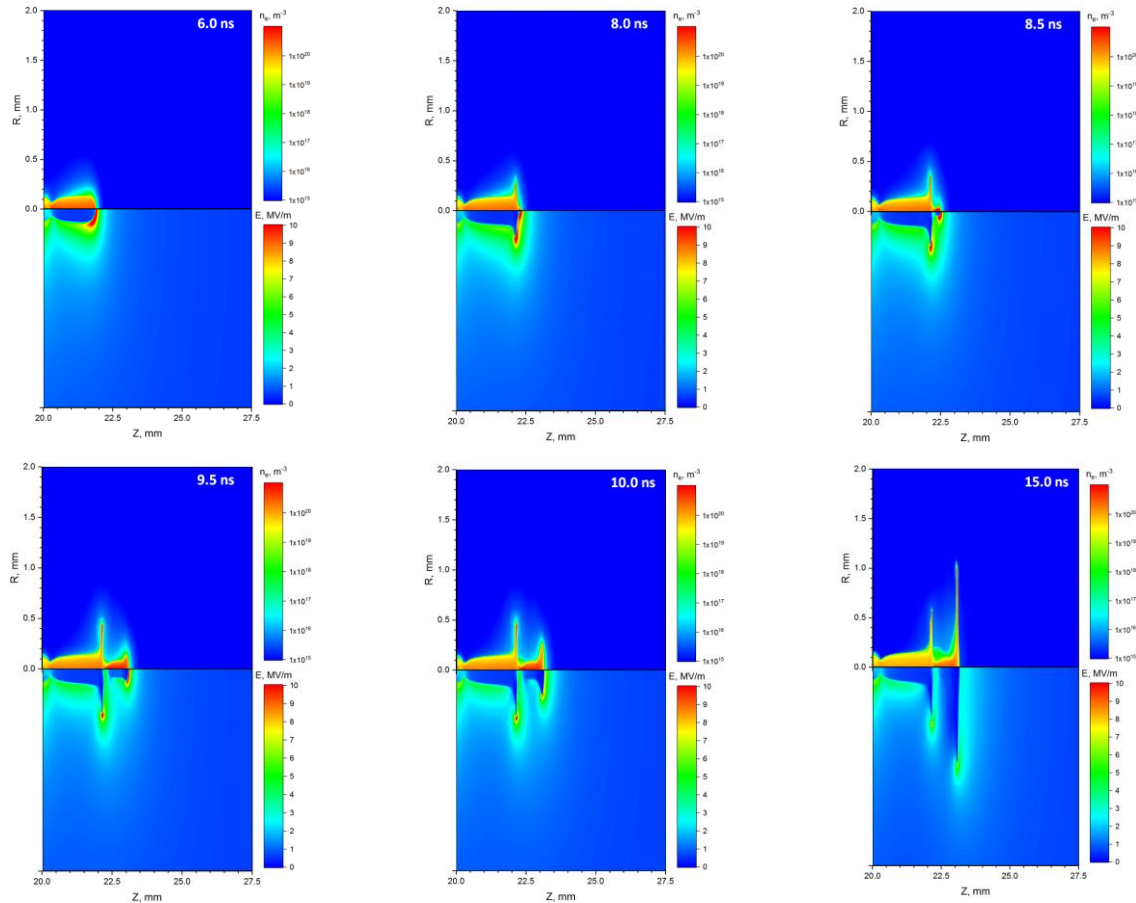


Рисунок 1. Контуры электрического поля и плотности электронов при взаимодействии положительного стримера с распространяющейся взрывной волной. Напряжение стримера $U = +10$ кВ; время от импульса фс-лазера $DT = 2$ нс; $l = 10$ мм.

1. A.Fridman. Plasma Chemistry. Cambridge University Press. 2008.
2. A.Starikovskiy, N.Aleksandrov. *Plasma Aerodynamics and Flow Control by Superfast Local Heating*. In: Pulsed Discharge Plasmas Characteristics and Applications. Edited by T.Shao, Cheng Zhang. Springer Press. 2023.
3. Y.Ju, A.Starikovskiy. *Plasma Assisted Combustion and Chemical Processing*. Taylor & Francis. 2025.
4. A.Fridman, G.Friedman. *Plasma Medicine*. John Wiley & Sons. 2013.
5. A.Starikovskiy. *High E/N Discharges: Applications*. In: Encyclopedia of Plasma Technology, edited by J. Leon Shohet. CRC Press. 2016.
6. N.Anikin, S.Bozhenkov, D.Zatsepin, E.Mintoussov, S.Pancheshnyi, S.Starikovskaia, A.Starikovskiy. *Pulsed Nanosecond Discharges and Their Applications*. In: Encyclopedia on Low-Temperature Plasma. Ed: V.E.Fortov. V.VIII-I. Chemistry of Low-Temperature Plasma. Moscow, 2007.

7. S.Starikovskaia, A.Starikovskiy. *Pulsed Discharges in a Wide Density Range: Plasma Development and Media Excitation*. In: Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges. Edited by: V.F.Tarassenko. NOVA Publishers. 2015.

7.2 Пороговые эффекты в генерации высокоионизованной плазмы в импульсных наносекундных газовых разрядах

Е.В. Паркевич*, А.И. Хирьянова, К.В. Шпаков

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Москва, Россия

*parkevich@phystech.edu

Быстропротекающие прикатодные процессы, связанные с генерацией высокоионизованной плазмы, оказывают существенное влияние на динамику развития импульсных наносекундных газовых разрядов. Нарботка высокоионизованной плазмы в объеме разряда существенно влияет на интегральные характеристики разряда и определяет его временные коммутационные характеристики. Усиление ионизационных неустойчивостей в прикатодной плазме может провоцировать формирование сложной микроструктуры в объеме разряда [1–3]. Ряд исследований показал, что при варьировании мощности энерговклада в газоразрядную среду [4] или создании в ней предыонизации [5] существенно меняется характер развития искровых каналов. При токах менее 100 А падает интенсивность развития искровых каналов с катода и прекращается развитие микроканалов [4]. Аналогичный эффект наблюдается в случае, когда в зоне формирования микроканалов изначально создается затравочная предыонизация [5]. В работе [6] сообщалось, что в газоразрядной среде из чистого азота при давлениях ниже ~200 Тор не наблюдается формирование микроструктуры электрической искры, как и в случае воздушной среды при давлениях не более ~300 Тор [7]. Тем не менее, несмотря на интенсивные исследования в данной области, до сих пор отсутствуют точные модели механизмов генерации и развития высокоионизованной плазмы, которые всесторонне описывали бы ключевые закономерности её формирования при варьировании широкого спектра условий эксперимента. В связи с этим востребовано проведение соответствующих исследований с высоким временным разрешением в микромасштабах газоразрядной среды.

В данной работе с использованием техник пикосекундного лазерного зондирования – интерферометрии, теневой и шпирен-фотосъёмки в излучении с длинами волн 532 и 1064 нм получены представления о характере генерации и количественные данные о параметрах высокоионизованной плазмы, возникающей во время развития импульсного наносекундного разряда в воздушной среде, см. Рис. 1. Эксперименты проводились при варьировании давления воздушной среды в диапазоне от 750 Тор до единиц Тор [8].

Обнаружен ряд пороговых эффектов, связанных с формированием микроструктуры электрической искры и генерацией высокоионизованной прикатодной плазмы. Обсуждаются фундаментально-прикладные аспекты наблюдаемых явлений.

Работа проведена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-79-10167.

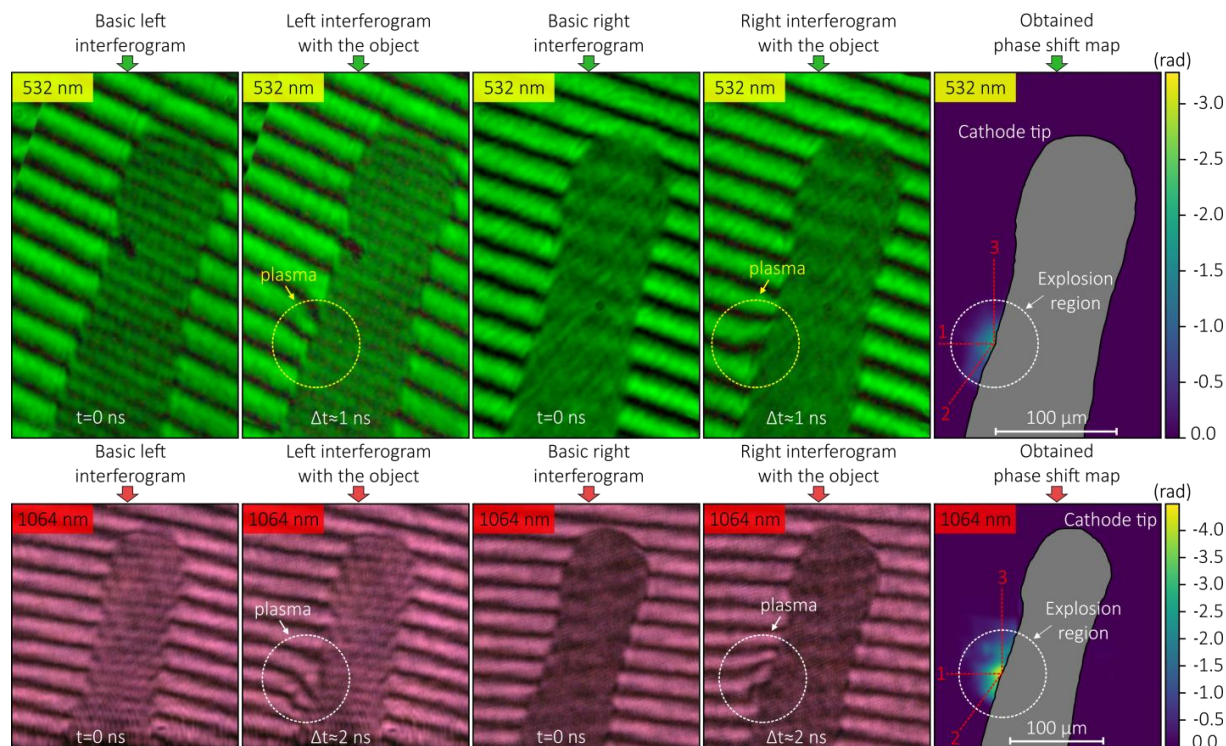


Рисунок 1. Генерация высокоионизованной прикатодной плазмы при давлении воздушной среды ~ 100 Тор.

1. К.И. Алмазова и др. Микроструктура искрового разряда в воздухе в промежутке острие-плоскость. Журнал технической физики. – 2018. – Т. 88. – №. 6. – С. 827-831.
2. Parkevich E. V. et al. Fast fine-scale spark filamentation and its effect on the spark resistance. Plasma Sources Science and Technology. – 2019. – Vol. 28. – No. 9, p. 095003.
3. Паркевич Е. В. и др. Параметры микроканалов электрической искры в прианодной области разряда. Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 7. – С. 588-590.
4. Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова. О возможном пороговом характере формирования микроструктуры искры. Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2022. – Т. 49. – №. 9. – С. 47-54.
5. А.А. Тренькин и др. Влияние предыонизации на микроканальную структуру искрового разряда в воздухе в промежутке острие-плоскость. Журнал технической физики. – 2022. – Т. 92. – № 1. – С. 52-57.
6. А.А. Тренькин и др. Динамика пространственной структуры импульсного разряда в азоте и аргоне при различных давлениях в промежутке «острие-плоскость». Журнал технической физики. – 2022. – Т. 92. – № 9. – С. 1343-1348.

7. А.А. Тренькин и др. Микроканальная структура искрового разряда в промежутке «острие–плоскость» при различных давлениях воздуха. Журнал технической физики. – 2022. – Т. 92. – №. 11.
8. Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова, К.В. Шпаков. О параметрах прикатодной плазмы, возникающей при пробое воздушных миллиметровых промежутков при пониженных давлениях. Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2025 (в печати).

7.3 Динамика тепловой каверны высокочастотного коронного разряда

И.А. Моралев^{1*}, И.В. Селивонин¹, А.А. Моралева²

¹Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия

*morler@mail.ru

Одним из направлений повышения эффективности двигателей внутреннего сгорания является использование распределенного воспламенения топливовоздушной смеси. Для этой цели в ряде работ (например, [1]) предложено использование одноэлектродного высокочастотного коронного разряда (ВЧКР). Этот тип разрядов совмещает в себе высокую температуру газа на оси канала (до 3кК) и достаточно большие электрические поля в области, окружающей разрядный канал [1]–[3]. В результате развития высокочастотной короны в газе возникает нагретая область с пониженной плотностью газа – тепловая каверна. Процессы распада тепловой каверны хорошо изучены для искрового разряда [4] и лазерной искры [5]. Показано, что газодинамика тепловой каверны искры определяется суперпозицией формирования крупномасштабных вихрей на электродах и изгибах канала за счет бароклинических эффектов и генерации мелкомасштабной турбулентности в результате неустойчивости Рихтмайера-Мешкова [4]. Для высокочастотного коронного разряда детальные исследования динамики разряда и тепловой каверны проведены в данной работе.

Распространение разряда исследовалось в сухом воздухе и метано-воздушных смесях при давлениях от 1 до 4 атм и комнатной температуре. Разряд питался радиоимпульсами напряжения длительностью 0.2-3 мс с несущей частотой 850 кГц и амплитудой до 10-20 кВ. Характерная мощность, рассеиваемая в разряде, составляла 20-100 Вт. Показано, что распространение каналов разряда происходит в течение 50 мкс от начала пробоя, при этом температура в разряде уже в первые 500 мкс превышает 1500 К.

Изгиб каналов разряда на стадии распространения, по-видимому, происходит в результате влияния объемного заряда и других разрядных каналов. Форма канала, приобретенная на стадии распространения, определяет дальнейший его изгиб на временах более 100 мкс. Для достаточно длинных каналов также наблюдается развитие мелкомасштабной

неустойчивости с длиной волны порядка нескольких диаметров разрядной каверны, обусловленной неустойчивостью Рихтмайера – Мешкова. Показано, что увеличение длительности радиоимпульса не только не стабилизирует канал, но и приводит к дальнейшему развитию возмущений на большей длине волны, что существенно отличает динамику тепловой каверны ВЧКР от случая одиночного подвода энергии в микросекундной и субмикросекундной искре. Предположительно, дополнительный рост неустойчивости связан с периодическим импульсным нагревом газа при прохождении по каналу волн ионизации.

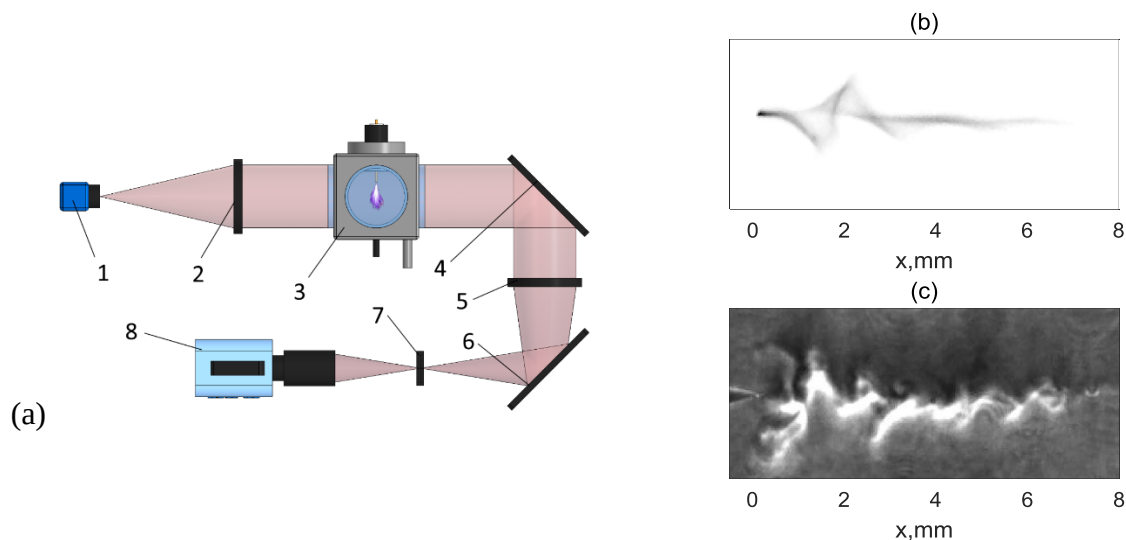


Рисунок 1. (а) Схема экспериментальной установки. (b) . Интегральная фотография разряда за 500 мкс (яркость инвертирована) (с) Теневая картина течения в момент времени 300 мкс от начала импульса. $P = 2$ атм, $U = 18$ кВ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 24-29-00791.

1. F. Auzas, P. Tardiveau, V. Puech, M. Makarov, and A. Agneray, "Heating effects of a non-equilibrium RF corona discharge in atmospheric air," J. Phys. D. Appl. Phys., vol. 43, no. 49, 2010, doi: 10.1088/0022-3727/43/49/495204.
2. М. А. Аронов and В. П. Ларионов, Электрическая изоляция высокочастотных установок высокого напряжения (in Rus.). Москва: АО "Знак," 1994.
3. F. Auzas, M. Makarov, and G. V. Naidis, "Modelling of pulsed RF corona discharges in high-pressure air," J. Phys. D. Appl. Phys., vol. 45, no. 13, 2012, doi: 10.1088/0022-3727/45/13/135202.
4. М. А. Шурупов, С. Б. Леонов, А. А. Фирсов, Д. А. Яранцев, and Ю. И. Исаенков, "Газодинамические Неустойчивости При Распаде Канала Субмикросекундного Искрового Разряда," Теплофизика Высоких Температур, vol. 52, no. 2, pp. 186–197, 2014, doi: 10.7868/s0040364414010190.
5. М. Н. Morsy and S. H. Chung, "Numerical simulation of front lobe formation in laser-induced spark ignition of CH₄/air mixtures," Proc. Combust. Inst., vol. 29, no. 2, pp. 1613–1619, 2002, doi: 10.1016/s1540-7489(02)80198-5.

7.4 Влияние сверхзвукового потока на характеристики наносекундного поверхностного скользящего разряда

*И. В. Мурсенкова, А. С. Сазонов**

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

*s.sazonov@physics.msu.ru

Воздействие плазменных областей на пограничный слой, ударные волны, зоны отрыва исследуется с целью поиска методов управления потоками. Поверхностные разряды, включая скользящий разряд, позволяют воздействовать на высокоскоростные течения за счет быстрого нагрева и генерации возмущений [1-3]. Режим развития скользящего разряда зависит от параметров и пространственной структуры потока [3-5]. Целью работы было экспериментальное изучение влияния параметров сверхзвуковых потоков на характеристики наносекундного поверхностного скользящего разряда.

Экспериментальные исследования проводились на ударной трубе с разрядной камерой сечением 24×48 мм². Сверхзвуковые потоки воздуха генерировались за фронтом ударных волн с числами Маха 2.4–5.0 (числа Маха потока 1.2–1.7, плотность 0.01–0.31 кг/м³). В экспериментах разряд реализован как в однородных сверхзвуковых потоках, так и потоках с наклонными ударными волнами. Наклонная ударная волна формировалась при обтекании препятствия на нижней стенке разрядной камеры [3, 4]. На верхней стенке инициировался поверхностный скользящий разряд длительностью ~500 нс протяженностью 100 мм в направлении потока. При импульсном напряжении 25 кВ ток разряда ~1-2 кА. Через кварцевые стекла камеры регистрировалось свечение разряда, ток регистрировался при помощи специального шунта [3].

Исследования показали различия в характере свечения разряда при разных условиях (рис. 1). В неподвижном воздухе и в однородных сверхзвуковых потоках свечение достаточно однородно, в потоках прослеживается переход от ламинарного к турбулентному режиму течения в

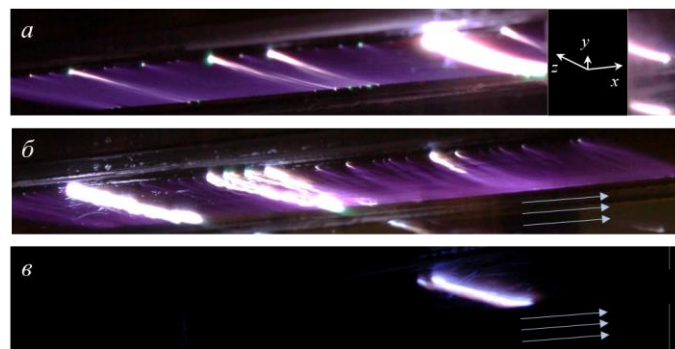


Рисунок 1. Свечение разряда в неподвижном воздухе (а), в однородном потоке с числом Маха 1.40 (б), в потоке с наклонной ударной волной (в) (число Маха потока 1.56). Плотность 0.10–0.12 кг/м³. Стрелками показано направление потоков.

пограничном слое (рис. 1 б, [5]). В неоднородных потоках с наклонными ударными волнами свечение концентрируется в узком канале, который формируется в области пониженной плотности газа (рис. 1 в, [3, 4]).

Ток разряда при всех условиях имеет колебательный характер (рис. 2 а, б). Для анализа осциллограмм тока использовалось Фурье-разложение (рис. 2 в, г). В неподвижном воздухе и однородных сверхзвуковых потоках амплитудно-частотные характеристики демонстрируют четкую зависимость от плотности среды: с её увеличением наблюдается уменьшение амплитуды основной гармоники (~ 5 МГц). В сверхзвуковых потоках выделяется дополнительная гармоника с частотой $\sim 7,3$ МГц. При всех условиях присутствует компонента с частотой $\sim 17,5$ МГц, что может быть связано с резонансными явлениями в электрической цепи разряда.

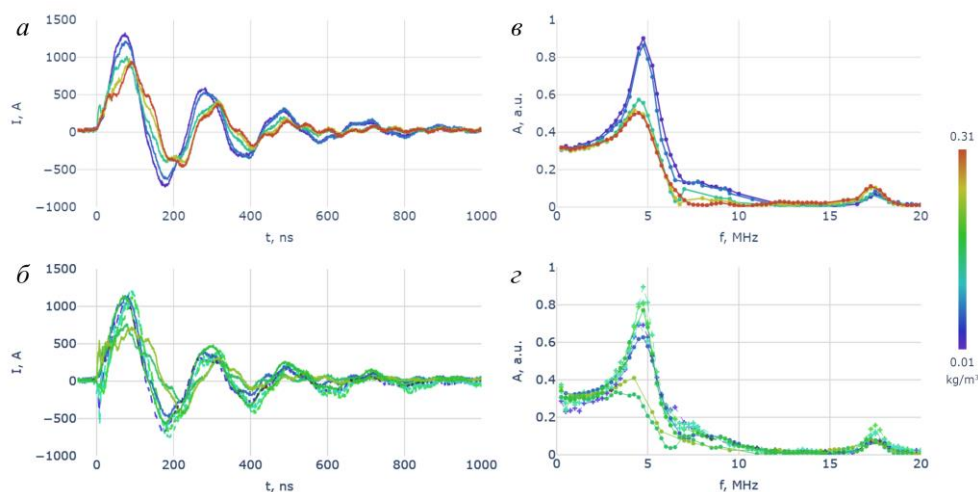


Рисунок 2. Осциллограммы тока скользящего разряда в неподвижном воздухе (а) и в потоках (б), и соответствующие разложения по частотам (в, г). Пунктиром обозначены зависимости для потоков с наклонной ударной волной. Цветовая шкала привязана к плотности воздуха.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

1. Leonov S.B., Adamovich I.V., and Soloviev V.R. Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. Vol. 25. 063001.
2. Bayoda D., Benard N., Moreau E. Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118. 063301.
3. Mursenkova I.V., Ivanov I.E., Liao Yu, Kryukov I.A. Experimental and Numerical Investigation of a Surface Sliding Discharge in a Supersonic Flow with an Oblique Shock Wave // Energies, MDPI. 2022. Vol. 15. No 6. 2189
4. Мурсенкова И.В., Сазонов А.С., Ляо Ю., Иванов И.Э. Визуализация области взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем свечением наносекундного поверхностного скользящего разряда // Научная визуализация. 2019. Т. 11. № 3. С. 76-87.
5. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В. Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое при инициировании импульсного поверхностного разряда // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 15. С. 75-80.

7.5 Об ионизационных волнах, формирующих плазменную структуру коаксиального барьерного разряда в аргоне

Ю.С. Акишев^{1,2,3*}, С.А. Ермолаева³, М.А. Медведев^{1,3}, А.В. Петряков¹,
Е.А. Фефелова³

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

³НИЦЭМ им. М.Ф. Гамалеи, Москва, Россия

*ysakishev@triniti.ru

В настоящее время в литературе существует много работ посвященных исследованию ионизационной волны в форме «snake» (змейка). Однако, все эти работы исследовали распространение такой ионизационной волны стартуя с выхода газоразрядной трубки. В данной работе впервые прослежена динамика формирования ионизационной волны типа «snake» начиная от процессов ее формирования внутри разрядной зоны. Эксперименты проводились с использованием быстродействующей ICCD камеры. Коаксиальный барьерный разряд возбуждался следующими друг за другом цугами высокого напряжения, частота повторения которых аврировалась от 100 Гц до 20 кГц. Было обнаружено существенное различие в форме ионизационной волны в зависимости от частоты повторения цугов F. Змеевидные и прямые стримеры показаны на рисунках ниже для частоты повторения цугов $F = 100$ Гц и 20 кГц.

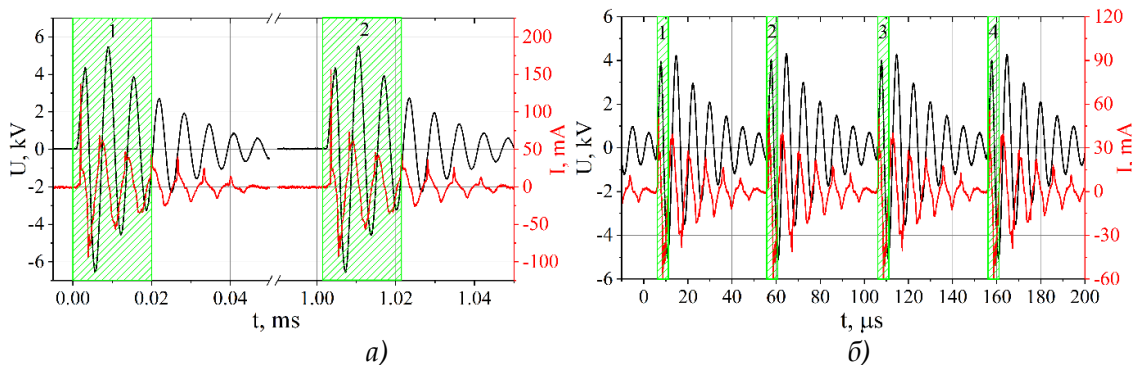


Рисунок 1. Осциллограммы цугов синусоидального напряжения и тока с частотой повторения: а) $F=1$ кГц; б) $F=20$ кГц.

Закключение.

1) Динамика структуры плазмы в коаксиальном барьерном разряде определяется развитием поверхностных ионизационных волн, распространение которых сопровождается осаждением поверхностного заряда на стенке трубки.

2) Ток проводимости поверхностных ионизационных волн переносится через стенку трубки током смещения.

3) В зоне разряда возникают два типа поверхностных ионизационных волн: диффузные и контрагированные. Диффузные волны распространяются как в прямом направлении, т. е. от высоковольтной иглы к выходу трубки, так и в обратном направлении. Распространение контрагированных волн существенно поддерживается электрическим током диффузных волн.

4) Уравнение, описывающее движение диффузных волн, имеет вид уравнения диффузии для потенциала.

5) Плазменная струя состоит из яркой контрагированной плазменной нити, окруженной диффузной слабо светящейся плазмой. При низкой частоте цугов плазменная нить имеет змеевидную форму. При высокой частоте цугов плазменная нить имеет прямолинейную форму.

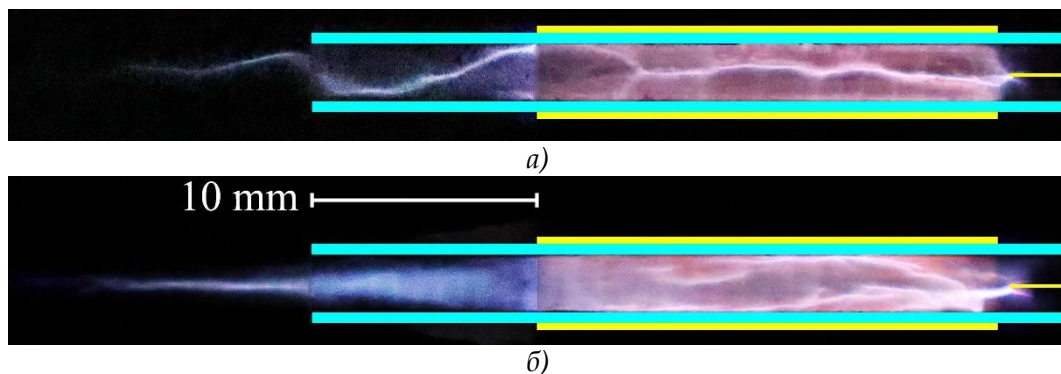


Рисунок 2. Изображения плазменной структуры в кварцевой трубке и вне её. При малом времени экспозиции, слабое свечение плазма джета не проявляется. Поток газа направлен справа на лево. а) $F = 100$ Гц. б) $F = 20$ кГц.

Благодарность. Работа подддержана Российским Научным Фондом (грант № 24-45-20006).

7.6 Особенности моделирования поверхностного барьерного разряда при отрицательной полярности электрода

Соловьев В.Р.

Московский физико-технический институт, Московская область,
Долгопрудный, Россия
vic_sol@mail.ru

Новой страницей в физике поверхностного барьерного разряда (ПБР) стало открытие в работе [1] и дальнейшее экспериментальное исследование в работах [2-5] явления филаментации наносекундного ПБР в азоте и воздухе, когда разряд возбуждался импульсом напряжения порядка 10нс при повышенных как плотностях газа (давление 3-8атм), так и напряжениях источника питания (30-100кВ). Суть явления заключается в том, что за времена порядка 1нс хорошо известная квази-однородная стримерная форма разряда

преобразуется в набор отдельно развивающихся нитей (филаментов) с резко повышенной светимостью и плотностью плазмы, приближающейся к локальному термодинамическому равновесию [4,5].

В работе [6] было показано, что эффект резкой смены формы развития наносекундного ПБР в азоте и воздухе при положительной полярности напряжения может быть вызван развитием ионизации в зазоре между нижней границей стримера и поверхностью диэлектрика. В этом случае на фоне распада исходного стримера в приповерхностном слое образуется новое плазменное образование в виде тонкой приповерхностной нити, филамента, с концентрацией плазмы на 2-3 порядка превышающей ее исходную концентрацию в стримере, что качественно согласуется с экспериментальными наблюдениями. Важно, что для образования этого филамента есть и источник энергии, — это высокое электрическое поле, характерное для зазора между стримером и поверхностью диэлектрика.

В работах [7,8] была проверена работоспособность этого механизма в случае импульса напряжения отрицательной полярности. В отличие от положительного стримера, где толщина приповерхностного слоя с высоким полем составляет, приблизительно, 30 длин ионизации λ_i [9], в случае отрицательной полярности напряжения разряд стелется по поверхности диэлектрика безо всякого зазора, но область высокого приповерхностного поля тоже существует, толщина ее на порядок меньше и составляет несколько λ_i [10].

Оказалось, что в случае отрицательной полярности электрода аналогично случаю с положительным стримером также возможно возникновение приповерхностного слоя плазмы высокой плотности [7]. Однако, полученный результат трудно было считать надежным, поскольку из-за крайне высоких градиентов плотности электронов и электрического поля в узком, порядка λ_i , приповерхностном слое приближение локального поля, использовавшееся в работах [6, 7], становилось не применимым. Поэтому в работе [8] был выполнен переход к моделированию ПБР в приближении локальной энергии и проведено сравнение результатов применения приближений локального поля (LFA) и локальной энергии (LEA) для случая отрицательной полярности импульса напряжения. Оказалось, что в случае атмосферного давления и относительно невысоких амплитуд импульса напряжения (<10кВ) оба метода давали близкие результаты по моделированию развития ПБР. Однако с повышением давления газа до батм и амплитуды импульса напряжения выше 15кВ выполнение расчетов в LEA оказалось практически невозможным из-за резкого уменьшения шага по времени.

Данная работа посвящена анализу приближения локальной энергии LEA при численном моделировании развития ПБР в азоте и воздухе в случае ступенчатого импульса напряжения отрицательной полярности. Показано, что результат моделирования чувствителен к расчету набора энергии электроном в электрическом поле. Величины приведенных электрических полей E/N в приповерхностном слое плазмы с ростом амплитуды импульса напряжения нарастают и могут значительно превышать те значения, при которых справедливо обычно используемое двухчленное приближение для функции распределения электронов по энергиям (BOLZIG+). Соответственно,

использование получаемых в этом приближении констант скорости неупругих процессов и величины подвижности электрона становится далеким от реальности и может приводить к неверным результатам (Рис.1). Выполнены общезначимые оценки изменения транспортной частоты электронов и константы скорости ионизации при $E/N > 1000 \text{ Тд}$. Обсуждается их влияние на характер развития разряда.

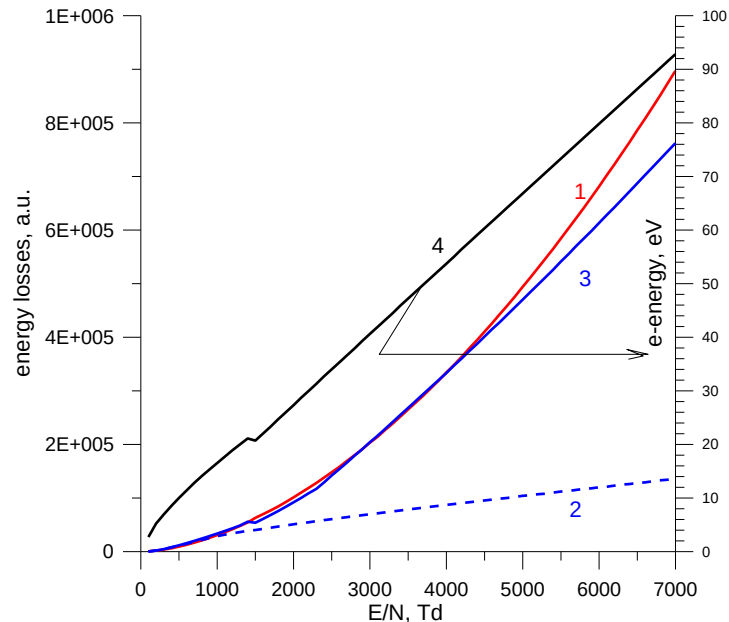


Рисунок 1. Зависимость набора и потерь энергии электроном от E/N ; 1 – набор энергии, 2 – потери энергии по программе BOLSIG+; 3 – потери энергии после корректировки константы ионизации; 4 – средняя энергия электрона по BOLSIG+.

1. Stepanyan S.A., Starikovskiy A.Yu., Popov N.A., Starikovskaia S.M. 2014 PSST **23** 045003.
2. Shcherbanev S. A., Ding Ch., Starikovskaia S. M., Popov N. A. 2019 PSST **28** 065013.
3. Ding Ch., Khomenko A.Yu., Shcherbanev S.A., Starikovskaia S.M. 2019 PSST **28** 085005.
4. Shcherbanev S.A, Popov N.A, Starikovskaia S.M. 2017 Combustion and Flame **176** 272.
5. Ding Ch, Jean A, Popov N.A, Starikovskaia S.M. 2022 PSST **31** 045013.
6. Soloviev V.R 2022 Plasma Physics Report **48** 669.
7. Solov'ev V R, Lisitsyn D A, Karavaeva N I 2024 Plasma Phys. Reports **50** 133
8. Solov'ev V R, Lisitsyn D A, Karavaeva N I 2024 Plasma Phys. Reports **50** 270.
9. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 927. P.012059.
10. Soloviev V.R. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1698. P.012026.

8.1 Полевая и термоэлектронная эмиссия с вольфрамовых катодов

Н.Ю. Бабаева, Г.В. Найдис, Д.В. Терешонок*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

**nybabaeva@gmail.com*

Теоретические и экспериментальные исследования продемонстрировали необходимость детального изучения роли полевой и термоэлектронной эмиссии с холодных и горячих катодов при электрическом пробое [2-3].

В данной работе, с использованием кода PDPSIM [1], промоделирована эмиссия катодов из металлов с разной работой выхода. Электрическое поле на поверхности металла должно достигать 1-10 МВ/см, чтобы обеспечить значительный ток при полевой эмиссии. Гладкие катоды, для приложенных напряжений до 35 кВ, создают электрические поля около 400 кВ/см, что недостаточно для получения значительного тока полевой эмиссии. Хотя электроды обычно изготавливаются из вольфрама (работа выхода 4,5 эВ), их часто легируют оксидом тория (0,7–3,0%), который имеет работу выхода 2,5 эВ [3].

Легирующие часто создают внутри вольфрама островки материала с низкой работой выхода, что дополнительно способствует полевой эмиссии. Через несколько часов работы электроды становятся шероховатыми. Мы исследовали зависимость напряжения пробоя от работы выхода при использовании вольфрамовых электродов. При этом катод имел шероховатую поверхность с зазубринами. Катод в первом случае был из чистого вольфрама с работой выхода 4,6 эВ. Катод во втором случае имел островки тория с работой выхода 2,5 эВ. Для создания существенной полевой эмиссии (приложенное напряжение 20 кВ) в первом случае необходимо усиление электрического поля в 75 раз, в то время как для создания существенной полевой эмиссии во втором случае необходимо усиление электрического поля в 60 раз. Мы также продемонстрировали, что по мере повышения температуры электродов пороговое напряжение для получения значительной затравочной электронной плотности уменьшалось.

1. N. Yu. Babaeva, Ch. Zhang, J. Qiu, X. Hou, V. F. Tarasenko, T. Shao, "The role of fast electrons in diffuse discharge formation: Monte Carlo simulation," Plasma Sources Sci. Technol., 2017, v.26, p. 085008
2. V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, A. N. Panchenko and D. A. Sorokin, "Thin Luminous Tracks of Particles Released from Electrodes with a Small Radius of Curvature in Pulsed Nanosecond Discharges in A/ir and Argon," Surfaces, 2023, vol 6, Iss. 2, pp. 214–226.
3. P. Flesch. "High-Intensity Discharge Lamps: Light and Light Sources" (Berlin: Springer). 2006.

8.2 Условия стабилизации конвективного факела непрерывного оптического разряда

В.Н. Андросенко, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, М.В. Торчик,
А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*androsenko@ipmnet.ru

Непрерывный оптический разряд (НОР) – способ поддерживать плотную плазму вблизи фокальной перетяжки лазерного луча [1,2]. Он находит множество применений, и имеет большое значение для микроэлектронной промышленности, например, как источник широкополосного излучения высокой спектральной яркости для инспекции результатов литографического процесса при производстве микросхем. При таких применениях особенно важна стабильность излучения плазмы НОР. Плазма НОР образует вокруг себя конвективный факел горячего газа, стремительно поднимающийся вверх, и пульсирующий с частотой несколько десятков герц. С такой же частотой пульсируют характеристики плазмы [3].

Обнаружен эффект подавления пульсаций конвективного факела НОР, поддерживаемого в сфокусированном лазерном луче ($\lambda = 1.08$ мкм) в кварцевых колбах с ксеноном высокого давления в зазоре между стержневыми электродами иницилирующего дугового разряда. Возникает стабилизация факела при повышении мощности лазерного излучения до порогового уровня. Этот уровень зависит от межэлектродного расстояния лампы [4]. Процесс стабилизации наблюдался методом скоростной теневой съёмки (Рис. 1).

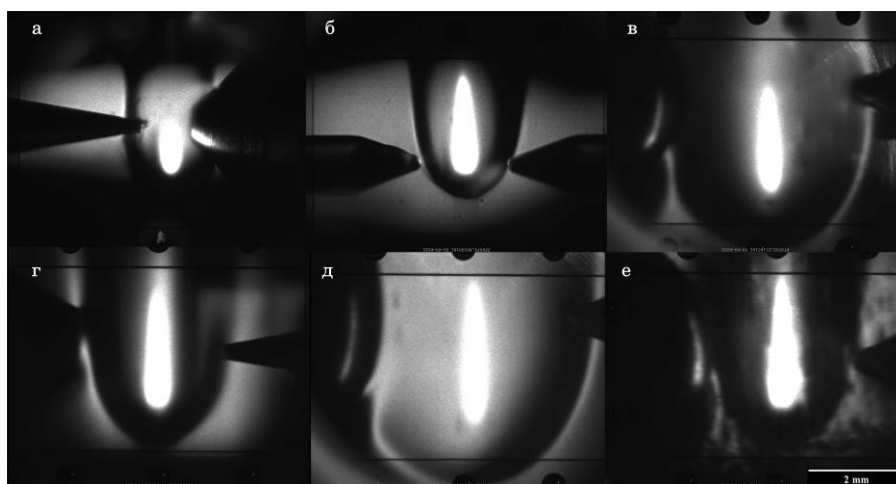


Рисунок 1. Теневые фотографии стабилизированного конвективного факела НОР в различных лампах: а) OSRAM XBO 100W OFR (52 Вт), б) специальная лампа (128 Вт), в) ДКсШ-500 (190 Вт), г) Osram XBO 150 W/1 (190 Вт), д) ДКсЭл-1000 (238 Вт), е) ДКсШ-200 (245 Вт). Размер каждого кадра 5.25х4.20 мм².

В программном пакете Ansys CFX [5] проведено трёхмерное численное моделирование процесса пульсации факела НОР при тех же условиях, что и в экспериментах. Проведены расчёты при заданной постоянной температуре электродов 500 °К, и при повышении её с шагом 50 °К до 1500 °К. В результате расчётов получены распределения плотности газа в течение 1 с. Обнаружено, что подавление колебаний факела НОР происходит при температуре электродов, заданной 1200 °К и выше. На рисунке 2 представлены распределения плотности вокруг НОР при температуре электродов 500 °К (а) и 1500 °К (б).

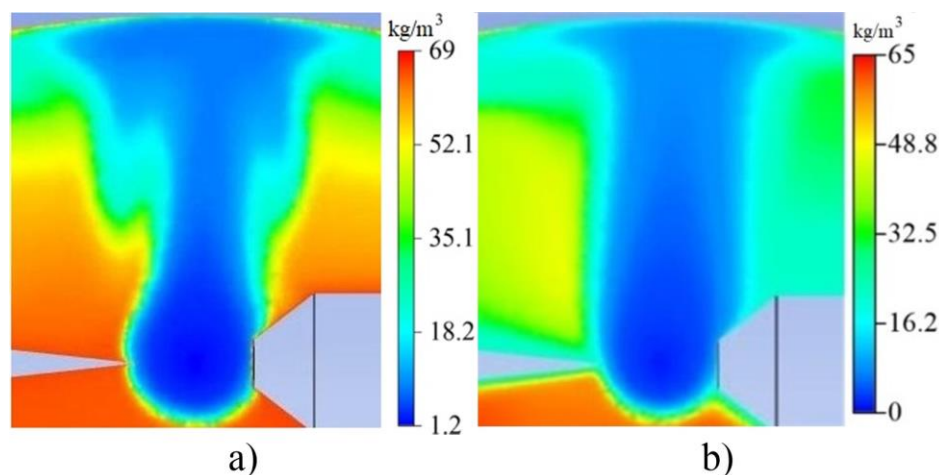


Рисунок 1. Распределение плотности а) при 500 °К на электродах, б) при 1200°К. Размер каждого кадра 8х9 мм². Справа показана шкала соответствия значений плотности условным цветам.

Расчёт показывает, что основным механизмом стабилизации конвективного факела НОР выступает термогравитационная конвекция от нагретых до определённой температуры электродов. Данная конвекция устраняет условия развития неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца благодаря уменьшению скорости сдвигового течения на границе холодного и горячего газа.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9) с использованием оборудования, полученного по программе обновления приборной базы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. Райзер Ю.П. О возможности создания светового плазмотрона и необходимой для этого мощности. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. В. 3. С. 195-199.
2. Генералов И.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. Непрерывно горящий оптический разряд // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т.11. В. 9. С. 447-449.
3. Kotov M. A., Lavrentyev S. Y., Shemyakin A. N., Solovyov N. G., Yakimov M. Yu. Oscillations of convective flow around a continuous optical discharge in high-pressure xenon // Plasma Sources Science and Technology. 2022. Vol. 31, 12. 124002.
4. Андросенко В.Н. Эффект пороговой мощности стабилизации конвективного факела непрерывного оптического разряда // Волны и вихри в сложных средах: 15-ая международная конференция – школа молодых ученых; 19 – 22 ноября 2024 г., Москва: Сборник материалов школы. – М.: ООО «ИСПОпринт», 2024. с. 13-16
5. ANSYS CFX <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-CFX> (Дата обращения 28.03.2025)

8.3 Применение поуровневого подхода к задаче релаксации воздуха после разряда постоянного тока

А.А. Шайхутдинова, М.Ю. Мельник, Е.В. Кустова*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*shaykhytdiniva@mail.ru

В настоящее время низкотемпературная плазма широко используется в промышленности, сельском хозяйстве и медицине. Поэтому моделирование происходящих в ней процессов является актуальной задачей. Для моделирования подобных сильнонеравновесных процессов часто используется поуровневый подход, особенностью которого является рассмотрение каждого колебательного состояния молекулы как отдельного сорта частиц.

В работе рассматривается релаксация пятикомпонентной воздушной смеси в трубке после разряда постоянного тока в условиях эксперимента [1]. Используется нульмерная система уравнений в поуровневом приближении [2], которая учитывает колебательные VT и VV-обмены, обменные химические реакции, реакции с участием электронно-возбужденных частиц и процессы с участием свободных электронов.

Данная задача уже рассматривалась в работе [3], однако в ней не в полной мере учитывается колебательная неравновесность процессов и используются более простые модели для описания колебательной релаксации и обменных реакций. Было проведено сравнение полученной кинетической схемы, будем называть ее универсальной, и схемы из работы [3] с экспериментальными значениями (рисунок 1). На рисунке 1 справа показано отклонение профилей температуры газа от кривой аппроксимации экспериментальных данных. Универсальная кинетическая схема лучше согласуется с экспериментом.

Большое количество учитываемых процессов и использование подробных моделей их описания значительно замедляет численные расчеты, поэтому были предприняты попытки сокращения кинетической схемы. Главной характеристикой значимости процесса было выбрано его влияние на температуру газа, поскольку имеются ее экспериментальные значения [1]. Оказалось, что VT-обмены почти не влияют на температуру газа. Также процессы со свободными электронами мало меняют профиль температуры газа. Исключив все незначимые процессы, мы получили наиболее простую, но достаточно точную кинетическую схему, в которую вошли следующие процессы: колебательные VV-обмены, реакции рекомбинации на стенке и реакции Зельдовича.

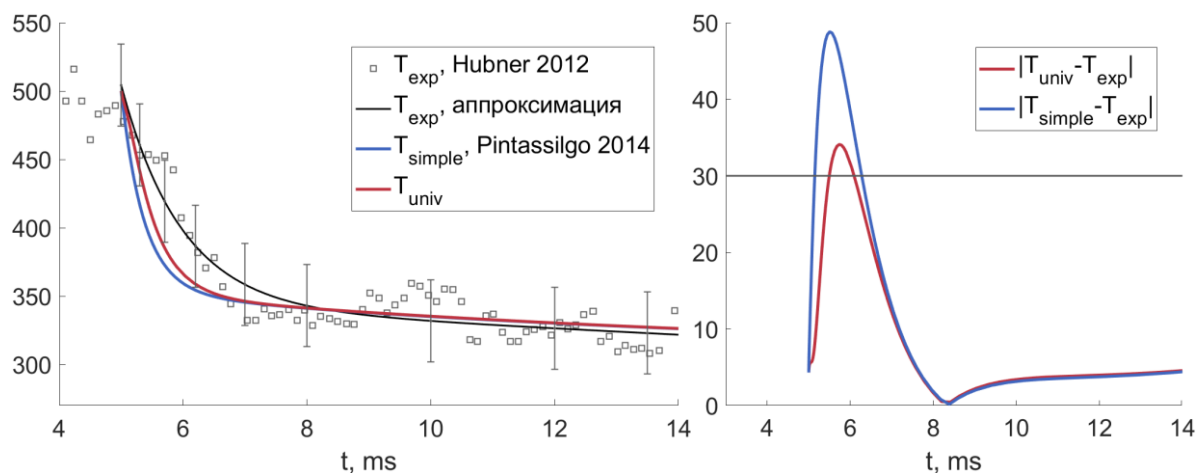


Рисунок 1. Слева график температуры газа, справа график отклонения температуры газа от кривой аппроксимации ее экспериментальных значений.

Кроме того, для значимых процессов были рассмотрены разные модели описания. При использовании модели ГНО [4] для описания VV-обменов температура газа получается ближе к эксперименту, чем в случае использования модели SSH [5]. Замена более простой модели описания реакций Зельдовича из работы [3] на модель [6] также приближает профиль температуры к экспериментальному.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00241).

1. Hübner M., Marinov D., Guaitella O., Rousseau A., Röpcke J. On time resolved gas temperature measurements in a pulsed dc plasma using quantum cascade laser absorption spectroscopy // Measurement Science and Technology. 2012. Vol. 23, No. 11. P. 115602.
2. Нагнибеда Е.А., Кустова Е.В. Кинетическая теория процессов переноса и релаксации в потоках неравновесных реагирующих газов. СПб.: Издательство С.-Петербургского университета, 2003.
3. Pintassilgo C.D., Guerra V., Guaitella O., Rousseau A. Study of gas heating mechanisms in millisecond pulsed discharges and afterglows in air at low pressures // Plasma Sources Science and Technology. 2014. Vol. 23. P. 025006.
4. Adamovich I., Macheret S., Rich J., Treanor C. Vibrational energy transfer rates using a forced harmonic oscillator model // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. 1998. Vol. 12. P. 57–65.
6. Schwartz R., Slawsky Z., Herzfeld K. Calculation of vibrational relaxation times in gases // Journal of Chemical Physics. 1952. Vol. 20, No. 10. P. 1591–1599.
7. Savelev2021. Kustova E., Savelev A. Generalized model for state-resolved chemical reaction rate coefficients in high-temperature air // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 1959. P. 012033.

9.1 Применение частиц графена, синтезированных в плазме: многофункциональные и ультрачувствительные сенсоры

А.И. Иванов^{1*}, И.В. Антонова^{1,2}, М.Б. Шавелкина³

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

³ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
*aiivanov@isp.nsc.ru

Слои на основе графена, по сравнению с другими углеродными наноматериалами обладают такими преимуществами как высокая электропроводность и большая величина удельной поверхности. Благодаря уникальной структуре и возможности модификации поверхности, графен и его трехмерные (3D) аналоги (композитные материалы) привлекают к себе большой интерес исследователей как с точки зрения создания молекулярных сенсоров, так и с точки зрения понимания протекающих процессов. В частности, графен перспективен для приложений по обнаружению газов или анализу биологических жидкостей.

Частицы графена, синтезированные в плазме при 350 Торр, отличаются уникально узким разбросом по толщине (2-5 монослоев) и латеральным размерам частиц (100-200 нм) [1]. Не существует других методов получения частиц графена с такими близкими параметрами.

В данной работе представлены слои с контролируемой структурой на основе графеновых чешуек, синтезированных в плазме, для создания систем ультрачувствительных сенсоров пота, паров, или растворов. С использованием технологии 2D печати показана возможность создания неинвазивных сенсоров глюкозы, дыхания, касания [2, 3]. Результатом взаимодействия тестируемых соединений с поверхностью сенсора является изменение величины тока через структуру, например при закреплении сенсора на запястье испытуемого. Например, изменение проводимости сенсора в этом случае пропорционально содержанию глюкозы в поту.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 25-19-20035.

1. M. B. Shavelkina, I. V. Antonova, A. I. Ivanov, N. A. Nebogatikova, and R. A. Soots, Decoraton of Graphene in Plasma Jets of a DC Plasma Torch for 2D Printing, High Energy Chemistry, 2023, 57, Suppl. 1, S200-S203.
2. Antonova I.V., Ivanov A.I., Shavelkina M.B., Poteryayev D.A., Buzmakova A.A., Soots, R.A. Physical Chemistry Chemical Physics, 2024, 26(9), 7844-7854.
3. Antonova I.V., Poteryayev D.A., Ivanov A.I., Nebogatikova N.A., Shavelkina M.B. Physical Chemistry Chemical Physics, 2024, 26(6), 5489-5498.

9.2 Струя холодной атмосферной плазмы с оптимальным режимом и наночастицы золота с антителами к Tyrp1 успешно подавляют рост опухоли *in vivo*

И. Швейгерт, М. Бирюков, А. Полякова, Н. Крячкова,
О. Коваль, Е. Горбунова, Д. Закревский, Е. Милахина, П. Гугин*

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича,
СО РАН, Новосибирск, Россия

*ischweig@itam.nsc.ru

Струя холодной атмосферной плазмы (ХПС) может быть эффективным инструментом для лечения опухолей. Ранее мы показали, что обработка ХПС избирательно уничтожает опухолевые клетки, не подавляя здоровые при определенных параметрах генерации ХПС и длительности воздействия. Эта избирательность объясняется различиями в способности опухолевых и здоровых клеток преодолевать окислительный стресс и связана с генерируемыми ХПС реактивными видами кислорода и азота. Мы также показали, что золотые наночастицы (ЗНЧ) усиливают цитотоксический эффект ХПС против различных раковых клеток *in vitro*. Для усиления противоопухолевого эффекта ХПС *in vivo* мы предложили применять наночастицы золота, несущие молекулы-мишени для опухолевых клеток. В данном исследовании в качестве модели опухоли использовались клетки мышинной меланомы B16, экспрессирующие белок (Tyrp1). Сначала мы определили режим работы плазменной струи для эффективного ингибирования роста подкожно подсаженной опухоли B16. Затем были синтезированы конъюгаты ЗНЧ с антителами к Tyrp1 (ЗНЧ -Tyrp1) и протестирована их активность против клеток B16 *in vitro*. Мы показали, что свободные антитела к Tyrp1, так и конъюгаты ЗНЧ -Tyrp1 не оказывали цитотоксического действия на клетки без воздействия ХПС. Мышам, несущим B16, вводили в опухоли ЗНЧ -Tyrp1 (35 мкг/мышь) и свободные ЗНЧ, а затем однократно подвергали воздействию ХПС. Мы показали, что только введение в опухоль ЗНЧ с целевой молекулой с последующей обработкой ХПС вызывали ингибирование роста опухоли. Таким образом, использование ЗНЧ со специфическими для раковых клеток антителами усиливает противоопухолевый эффект ХПС.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант № 25-79-30031.

9.3 Трансзвуковая плазменная система очистки воды

**Ю.П. Скакунов¹, А.Ю. Скакунов¹, М.Б. Шавелкина^{2*},
Е.Ю. Евреинов³**

¹ООО ТПС, Москва, Россия

²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

³ Институт нефтехимического синтеза РАН им. А.В. Топчиева, Москва, Россия

*mshavelkina@gmail.com

Цель работы заключалась в исследовании эффективности применения трансзвуковой плазменной системы для обработки воды до биологически чистой. В основе метода лежит формирование высокоскоростного двухфазного потока с двойным переходом через звуковой барьер с генерацией плазмы в зоне сверхзвукового потока (рис.1). Формирование сверхзвукового потока происходит за счет образования двухфазной газожидкостной смеси. Переход к дозвуковому однофазному режиму течения сопровождается резким торможением потока, скачкообразным увеличением его статического давления и локальной генерацией: ультразвукового поля; электромагнитного поля; электростатического поля и т.д.

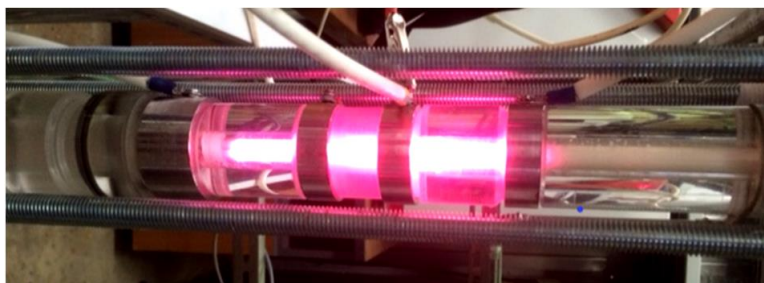


Рисунок 1. Процесс обработки воды.

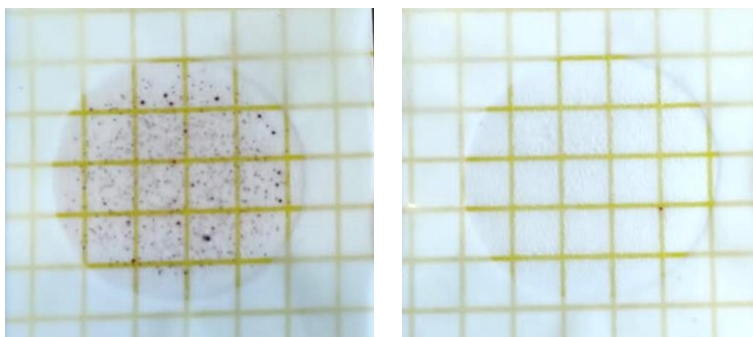


Рисунок 2. Речная вода до и после обработки.

Эксперименты с водой проводились сразу после забора из реки, с выдержкой и развитием культур в кубовом баке при температуре 15-22 °С в течение двух недель и месяца после забора. Для анализа воды были использованы пять показателей в соответствии с МУК 4.2.1018-01. После обработки все тестируемые образцы отвечали показателям качества “питьевая вода” (рис.2).

9.4 Электродуговой синтез композитных наночастиц

Д.В. Смовж *, О.А. Нерушев, М.С. Скирда

ИТ СО РАН, Новосибирск, Россия

*+79139219555, smovzh@itp.nsc.ru

Спектр существующих и перспективных применений наночастиц в катализе, биологии и медицине чрезвычайно широк. В настоящий момент магнитные наночастицы активно применяются для усиления сигналов в магнитно-резонансной спектроскопии, транспортировки лекарственных средств в живых организмах, обеззараживания различных биоактивных сред и продуктов питания. Свойства подобных наночастиц определяются их стехиометрическим, фазовым составом и формой. Задача контроля данных параметров является ключевой в развитии технологий получения и увеличения эффективности наночастиц для различных приложений. В литературе апробировано большое количество химических и физических методов синтеза наночастиц. Химические, растворные методы – самый широкий класс существующих методов, позволяющий получать наночастицы с узкой функцией распределения по размеру. Методы растворной химии, как правило, не позволяют варьировать диаметр наночастиц в широких пределах, отличаются многостадийностью процессов, особенно при синтезе наночастиц ядро-оболочка. В продуктах реакции химических методов всегда присутствуют следы промежуточных, зачастую агрессивных, веществ, что может существенно сказываться на функциональных свойствах наночастицы и ее биосовместимости. Физические методы лишены данных недостатков, но обеспечение селективного синтеза наноматериалов в физических процессах – задача более комплексная и трудоемкая. В большинстве физических технологий синтеза вещество проходит через различные агрегатные состояния (пар, жидкость, твердое тело, плазма) и на продукты реакции влияет, и реакционный путь, по которому идет формирование наночастицы и динамика фазовых превращений, определяемая скоростью изменения внешних условий. Высокая энергоемкость физических процессов окупается наличием дополнительных степеней свободы, позволяющих варьировать свойства получаемых наночастиц. Дуговой разряд – широко апробированная методика, позволяющая получать различные наноматериалы. Продуктами электродугового распыления могут являться все аллотропные модификации углерода, наночастицы металлов и их оксидов и любые комбинации перечисленных выше веществ. Свойства наночастиц и нанокомпозитов зависят не только от параметров синтеза, но и от последующей обработки либо выдержки в различных атмосферах. Графитовая дуга позволяет получать

наночастицы, инкапсулированные в аморфную углеродную матрицу, либо наночастицы покрытые графеновыми слоями, что обеспечивает стабильность свойств материалов при длительном хранении.

В работе представлены результаты электродугового синтеза наночастиц составов Fe-Mn-C, Fe-Co-Mn-Zn-C, Fe-Cu-Ti-Mn-C. Исследованы структурные параметры и магнитные свойства синтезированных композитов, проведен анализ фазовых и структурных превращений при термической обработке материалов в воздушной среде и в водороде. Синтез проводился при давлении 3 и 50 тор, температура отжига изменялась от 100 до 1000 °С.

Показано, что при отжиге электродуговых композитных материалов на первой стадии формируются оксидные наночастицы смешанного состава, при температурах отжига более 600 °С происходит формирование монокомпонентных окислов металлов. При отжиге в среде водорода происходит частичное удаление углеродной матрицы и восстановление наночастиц до чистых металлов, с последующим их спеканием в крупные агломераты. Магнитные и каталитические свойства полученных наноконплексов зависят от их состава и температуры отжига и могут иметь экстремумы в узком диапазоне температур отжига. Эффективность синтезированных наночастиц для разложения органических веществ апробирована на реакции фотокаталитического разложения метилена синего [1-3].

1. Kichatov B. et al. Micromotors Mn₃O₄@ Fe₂O₃@ CoO@ ZnO@ graphite for enhanced photocatalytic degradation of dyes // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. – 2025. – Т. 709. – С. 136100.
2. Kichatov B. et al. The role of self-diffusiophoresis and reactive force during the propulsion of manganese-based catalytic micromotors // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2024. – Т. 26. – №. 3. – С. 1612-1615.
3. Kichatov B. et al. Magnetic Manganese- Based Micromotors MnFe₂O₄@ Fe₃O₄/graphite and Mn₂O₃@ Fe₂O₃@ Fe₃O₄/graphite for Organic Pollutant Degradation // Advanced Sustainable Systems. – 2023. – Т. 7. – №. 12. – С. 2300288.

9.5 Низкотемпературная плазмохимическая конверсия водо-мазутной эмульсии

Д.А. Широков*, Е.Ю. Титов, Д.Ю. Титов

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева,
Нижний Новгород, Россия

*dima.shirokov.99@mail.ru

Тяжелая нефть является перспективным источником получения ценных продуктов современной нефтехимической промышленности в условиях сокращения запасов традиционных углеводородных ресурсов. Трудноизвлекаемые запасы нефти в РФ возрастают и к 2030 году это значение достигнет 80%. Основной проблемой освоения месторождений

нетрадиционных ресурсов является поиск экономически эффективных технологий добычи и переработки высоковязкого сырья. Использование низкотемпературной плазмы позволит эффективно перерабатывать тяжелое углеводородное сырье с получением водорода, этилена и ацетилена.

Настоящая работа посвящена разработке технологии плазмохимической конверсии водо-мазутной эмульсии в условиях низких температур (80-120°C) и давления (1-2 атм.). Мазут с водой (1% масс.) смешивались с использованием ультразвукового диспергатора для создания устойчивой эмульсии. Процесс плазмохимической конверсии проводился на лабораторной установке, включающую плазмохимический реактор, систему управления и регулирования параметров электрических разрядов, источник постоянного тока, осциллограф, систему сбора и улавливания газообразных продуктов [1]. Процесс плазмохимической конверсии проводился при напряжении источника постоянного тока 700В и времени 100 минут. В процессе плазмохимической конверсии водо-мазутной эмульсии образовывались газообразные продукты: водород, ацетилен, этилен, метан и легкие углеводороды C₃-C₆. Жидкий кубовый остаток экстрагировали гексаном и фильтровали для выделения углеродных структур. Введение воды (1% масс.) в тяжелый нефтепродукт позволяет снизить выход твердых структур в кубовых остатках процесса плазмохимической конверсии водо-мазутной эмульсии с 22,9 до 17,0% масс. по сравнению с пиролизом мазута. ЯМР ¹H анализ жидких продуктов пиролиза водо-мазутной эмульсии свидетельствует о том, что при введении воды (1% масс.) доля протонов в ароматических углеводородах по сравнению с алифатическими (F_{HA}) снижается с 0,0613 до 0,0554 в отличие от плазмохимической конверсии мазута. При плазмохимической конверсии водо-мазутной эмульсии уменьшается доля протонов, которые присоединяются к

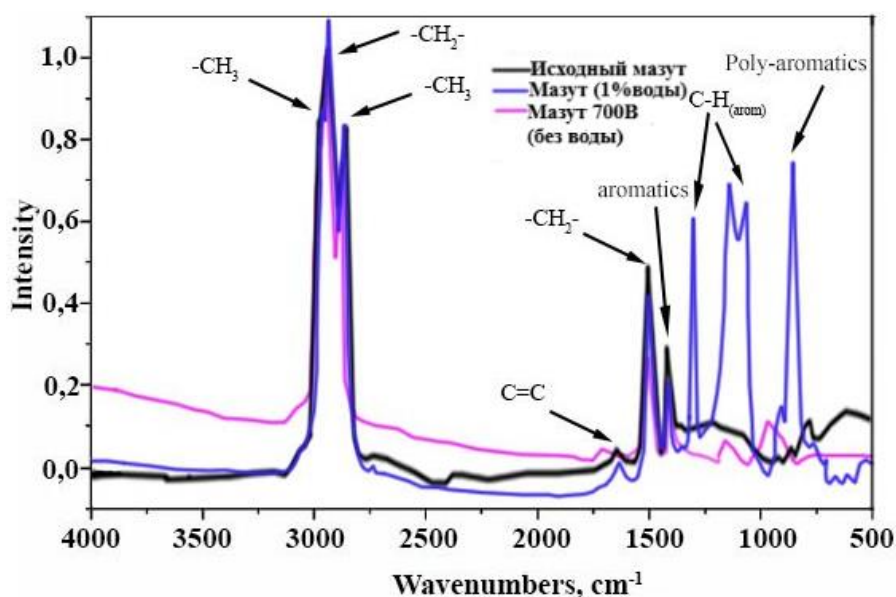


Рисунок 1. ИК-спектры мазута, жидких продуктов плазмохимической конверсии мазута без воды при 700В и жидких продуктов плазмохимической конверсии водо-мазутной эмульсии (1% масс.) при 700В.

ароматическим кольцам. Содержание триароматических (8,3-9,0 м.д.), диароматических (7,3-8,3 м.д.) углеводородов при плазмохимической конверсии водо-мазутной эмульсии значительно ниже, чем при переработке мазута без введения воды, что также подтверждается данными ИК-спектроскопии (рисунок 1) и снижением доли твердых продуктов.

Действие электрических разрядов на водо-мазутную (1%масс.) эмульсию приводит к разложению воды с образованием радикалов водорода, которые взаимодействуют с высокомолекулярными компонентами мазута с получением ценных продуктов нефтехимии. Внедрение метода плазмохимической конверсии водонефтяных эмульсий может привести к увеличению глубины переработки тяжелого углеводородного сырья.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда, грант № 24-23-00351, <https://rscf.ru/project/24-23-00351/>.

1. E.Y. Titov, I.V. Bodrikov, A.L. Vasiliev, Y.A. Kurskii, A.G. Ivanova, A.L. Golovin, D.A. Shirokov, D.Y. Titov, E.R. Bodrikova, *Energies* (16), 4017 (2023)

10.1 Динамика окислов азота и озона в электронно – пучковой плазме влажного воздуха

*В.Н. Бабичев, Д.В. Высоцкий, А.Н. Кириченко, А.А. Некрасов,
Н.И. Трушкин *, А.В. Филиппов, В.Е. Черковец*

Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»),

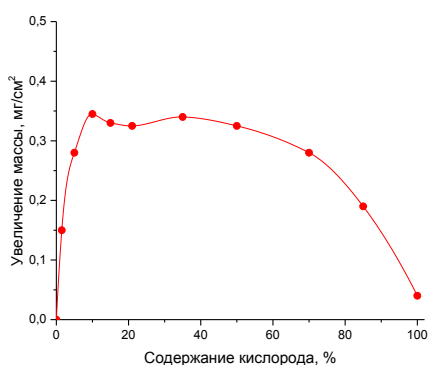
Москва, Троицк, Россия

*trushkin@triniti.ru

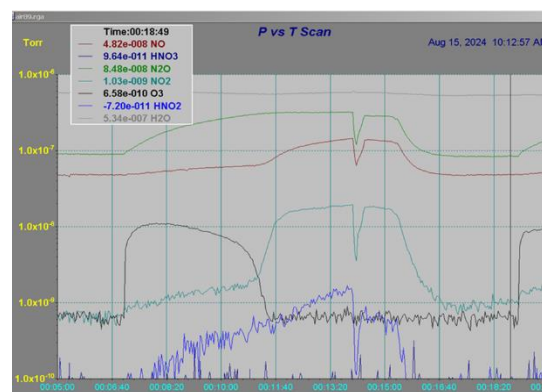
Влажный воздух как плазмообразующая газовая среда представляет значительный интерес с точки зрения решения многих практически важных задач, среди которых можно отметить фиксацию атмосферного азота, генерацию озона, очистку загрязненных газовых потоков и т.д. В последнее время к числу таких актуальных задач добавилась проблема финального захоронения высокоактивных радиоактивных отходов (ВРО), которые упаковываются в металлические контейнеры и опускаются в глубокие шахты. Главной проблемой такого способа захоронения ВРО является коррозия металлических стенок контейнеров, которая приводит к их разрушению и попаданию ВРО в окружающую среду. Активной коррозионной средой в этом случае является неравновесная низкотемпературная плазма, образующаяся внутри и снаружи контейнера в результате воздействия на газовую среду ионизирующего излучения продуктов распада радиоактивных отходов. Снаружи (а в некоторых случаях и внутри) контейнера плазмообразующей газовой средой является влажный воздух. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований скорости коррозии железа и состава долгоживущих плазмохимических продуктов в электронно-пучковой плазме в газовой смеси $O_2:N_2:H_2O$ при различном процентном содержании указанных компонентов и разной скорости ионизации газа быстрыми электронами Q_{ion} . Схема экспериментальной установки, на которой проводились исследования, ее параметры и возможности подробно описаны в [1].

На рисунке 1а представлены полученные экспериментальные данные по зависимости скорости коррозии железа от содержания кислорода (и, соответственно, азота) в плазмообразующей газовой смеси $O_2:N_2:H_2O$ при фиксированном содержании паров воды. Видно, что с ростом содержания кислорода скорость коррозии железа монотонно увеличивается, но при некоторой критической концентрации $[O_2]^*$, зависящей от величины относительной влажности RH и амплитуды тока пучка быстрых электронов, скорость коррозии замедляется и выходит на плато. Отсутствие зависимости скорости коррозии от $[O_2]$ (т.е. длительность плато на Рис.1) продолжается примерно до значения $[O_2] \approx 50\%$, после которого начинается плавное уменьшение скорости коррозии с ростом $[O_2]$. В “чистом” влажном кислороде ($[O_2] \approx 98\%$, $[N_2] = 0\%$, $[H_2O] \approx 2\%$) скорость коррозии примерно в 8 раз ниже,

чем в воздухе при $[O_2] = 21\%$ при том же уровне влажности. Спектр химически активных частиц, формирующих агрессивную коррозионную среду, в плазме влажного кислорода включает в себя короткоживущие атомы кислорода, водорода и гидроксильный радикал OH в основном и возбужденных состояниях и долгоживущие компоненты в виде озона и пероксида водорода. Во влажной газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ к короткоживущим продуктам радиолиза, помимо атомов H , O и гидроксильного радикала OH добавляются атомы N , а главными долгоживущими продуктами плазмохимических превращений становятся различные окислы азота, азотистая и азотная кислота, перекись водорода и озон. Сравнение составов активных компонент в плазмообразующих газовых смесях $O_2:H_2O$ и $N_2:O_2:H_2O$ показывает, что основной вклад в увеличение скорости коррозии железа в газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ по сравнению со смесью $O_2:H_2O$ вносят окислы азота, азотистая и азотная кислота. Кроме того, химический анализ продуктов коррозии показывает появление в их составе нитрата трехвалентного железа $Fe(NO_3)_3$ в газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$. В работе масс-спектрометрическим методом проведены измерения состава и установлена синхронная динамика окислов азота, озона, азотистой и азотной кислоты в электронно – пучковой плазме влажного воздуха. На рисунке 1б, для примера, приведен образец временной динамики концентраций нескольких выбранных плазмохимических продуктов (указаны в выделенном окне).



а

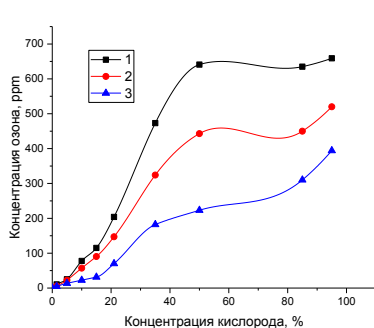


б

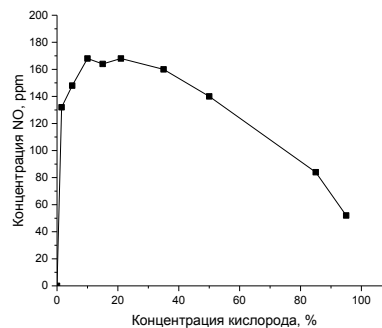
Рисунок 1. Зависимость скорости коррозии железа от содержания кислорода в плазмообразующей газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ (а) и пример масс-спектрограммы динамики некоторых плазмохимических продуктов. $I = 1.0$ мА, $RH = 87\%$; $T_e = 295$ К.

Обработка аналогичных масс – спектрограмм, полученных в различных экспериментальных условиях, позволила получить обширный набор экспериментальных данных по поведению концентраций различных долгоживущих плазмохимических продуктов и провести их сравнение с поведением скорости радиационной коррозии железа в идентичных условиях. На рис. 2, для примера, представлены некоторые экспериментальные данные по зависимости концентраций озона O_3 и оксида азота NO от содержания кислорода в газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$ (а, б) и от амплитуды тока пучка быстрых

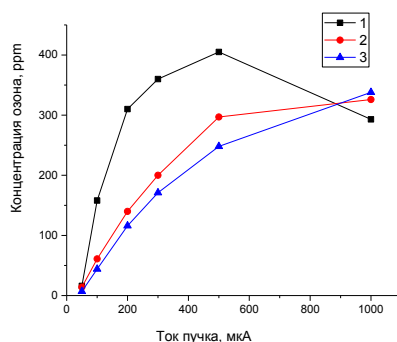
электронов в воздухе (в,г). Сравнение результатов, представленных на рис.1 и рис.2, показывает, что существует тесная корреляция в поведении скорости коррозии железа и концентрации оксида азота NO в зависимости от процентного содержания O_2 в плазмообразующей газовой смеси $N_2:O_2:H_2O$. В тоже время видно, что скорость коррозии железа и концентрация озона имеют разную зависимость от содержания O_2 в смеси.



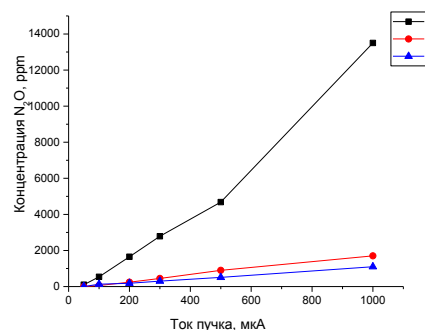
а



б



в



г

Рисунок 2. Зависимости концентраций O_3 (а, в) и NO (б, г), от содержания O_2 в смеси $N_2:O_2:H_2O$ (а, б) и от амплитуды тока пучка быстрых электронов в воздухе (в, г). Объемный поток газа: 1 - $3 \text{ см}^3/\text{с}$, 2 - $40 \text{ см}^3/\text{с}$, 3 - $80 \text{ см}^3/\text{с}$. $RH = 60\%$, $T_z = 295K$.

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 and V.E/ Cherkovets. Iron corrosion in the radiative plasma of moist air // Plasma Physics Reports, 2023, Vol. 49, No. 5, pp. 563–574.

10.2 Механизмы нарушения объёмного баланса молекул воды в отпаянном тлеющем разряде

А.В. Бернацкий¹, И.В. Кочетов^{1,2}, В.В. Лагунов¹, В.Н. Очкин^{1*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Троицк, Россия

*ochkinvn@lebedev.ru

В работе [1] обнаружено нарушение объёмного баланса молекул воды на стадии горения отпаянного тлеющего разряда в трубке в смесях He-O₂-H₂O при давлении несколько Торр на временах порядка сотни секунд. Нарушение объёмного баланса проявляется в увеличении концентрации молекул H₂O на стадии горения разряда. Рост концентрации молекул воды наблюдался так же, когда в исходной смеси отсутствовали пары воды. Для объяснения объёмного дисбаланса водорода в [1] была предложена гетерогенная реакция атомов кислорода, образующихся во время разряда, с молекулами воды, адсорбированными на поверхности. Результаты измерений, приведенные в [1], показали так же, что концентрация молекул O₂ падает во время разряда. В данной работе выполнен анализ возможных механизмов, приводящих к этим явлениям.

Определение концентраций молекул кислорода и воды осуществлялось методом диодной лазерной спектроскопии поглощения, для этого разработан новый спектрометр с внешним резонатором и двумя независимыми измерительными каналами, работающими одновременно, в областях спектра около 760 и 1390 нм [1]. Измерения концентрации кислорода проводились на колебательно-вращательных линиях электронного перехода X³Σ – b¹Σ, в роли аналитической выступала линия R₁₃R₁₃ с волновым числом 13151.35 см⁻¹. Для измерения концентрации водных паров использовался колебательно-вращательный переход (6₂ 4) – (6₂ 5) в колебательной полосе (000-101), волновое число 7178.45 см⁻¹. Чувствительность по концентрациям O₂ и H₂O составляет 10¹⁵ см⁻³ и 10¹⁴ см⁻³ соответственно.

Использовалась газоразрядная трубка из плавленого кварца с внутренним диаметром 20 мм и длиной 50 см. Трубка после вакуумирования заполнялась газовой смесью 0.5 мбар He, 1 ÷ 3 мбар O₂ и 0 ÷ 0.25 мбар H₂O. Разряд включался в момент времени 30 с и выключался в 150 с. Во время разряда ток поддерживался равным 35 мА. Измерения плотностей молекул воды и кислорода осуществлялось с интервалом 15 с.

В кинетическую схему включены реакции как в газовой фазе, так и гетерогенные процессы на стенках разрядной трубки [1]. Использовался пакет программ Chemical WorkBench (CWB 4.4.2411211501, www.kintech.ru) [2, 3]. В эксперименте балластный объем превышал объем области разряда в два раза, поэтому в расчетах использовалось приближение постоянного давления.

Причиной увеличения в объеме концентрации молекул H_2O и уменьшения O_2 могут быть следующие процессы и гетерогенные реакции:

1. Выделение водорода из металлических электродов при их нагреве в разряде.
2. $\text{O} + \text{H}_2\text{O}_{\text{Wall}} \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$.
3. $\text{O}(^1\text{D}) + \text{H}_2\text{O}_{\text{Wall}} \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$.
4. $\text{O} + \text{H}_2\text{O}_{\text{Wall}} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$.
5. $\text{O}(^1\text{D}) + \text{H}_2\text{O}_{\text{Wall}} \rightarrow \text{OH} + \text{OH}$.
6. $\text{O} + \text{M}_\text{S} \rightarrow \text{MO}_\text{S}$, где М – атомы металла на поверхности электродов.

Вероятности процессов 1 – 6 подбирались из условия наилучшего согласия измеренных и расчетных изменений концентраций H_2O и O_2 во времени. Каждый расчет проводился только с одним из процессов 1 – 5, включенных в кинетическую схему. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов, с подобранными таким образом вероятностями для процессов 1 – 6, представлены на Рис. 1а, б. Пунктирная линия соответствует расчету, когда процессы 1 – 6 не учитывались, и объемный баланс молекул H_2O и O_2 не нарушается. Резкое изменение плотностей в моменты включения и выключения разряда связано с уменьшением его плотности в результате его нагрева, диссоциации молекул (после включения разряда) и рекомбинации атомов (после выключения разряда). Расчеты продемонстрировали, что разные продукты реакций, соответствующие взаимодействию атомов О и электронно-возбужденным атомам $\text{O}(^1\text{D})$, незначительно влияют на концентрации H_2O и O_2 в объеме. Полученные значения концентраций H_2O и O_2 для механизмов с разными продуктами совпадают с графической точностью, поэтому на Рис 1а, б для процессов 2 и 4, и 3 и 5 это одни и те же сливающиеся линии. Видно, что наилучшим образом удастся описать экспериментальные данные с использованием реакции 2 или 4.

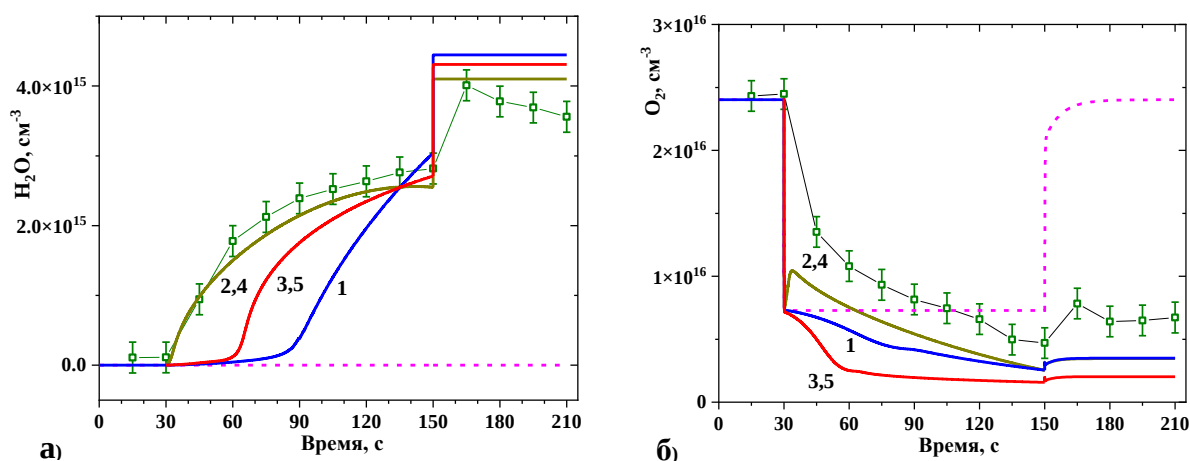


Рисунок. 1. Сопоставление измеренных (кривые с маркерами) динамик концентраций молекул H_2O (а) и O_2 (б) с рассчитанными в приближении разных механизмов. Номера механизмов указаны рядом с кривыми. 0.5 мбар He, 1 мбар O_2 . Реакция 6 для всех кривых кроме пунктирной учитывается.

1. A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin, Parallel monitoring of the dynamics of oxygen and water molecule concentrations under the action of a glow discharge using diode laser spectroscopy, Physics of Wave Phenomena, v.32, 2024.

2. M. Deminsky, V. Chorkov, G. Belov, I. Cheshigin, A. Knizhnik, E. Shulakova, M. Shulakov, I. Iskandarova, V. Alexandrov, A. Petrusev, I. Kirillov, M. Strelkova, S. Umanski, and B. Potapkin, Comput. Mater. Sci. 28, 169, 2003.
3. www.kintech.ru , CWB 4.4.2411211501.

10.3 Нарботка долгоживущих активных форм азота и кислорода в воде под действием разрядов, генерируемых между пьезотрансформатором и поверхностью воды

К.В. Артемьев*, Д.В. Малахов, А.М. Давыдов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
Москва, Россия
*artemievkv@mail.ru

Исследовалась наработка долгоживущих активных форм азота и кислорода в воде (H_2O_2 , HNO_2 , NO_2^- , NO_3^-) под действием разрядов, генерируемых между пьезотрансформатором и поверхностью воды. Длина воздушного зазора была 3–4 мм. Объем обрабатываемой воды был 10 мл. Было проведено два эксперимента: обработка воды производилась в течение 4 и 8 минут. Концентрации частиц определялись методом абсорбционной УФ-спектроскопии. Данный метод диагностики является неинвазивным и позволяет одновременно определять концентрации частиц. Сложностью данного метода является разложение общего спектра поглощения на составляющие его спектры поглощения различных частиц. Спектры пропускания воды регистрировались в течение 1 часа, в том числе непосредственно во время обработки воды.

Были определены зависимости концентрации частиц H_2O_2 , HNO_2 , NO_2^- и NO_3^- от времени. По полученным значениям концентраций частиц HNO_2 , NO_2^- и NO_3^- был оценен показатель константы диссоциации азотистой кислоты HNO_2 . Изменения концентраций частиц в период времени после обработки обусловлено в основном реакцией между HNO_2 , H_2O_2 и H^+ с образованием HNO_3 [1–3], была оценена константа скорости этой реакции. Также была оценена концентрация ONOOH в объеме воды как промежуточного короткоживущего звена [2, 3] в этой реакции. При нагреве воды, предположительно, дополнительно происходит декомпозиция HNO_2 и H_2O_2 . Было замечено, что концентрация молекул H_2O_2 и сумма концентраций частиц HNO_2 и NO_2^- совпадают в период обработки воды разрядами. Ввиду этого сделано предположение, что, возможно, источником образования H_2O_2 , HNO_2 , NO_2^- и NO_3^- в условиях данного эксперимента могут быть ONOOH [2, 3] или O_2NOOH [4], образующиеся в поверхностном слое воды.

1. Donald E. Damschen and L. Robbin Martin. Aqueous aerosol oxidation of nitrous acid by O_2 , O_3 and H_2O_2 . Atmospheric Environment, 1983, Vol. 17, No. 10. pp. 2005–2011. DOI: 10.1016/0004-6981(83)90357-8.

2. Gábor Merényi, Johan Lind, Gideon Czapski, and Sara Goldstein. Direct Determination of the Gibbs' Energy of Formation of Peroxynitrous Acid. *Inorganic Chemistry*, 2003, Volume 42, Issue 12, 3796–3800. DOI: 10.1021/ic025698r.
3. Sara Goldstein, Johan Lind, and Gábor Merényi. Chemistry of peroxynitrites as compared to peroxynitrates. *Chemical Reviews*, 2005, Vol. 105, Issue 6, pp. 2457–2470. DOI: 10.1021/cr0307087.
4. Sara Goldstein, Gidon Czapski, Johan Lind, and Gábor Merényi. Mechanism of decomposition of peroxynitric ion (O_2NOO^-): Evidence for the formation of $\text{O}_2^{\bullet-}$ and $\bullet\text{NO}_2$ radicals. *Inorganic Chemistry*, 1998, Volume 37, Issue 16, 3943–3947. DOI: 10.1021/ic980051l.

10.4 Свойства разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке и реагирующей смеси

Р.С. Трошкин^{*}, А.А. Фирсов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^{*}troshkinrs@gmail.com

Ранее были проведены исследования свойств продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха [1], а также исследование возможности применения данного разряда для интенсификации горения в топливно-воздушной смеси (ТВС) [2]. Данные исследования были проведены для межэлектродного расстояния 30 мм. Было сделано предположение, что одним из ключевых факторов, влияющих на воспламенение, является длина разряда. Настоящая работа посвящена исследованию характеристик разряда, находящегося в сверхзвуковой этилено-воздушной струе, и возможности его применения для интенсификации горения.

Топливо с воздухом предварительно перемешивались в системе смешения, затем полученная реагирующая смесь с помощью изготовленного пилона инжектировалась в ядро потока со сверхзвуковой скоростью. Эксперименты были проведены в конфигурации с продольным разрядом в ядре потока, длина межэлектродного расстояния составила 30 мм и 80 мм. Массовый расход этилена и ток разряда варьировались в диапазоне 1 – 3 г/с и 0.8 – 4 А, соответственно.

Получена вольтамперная характеристика разряда на 10 мм длины для экспериментов при межэлектродном расстоянии 30 мм. Результаты данной серии экспериментов представлены на рисунке 1.

Как видно из ВАХ (см. рис. 1а), при увеличении расхода этилена падение напряжение на разряде увеличивается, что связано с уменьшением проводимости.

На распределении статического давления в тестовой секции видно, что при отсутствии этилена, а следовательно воспламенения, давление на стенке не изменяется от включения разряда (показано на рис. 1б). В то же время при подаче топлива, давление, начиная с 300 мм, растет, и в отдельных точках

прирост давления достигает 200 Торр относительно случая без этилена. Это может свидетельствовать о том, что происходит частичное окисление этилена.

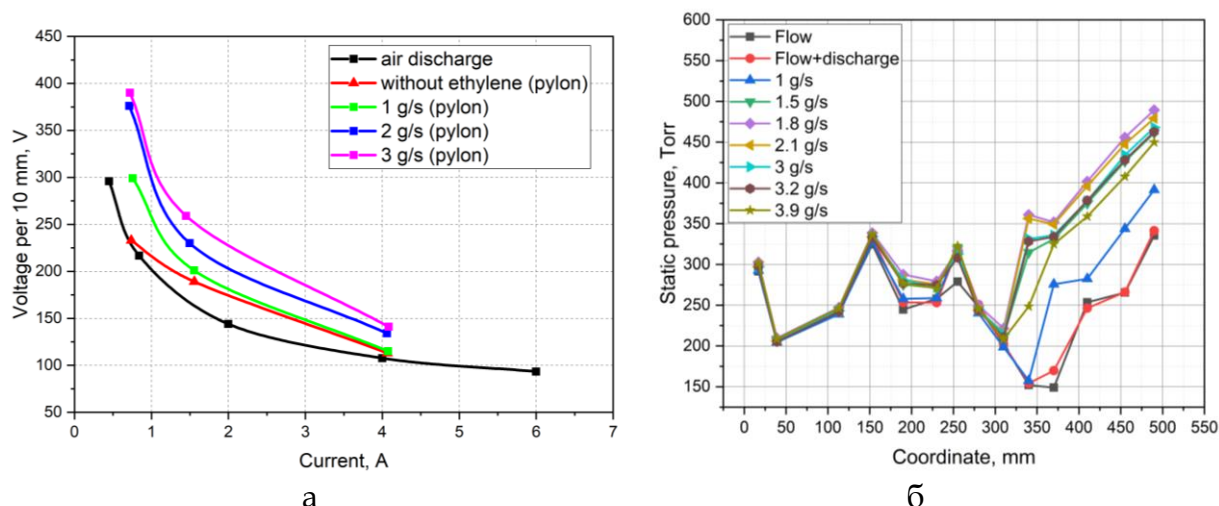


Рисунок 1. а) Вольтамперная характеристика продольного разряда для различного значения массового расхода этилена; б) Распределение статического давления в тестовой секции для тока 7.8 А.

Была проведена серия экспериментов с увеличенной длиной продольного разряда (80 мм), с целью оценить возможность применения продольного разряда для интенсификации горения в сверхзвуковом потоке. Результаты показали (см. рис. 2), что при увеличении длины разряда более чем в 2.5 раза, давление на стенке существенно растет относительно случая с отсутствием топлива. Статическое давление растет во всех точках в области потока ТВС, в которых проводились измерения. Прирост давления в отдельных точках при расходе этилена порядка 2 г/с составил 320 Торр. Это свидетельствует о том, что происходит воспламенение предварительно перемешанной топливно-воздушной смеси в ядре сверхзвукового потока.

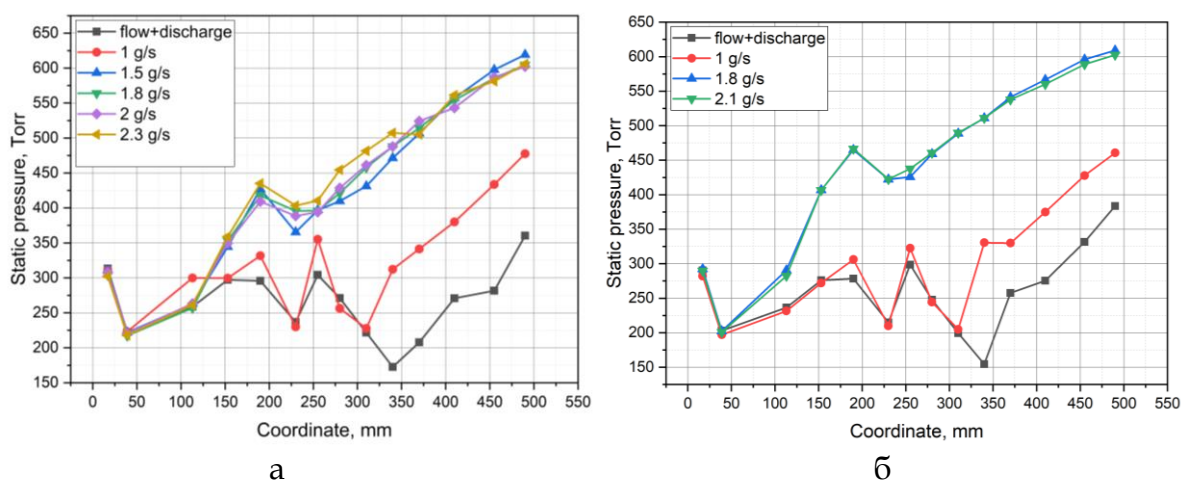


Рисунок 2. Показания датчиков статического давления на стенке, длина разряда 80мм: а – для тока 2.5 А; б – для тока 4А.

Проведено исследование свойств разряда постоянного тока в топливно-воздушной смеси в ядре сверхзвукового потока воздуха и возможности его применения для интенсификации горения. Получено, что с увеличением концентрации этилена в смеси уменьшается проводимость плазмы. Эксперименты по воспламенению ТВС с помощью продольного разряда с межэлектродным расстоянием 80мм продемонстрировали возможность воспламенять сверхзвуковую ТВС в холодном сверхзвуковом потоке при низком энергокладе. Установлено соотношение расходов воздуха и этилена в смеси, при котором отмечен максимальный рост статического давления на стенке тестовой секции.

1. Troshkin R.S., Firsov A.A. Parameters of a Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Air Flow // Plasma Physics Reports. Springer, 2023. Vol. 49, № 5. P. 640–648.
2. Трошкин Р. С., Волков Л. С., Фирсов А. А. Воспламенение сверхзвуковой струи предварительно перемешанной топливно-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью электрического разряда // Прикладная механика и техническая физика. 2025. № 3 (in press).

10.5 Условия самовоспламенения водородно-воздушной смеси при взаимодействии ударной волны с разрушаемым экраном

Ф.С. Кулешов*, С.В. Головастов, Г.Ю. Бивол, В.В. Голуб

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*kuleshovfs179@gmail.com

Одной из актуальных задач взрывобезопасности является снижение последствий взрыва газовых смесей. При ударно-волновом сжатии горючей смеси с её последующим воспламенением использование разрушаемого экрана может являться одним из наиболее значимых способов ослабления интенсивности ударной волны и, как следствие, препятствовать самовоспламенению горючей смеси. Взаимодействие ударной волны с разрушаемым экраном в инертной среде было изучено в работах [1]. Проводились также эксперименты по воспламенению горючей смеси за отражённой ударной волной [2,3]. Однако, изучение применимости разрушаемого барьера для предотвращения самовоспламенения водородно-воздушной смеси за отраженной ударной волной является новой задачей.

В данной работе экспериментально изучен процесс самовоспламенения водородно-воздушной смеси при взаимодействии ударной волны с разрушаемым гранулированным экраном. Целью данной работы являлось определение предельных чисел Маха, при которых регистрируется воспламенение.

Экран изготавливался из кварцевого песка с малым количеством связующего вещества. Воспламенение водородно-воздушной смеси

регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя. Давление определялось пьезоэлектрическими датчиками давления. Динамика разрушаемого экрана регистрировалась высокоскоростной цифровой камерой Phantom Veo 710. Определены параметры падающих, отражённых и проходящих ударных волн при начальных давлениях 0.01 – 0.05 МПа и объёмной концентрации водорода 11-30%. Определены условия, при которых размещение разрушаемого экрана может быть целесообразным с целью исключить самовоспламенение смеси.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №23-21-00251).

1. A. John, K. Gardner, F. Lu, V. Volodin, S. Golovastov, and V. Golub. Shock wave impact on weak concrete //Proceedings of the 25th International Symposium on Shock Waves, Bangalore, India, July. – 2005. – С. 11-16.
2. O. Mirova, A. Kotel'nikov, V. Golub, and T. Bazhenova. Shock wave effect on protective sand screens of different thicknesses //High Temperature. – 2015. – Т. 53. – С. 155-157.
3. O. Igra, J. Falcovitz, L. Houas, and G. Jourdan. Review of methods to attenuate shock/blast waves //Progress in Aerospace Sciences. – 2013. – Т. 58. – С. 1-35.

10.6 Экспериментальное исследование фронта сферически расширяющегося пламени

В.В. Володин^{1,2}, В.В. Голуб¹, Н.К. Денцель^{1,2*}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

*dentselnk@bmstu.ru

Переход от гладкого фронта к ячеистому происходит в результате изменения направления вектора и модуля скорости пламени вследствие его неустойчивости [1,2]. В настоящей работе проведено исследование образования ячеистой структуры сферически расширяющегося пламени в смесях с концентрацией водорода от 10 до 50 об. % на основе экспериментально полученных теневых фотографий. Получены зависимости радиуса фронта пламени от полярного угла в последовательные моменты времени. С использованием преобразование Фурье, получены временные зависимости безразмерной амплитуды ячеек фронта пламени. Обнаружены участки роста и падения амплитуды гармоник, соответствующих ячейкам с близкими размерами. Предложен критерий расщепления каскада ячеистой структуры и образования новых ячеек меньшего размера.

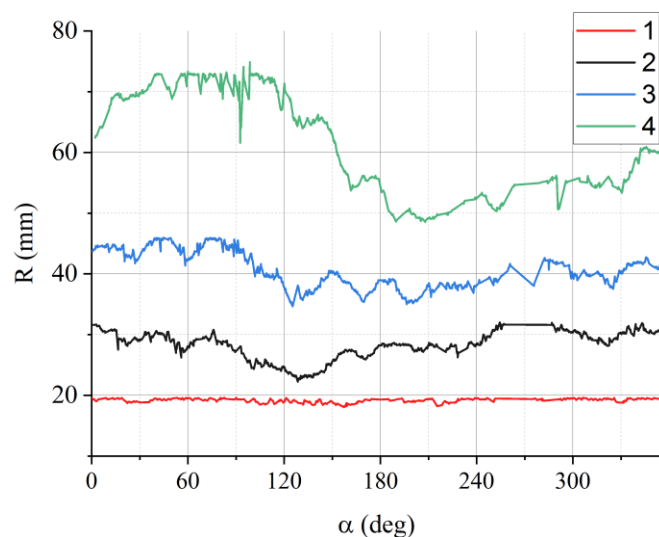


Рисунок 1. График зависимости радиуса фронта пламени от угла в смеси с содержанием водорода 10 об.% в моменты времени 20 (линия 1), 45 (линия 2), 70 (линия 3), 95 (линия 4) мс.

1. Гостинцев Ю.А., Истратов А.Г., Фортов В.Е. О фрактальной структуре турбулентного сферического пламени. Доклады Академии наук, 1997, No 1, с. 55–56.
2. Pan K.L., Fursenko R. Characteristics of cylindrical flame acceleration in outward expansion. *Physics of Fluids*, 2008, vol. 20, no. 9, art. no. 094107. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2981837>

11.1 Ударные трубы для исследования радиационных характеристик газов в условиях входа спускаемых аппаратов в атмосферу Земли и других планет

П.В. Козлов*, В.Ю. Левашов, Г.Я. Герасимов, Н.Г. Быкова,
И.Е. Забелинский

Институт механики МГУ, Москва, Россия

*kalevala@mail.ru

Экспериментальные данные о физико-химических процессах в сильных ударных волнах актуальны в связи с разработкой и конструированием новых космических аппаратов. Эти данные могут служить также для валидации и верификации существующих и разработки новых математических моделей, которые описывают условия входа космических аппаратов в атмосферу Земли и других планет Солнечной системы.

Существует три, наиболее используемых способа генерации ударных волн со скоростями выше 4 км/сек при исследовании их радиационных свойств. Первый способ использует нагрев толкающего газа, путем его адиабатического сжатия с помощью тяжелого свободного поршня впервые предложен в [1]. Второй -- нагрев до очень высоких температур толкающего газа за счет импульсного электродугового разряда [2]. Третий способ инициирования сильных ударных волн заключается в сжигании водородно-кислородной смеси разбавленной гелием, что позволяет использовать детонационное горение для резкого повышения давления и температуры толкающего газа [3].

В докладе рассмотрены возможности и результаты исследований излучения сильных ударных волн на ударных трубах различного типа.

1. Stalker, R. J. An Investigation of Free Piston Compression of Shock Tube Driver Gas. // National Research Council of Canada (NRC), Division of Mechanical Engineering, Mechanical Engineering 1961.
2. Sharma S.P, Park C. Operating characteristics of a 60-and 10-cm arc-driven shock tube - part 1: the driver.// J Thermophysics and Heat Transfer 4: 259-265, 1990.
3. Bird G. A. A Note on Combustion Driven Shock Tubes // AGARD Report No. 146, 1957.

11.2 Методы визуализации газоплазменных процессов в различных временных масштабах

И.А. Знаменская

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

Применение плазменных технологий связано, как правило, с направленным воздействием низкотемпературной плазмы на газовые, жидкие, твердые среды. Такое воздействие реализуется инициированием направленных газоплазменных потоков в плазмотронах, камерах сгорания, при сверхзвуковом обтекании препятствий, в плазменных струях и соплах, в плазменных актуаторах, при плазменной обработке поверхностей, движении ударных волн в каналах.

Регистрация подобных газоплазменных процессов при использовании современных цифровых технологий для визуализации и количественного анализ проводится в различных временных масштабах – от наносекунд до минут. В работе дается обзор и приведены примеры визуализации и анализа быстропротекающих процессов в широком диапазоне скоростей газоплазменных потоков.

Рассматриваются: методы визуализации импульсными разрядами газодинамических полей, рефракционные методы (включая шпирен, теневые методы, ТФМ), цифровое трассирование (PIV), ИК термографию, а также методы компьютерного зрения и машинного обучения в анализе больших данных высокоскоростной регистрации.

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Диагностика низкотемпературной плазмы, серия Серия Б, Под редакцией Фортова. Наука Москва Москва, том 5, с. 639-648.
2. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор Знаменская И. А. // Научная визуализация. – 2021. – Т. 13, № 3. – С. 125–158.

11.3 О возможностях регистрации полного теплового потока при интенсивных импульсных газодинамических процессах с высоким временным разрешением

М.А. Котов^{1*}, Н.Г. Соловьев¹, А.Н. Шемякин¹, М.Ю. Якимов¹,
В.Н. Глебов², Г.А. Дуброва², А.М. Малютин², П.А. Попов³,
С.А. Поняев³, Н.А. Монахов³, Т.А. Лапушкина³, В.А. Сахаров³,
П.В. Козлов⁴, В.Ю. Левашов⁴, Г.Я. Герасимов⁴

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, , Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт» КККиФ, Отделение ИПЛИТ-Шатура,
Московская область, Шатура, Россия

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Московская область,
Долгопрудный, Россия

⁴Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, , Москва, Россия

*kotov@ipmnet.ru

Современные подходы к проведению импульсных газодинамических исследований позволяют использовать новые типы приборов с эффектом анизотропии термоЭДС для регистрации больших градиентов полного теплового потока. Одним из таких приборов является термоэлектрический детектор [1], находящий в настоящее время все более обширное применение в высокочастотных экспериментах. Датчики демонстрируют такие полезные качества, как высокое отношение сигнал/шум, быстрое время отклика и малую инерционность, а также отсутствие необходимости использования усилителя сигнала.

Принцип работы термоэлектрического детектора основан на генерации термоЭДС в чувствительном слое датчика вдоль подложки за счет воздействия теплового потока. Сам чувствительный слой представляет собой наклонную конденсированную пленку, которая формируется с помощью процедуры вакуумного косоугольного напыления – на теплопроводящей диэлектрической подложке возникает множество кристаллических проводящих структур угловой ориентации с контактным сопротивлением между ними. Свободные заряженные частицы, находящиеся в этих структурах, за счет теплового движения создают разность потенциалов между верхней и нижней границами слоя, которая снимается в ходе эксперимента. Такой подход позволяет генерировать термоЭДС за времена, много меньшие микросекунды.

Результаты, полученные в различных газовых средах [2-4], демонстрируют перспективность использования термоэлектрических детекторов для регистрации полных и лучистых тепловых потоков в высокочастотных импульсных газодинамических процессах с высоким временным разрешением.

1. Котов М. А. и др. О принципах возникновения термоэдс при регистрации термоэлектрическим детектором тепловых потоков в импульсном

газодинамическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т.25, вып. 3.

2. Kotov M. A., et al., The analysis of applicability of thermoelectric radiation detectors for heat flux measurements behind a reflected shock wave, J. Phys.: Conf. Ser. 2103, 2021.
3. Kotov M. A., et al., Thermoelectric detector application for measuring the ignition delay time in a shock heated combustible mixture, Acta Astronautica, 2023, vol. 204.
4. Котов М. А. и др. Регистрация радиационного теплового потока в ударной трубе с помощью термоэлектрического детектора // Письма в ЖТФ, 2023, 17.

11.4 Методы измерения радиационных тепловых потоков в ударных трубах

П.В. Козлов*, Г.Я. Герасимов, В.Ю. Левашов, Н.Г. Быкова,
И.Е. Забелинский

Институт механики МГУ, Москва, Россия

*kalevala@mail.ru

В экспериментах на ударных трубах для регистрации излучения обычно используется два метода. Это метод регистрации изображения излучающей ударной волны за короткое Δt время, в течение которого смещение изображения относительно регистрирующей аппаратуры незначительно (2-D спектроскопия Рис. 1 (а)) [1]. Второй – регистрация интеграла излучения ударной волны CCD приемником через окно в стенке ударной трубы [2] (Рис. 1 (b)). В работе [3] отмечено, что схема регистрации излучения перед фронтом ударной волны в направлении вдоль оси ударной трубы (Рис. 1 (c)), может предоставить дополнительную информацию о свойствах радиационных свойствах ударного слоя. Рассмотрен анализ преимуществ и ограничений этих методов в экспериментах на ударных трубах.

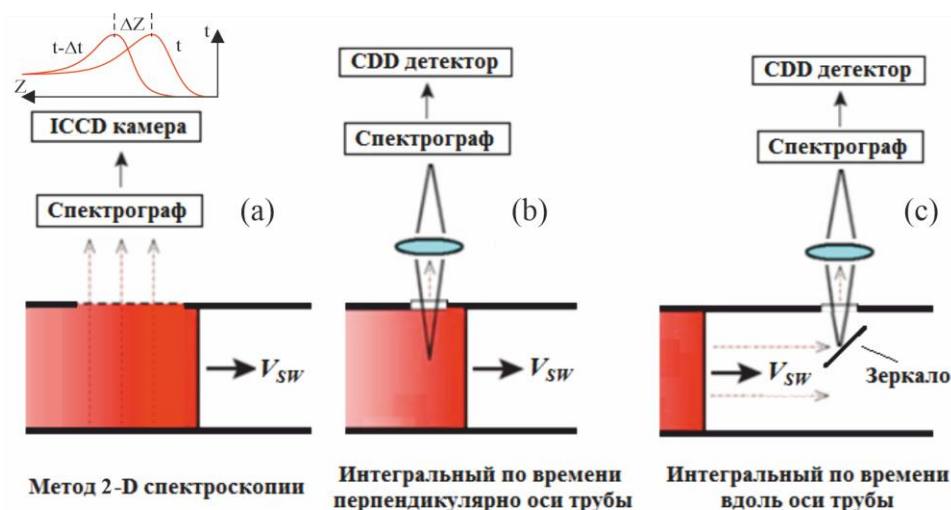


Рисунок 1. Схемы регистрации излучения на ударных трубах.

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований по измерению радиационных тепловых потоков, выполненных методами (b) и (c) (Рис. 1) для скоростей ударной волны 7-11 км/с в воздухе.

1. Brett A. Cruden; Absolute Radiation Measurement during Planetary Entry in the NASA Ames Electric Arc Shock Tube Facility. AIP Conf. Proc. 20 May 2011; 1333 (1): 1106-1111. DOI: 10.1063/1.3562792.
2. Залогин Г.Н., Козлов П.Н., Кузнецова Л.А., Лосев С.А., Макаров В.Н., Романенко Ю.В., Суржиков С.Т. Излучение смеси CO₂ -N₂-Ar в ударных волнах: эксперимент и теория//ЖТФ. 2001. Т. 71. № 6. С.10-16.
3. Суржиков С.Т. Расчет неравновесного излучения ударных волн в воздухе с использованием двух моделей // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 1. С. 99-114. DOI: 10.1134/S0568528119010146

11.5 Алгоритм компенсации вибраций термоанемометра и статистический анализ сигнала в пограничном слое на стреловидном крыле

А.А. Абдуллаев^{1,2*}, А.Я. Котвицкий¹, И.А. Моралев¹

¹Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

²Московский Физико-Технический Институт

*amir.abdullaev@phystech.edu

Термоанемометрические методы являются золотым стандартом в исследовании турбулентности в гидродинамике. Термоанемометрический датчик представляет собой нагреваемую нить, температура которой поддерживается постоянной. Электрический ток, который протекает через нить, зависит от скорости среды. Стандартной проблемой является учет вибрации датчика при обработке получаемых сигналов. Вибрации датчика имеют место на собственных частотах конструкции координатного устройства. Эти частоты наблюдаются в сигнале термоанемометра, загрязняя измерения. Задачей данной работы является разработка алгоритма коррекции сигнала термоанемометра, целью которой является вычленение сигнала, связанного с дрожанием конструкции, а также апробация этого метода.

Эксперимент проводился на стреловидной модели с наведённым градиентом давления с углом стреловидности 40° в условиях модельного течения при скорости набегающего потока в 25 м/с. Основным типом неустойчивости, развивающимся в исследуемом пограничном слое, является неустойчивость поперечного течения [1-3]. Эксперимент проводился при естественной (0.05%) и повышенной (0.5%) степени турбулентности потока. Однониточный термоанемометр постоянной температуры устанавливался поперек линий тока потенциального течения. Для реализации алгоритма коррекции сигнала использовался акселерометр, который располагался вблизи термоанемометрического датчика. Схема установки датчиков представлена на Рисунке 1.

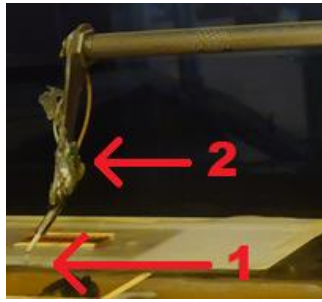


Рисунок 1. Установка датчиков. 1 – термоанемометр; 2 – акселерометр.

Обнаружена высокая согласованность сигналов в тональной компоненте сигнала, соответствующей вибрации конструкции. Для коррекции сигнала использовался алгоритм на основе фильтра Калмана, который позволяет оптимальным образом подобрать линейную связь между двумя зашумленными сигналами. Таким образом определялась скоррелированная с вибрациями компонента измерений, которая затем вычиталась из исходного термоанемометрического сигнала. Результат коррекции сигнала представлен на Рисунке 2.

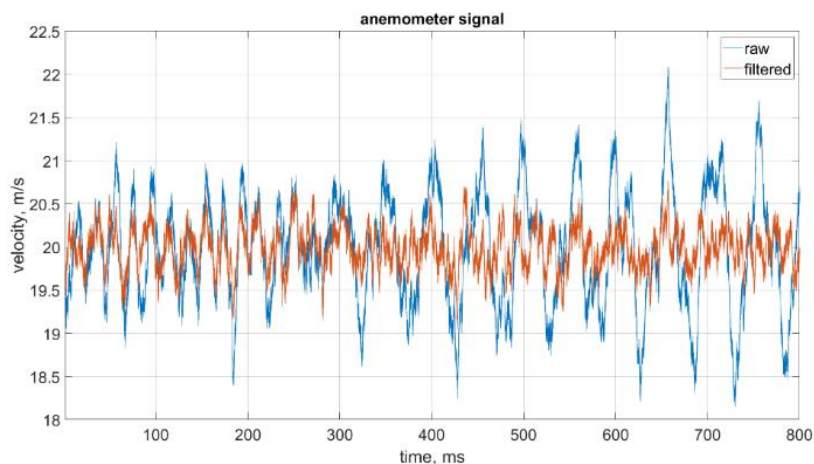


Рисунок 2. Сигнал термоанемометра до фильтрации (синим) и после фильтрации (красным).

Описанный алгоритм был применён для обработки сигналов в области перехода. Были исследованы кривые нарастания возмущений, кривые перемежаемости, а также моменты статистического распределения. Удалось получить более точные данные в ламинарной области течения. В области перехода коррекция сигнала не приводит к значительному изменению изучаемых характеристик.

Полученные кривые нарастания возмущений, коэффициента эксцесса и перемежаемости слабо зависят от степени турбулентности. Указанные кривые при различном уровне турбулентности накладывают друг друга со смещением примерно на 50 мм по продольной координате, что показано на Рисунке 3.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда № 24-19-00627.

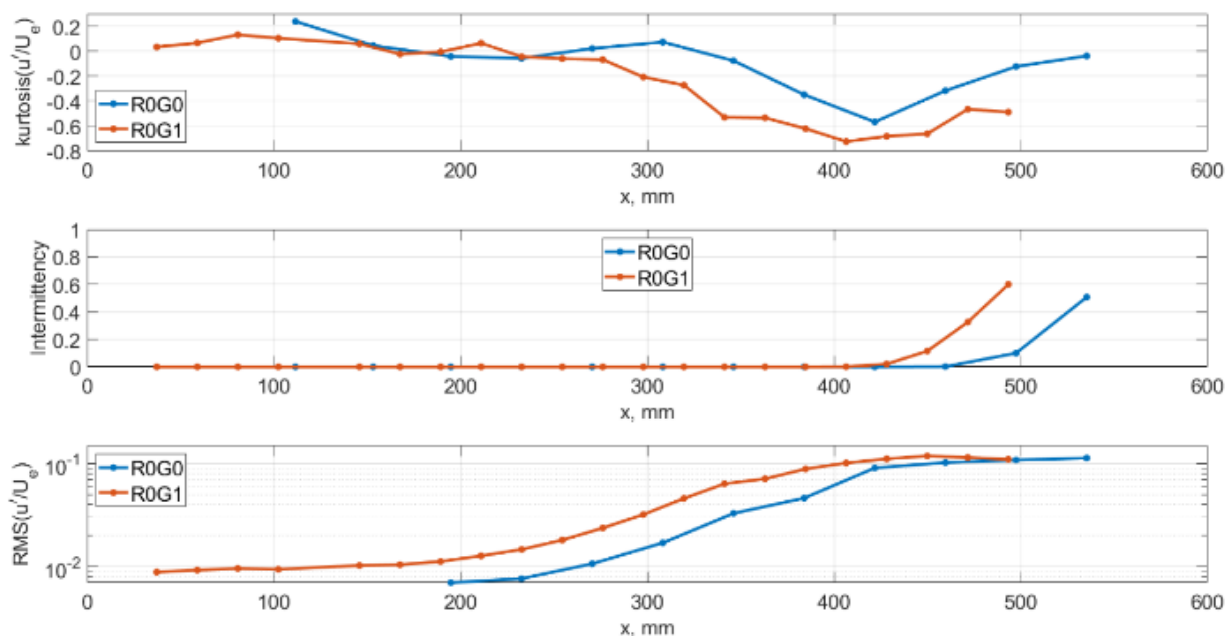


*Рисунок 3. Кривые коэффициента эксцесса, перемежаемости и нарастания при различном уровне турбулентности набегающего потока.
R0G0 – 0.05%, R0G1 – 0.5%.*

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.

12.1 О скейлинге мощности анейтронного синтеза протон – бор в наносекундном вакуумном разряде. PiC моделирование и эксперимент.

Ю.К. Куриленков^{1,3*}, С.Н. Андреев², А.В. Огинов³, И.С. Самойлов¹

¹Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт, Московская область,
Долгопрудный, Россия

³Физический Институт им П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

*yu.kurilenkov@lebedev.ru

Ранее в ходе эксперимента и PiC моделирования была выявлена возможность удержания и ускорения ионов до энергий в десятки кэВ полем виртуального катода в схеме инерциального электростатического удержания с обратной полярностью. Эта схема была реализована на основе миниатюрного наносекундного вакуумного разряда (НВР) малой энергии, в котором экспериментально регистрировались как DD-нейтроны, так и альфа-частицы из безнейтронной реакции протон-бор [1]. В настоящей работе, в поисках путей оптимизации синтеза протон – бор (pB) в НВР, мы изучаем масштабирование мощности синтеза pB в зависимости от размера виртуального катода (или внутреннего радиуса анодного пространства). Фактически, ранее полученное для осциллирующей плазмы [2-4] благоприятное масштабирование мощности DD синтеза, которая увеличивается с уменьшением радиуса виртуального катода (ВК), также стимулирует это исследование. Полученные результаты PiC моделирования с помощью кода KARAT [5] показывают, что количество реакций протон-бор в анодном пространстве НВР растёт с увеличением объема анода, в отличие от скейлинга DD синтеза, а выход α -частиц оказывается пропорциональным значению радиуса анода (и также ВК радиуса) в диапазоне $R_A \approx 0,1 - 0,5$ см. Однако число протон-борных реакций достигает некоторого насыщения с ростом R_A при фиксированном времени подачи высокого напряжения и величине подводимой энергии [6]. Также, будут представлены новые данные по выходу альфа-частиц из реакции pB, полученные в возобновлённом эксперименте с НВР. В целом, эксперимент подтверждает тенденцию к увеличению выхода pB-реакции в НВР с увеличением радиуса виртуального катода, выявленную PiC-моделированием.

1. Kurilenkov Yu.K., Tarakanov V.P., Oginov A.V. et al. 2021 *Phys.Rev.* E103 043208.
2. Park J., Nebel R., Stange S. and Murali S. K. 2005 *Phys. Plasmas* **12** 056315.
3. Nebel R. and Barnes D.C. 1998 *Fusion Technology* **34** 28.
4. Kurilenkov Yu.K., Tarakanov V.P. et al. V.2023 *Las.&Part. Beams* 9563197.
5. Andreev S.N., Kurilenkov Yu.K. and Oginov A.V. 2023 *Mathematics* **11** 4009.
6. Kurilenkov Yu. K., Andreev S.N. 2024 *Front. Phys.* **12**:1440040

12.2 Сценарий субнаносекундного переключения в плазменном устройстве эйтроне, состоящего из «открытого» и капиллярного разрядов

*И. Швейгерт**, П. Бохан, П. Гугин, М. Лаврухин, Д. Закревский
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, Россия
*ischweig@itam.nsc.ru

Плазменные переключатели кивотроны [1] имеют уникальные характеристики и позволяют генерировать высоковольтные импульсы с субнаносекундным временем нарастания при частоте следования импульсов $f=5-20$ кГц. Для увеличения рабочей частоты f было разработано альтернативное плазменное устройство, в котором к плазменному устройству кивотрону добавлена дополнительная секция: диэлектрический капилляр. Это новое коммутационное устройство типа «плазма катод-капилляр-анод» получило название эйтрон [2].

На основе численного моделирования с использованием гидродинамического и кинетического подходов проведено исследование динамики зажигания газоразрядной плазмы в плазменном источнике эйтроне для условий эксперимента ($U=20$ кВ и давлении газа гелия $P=4$ Торр). Система уравнений, описывающая динамику газового разряда, включает уравнение Больцмана для функции распределения быстрых электронов эмитированных с поверхности, уравнения непрерывности для электронов, ионов и средней энергии электронов, а также уравнения Пуассона для распределения потенциала и напряженности электрического поля. В расчетах коэффициент ион-электронной эмиссии $\Upsilon=0.15$. Дизайн модельного плазменного источника показан на Рис. 1.

Анод под напряжением располагается при $z=0$. На стенках основной камеры напряжение $U(t)=0$. В диэлектрическом канале заряд на внутренней поверхности рассчитывался путем интегрирования потоков ионов и электронов по времени. С внешней стороны диэлектрической канал закрыт металлическим экраном с $U=0$. В численном моделировании с ростом напряжения у поверхности анода формируется фронт ионизации и начинает перемещаться вдоль диэлектрического канала со скоростью примерно 100 км/с. На Рис. 1 показаны распределения потенциала, концентрации электронов, скорости ионизации и средней энергии электронов в момент времени t , при распространении волны ионизации по диэлектрическому каналу. В основной камере потенциал квазинейтральной плазмы составляет 21 В относительно стенок под нулевым потенциалом. На Рис. 1(в), видно, что на границе перехода из диэлектрического канала в основную камеру образуется потенциальная яма, которая изолирует квазинейтральную плазму в основной камере.

По мере приближения фронта ионизации виртуальный катод исчезает, и распределение потенциала становится практически линейным. Скорость

ионизации и ток разряда резко повышается. Падение потенциала у заземленных поверхностей возрастает за счет возрастания положительного заряда при повышенной ионизации и уходе электронов. Полученные расчетные данные по скорости нарастания тока и его величине хорошо согласуются с данными эксперимента.

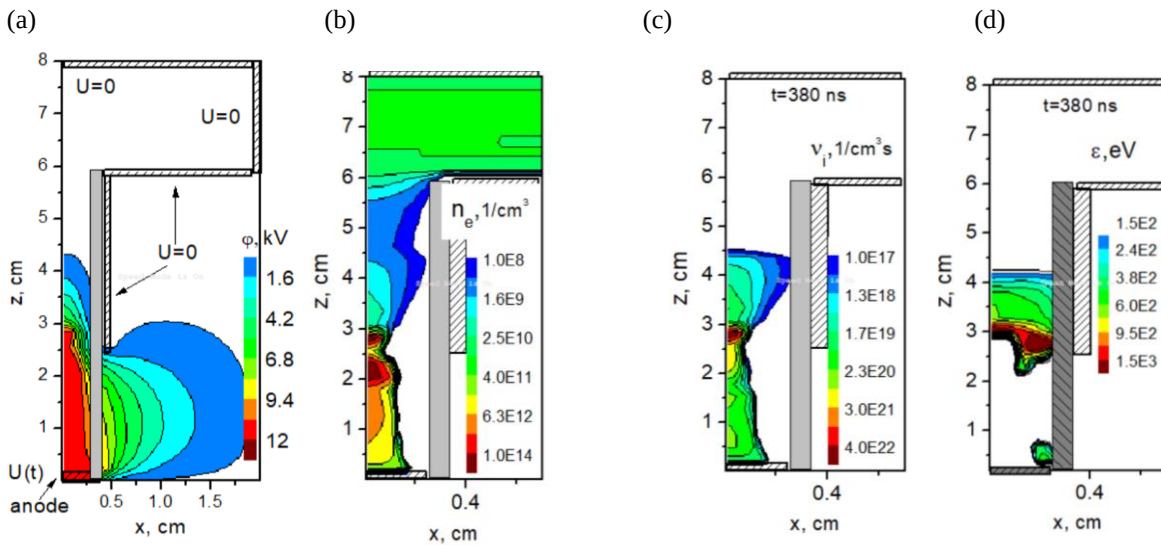


Рисунок 1. Распределения потенциала (a), концентрации электронов (b), скорости ионизации (c) и средней энергии электронов (d) при $t \sim 80$ нс, $t=0$ - начало роста U .

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского Научного фонда, грант № 24-19-00037.

1. Bokhan P A, Gugin P P, Lavrukhin M A, Zakrevsky D E, Schweigert I V and Alexandrov A L 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* 29 084002.
2. Bokhan P A, Belskaya E V, Gugin P P, Lavrukhin M A, Zakrevsky D E, Schweigert I V 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* 29 084001.

12.3 Диагностика плазменных микрообразований в электрических разрядах с использованием лазерной дифракционной фотосъёмки

С.Ю. Гаврилов*, А.И. Хирьянова, Е.В. Паркевич

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*gavrilov.su@yandex.ru

Для проверки достоверности результатов, полученных при лазерном зондировании плазменных микрообразований необходимо иметь надежный инструмент моделирования прохождения лазерного излучения через такие объекты. Проведено моделирование прохождения плоской электромагнитной волны с длиной волны 532 нм через цилиндрические и шарообразные плазменные микрообъекты с плавной диэлектрической проницаемостью в

первом Рытовском приближении. Выбор Рытовского приближения объясняется его особой чувствительностью к фазовой неоднородности объекта [1]. Поле, полученное в выходной плоскости для разных типов микрообъектов, было использовано для дальнейшего моделирования влияния дифракции электромагнитного излучения на получаемые интерферограммы с учетом дефокусировки оптической системы и конечных размеров линзы. В результате итогового моделирования удалось подтвердить существенное влияние теневой картины и знака дефокусировки на вид получаемых интерферограмм. Были получены характеристики изменения теневой и фазовой картин при разных дефокусах и параметрах объектов, таких как радиус, максимальная электронная плотность, распределение диэлектрической проницаемости.

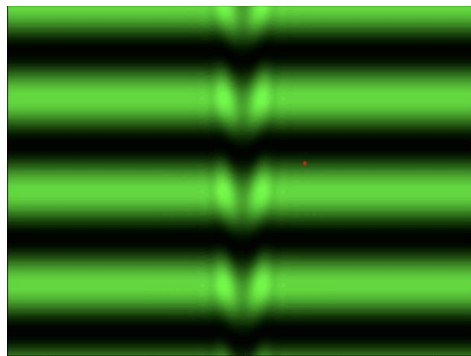


Рисунок 1. Интерферограмма, полученная при дифракции плоской электромагнитной волны на длине 532 нм на цилиндре диаметром 20 мкм с максимальной электронной плотностью $5e-19$ и распределением по косинусу [2].

Работа поддержана Российским научным Фондом (номер гранта РНФ № 24-79-10167).

1. Parkevich E. V. et al. Strong diffraction effects accompany the transmission of a laser beam through inhomogeneous plasma microstructure, *Physical Review E*. T., 109, 2024, №. 5.
2. Khirianova A. I. et al. Features of interferometry of small-sized plasma channels obtained during nanosecond discharge, *Physics of Plasmas*., T. 25, 2018, №. 7.

12.4 О роли электрической цепи в развитии наносекундного импульсного разряда в субсантиметровом зазоре

Е.А. Ермаков^{1*}, И.Э. Иванов^{1,2}

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²МАИ, , Москва, Россия

*eg.ermakov2013@yandex.ru

Данная работа посвящена численному исследованию характеристик наносекундного импульсного газового разряда с учетом внешней электрической цепи. Построен численный алгоритм, с помощью которого проводится изучение газоразрядных процессов. Данный алгоритм основан на двух приближениях: диффузионно-дрейфовой-модели (для заряженных частиц) и системе уравнений Эйлера газовой динамики. Решение задач производится на численной сетке с помощью следующих методов: а) метод Годунова (для решения гиперболических уравнений), б) метод Гаусса-Зейделя с верхней релаксацией (для эллиптического уравнения Пуассона), в)противопоточная схема (для расчета градиентов характеристик), г) метод HLL (Harten, Lax, van Leer – для газодинамических течений с разрывами). Процессы моделируются между плоскопараллельными круглыми электродами (межэлектродный зазор и радиус электродов – 0.6 см) в области, заполненной молекулярным азотом и его двухкомпонентной низкотемпературной неравновесной слабоионизированной плазмой [1]. В начальный момент времени на катоде задается пятно квазинейтральной плазмы [2].

Рассматривается четыре расчетных случая: в первых двух источник тока поддерживает постоянное значение ЭДС в цепи, в остальных – источником тока является изначально заряженный конденсатор (рисунок 1а). В случаях А-С наносекундный разряд моделируется при давлении 760 Торр, в случае D – при 150 Торр [3].

Результаты расчетов показывают, что для схемы А наблюдается неограниченный рост толщины плазменного канала (за 300 нс ток достигает значения 6 кА при ЭДС равной 25 кВ), поскольку схема является несбалансированной. Для корректировки тока в схему добавляется балластное сопротивление (схема В). Как результат, ток в этом случае достигает некоторого максимального значения, после которого увеличивается незначительно [4]. Видно, что процесс стабилизации происходит быстрее при более высоком сопротивлении (моделируются схемы с резисторами 0.5, 1.5 и 3.0 кОм).

Схемы С и D являются аналогами RC- и RLC-контуров соответственно. В обоих случаях источником тока выступает заряженный до напряжения 25 кВ конденсатор. Отмечается, что в схеме С (емкость конденсатора 0.1 нФ, сопротивления – аналогично схеме В) во всех расчетных случаях ток сначала резко нарастает, после чего наступает стадия плавного спада. К моменту 1 мкс отмечается слабое увеличение тока, что связано с прогревом плазменного

канала и увеличением его проводимости. В схеме D добавляется катушка индуктивности, имитирующая суммарную индуктивность соединительных проводов (около 0.5 мкГн). Для разных емкостей конденсатора (0.1, 0.5 и 2.0 нФ) получены временные зависимости тока и напряжений на каждом элементе цепи (рисунок 1б). В профиле отмечается наличие одного слабого колебания.

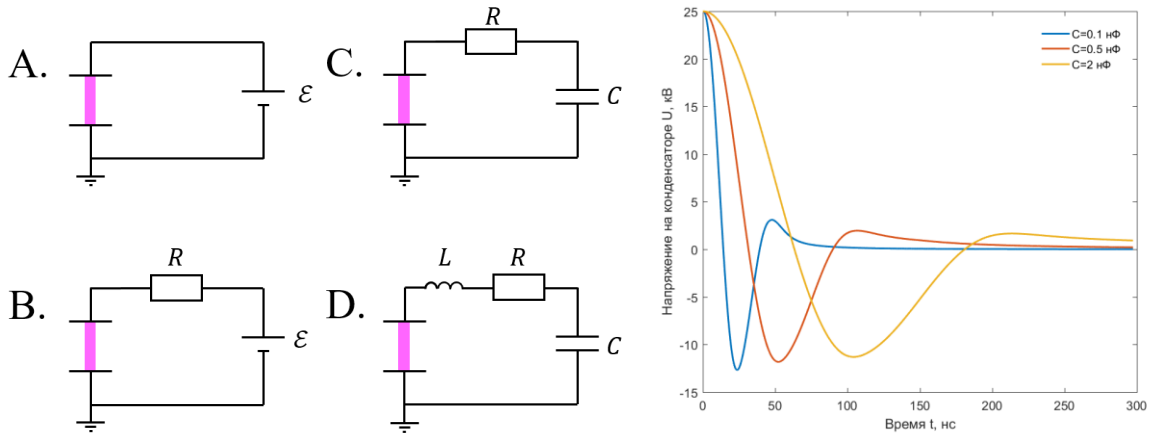


Рисунок 1. а) электрические схемы, б) напряжения на конденсаторе – схема D.

Детальное исследование схемы D показало, что сразу же после замыкания стримером межэлектродного зазора наблюдается резкое увеличение плотности электронов, которое затем сменяется спадом. Однако, к моменту, когда ток достигает второго экстремума в своем профиле, наблюдается повторное увеличение плотности электронов, но на меньшую величину (рисунок 2).

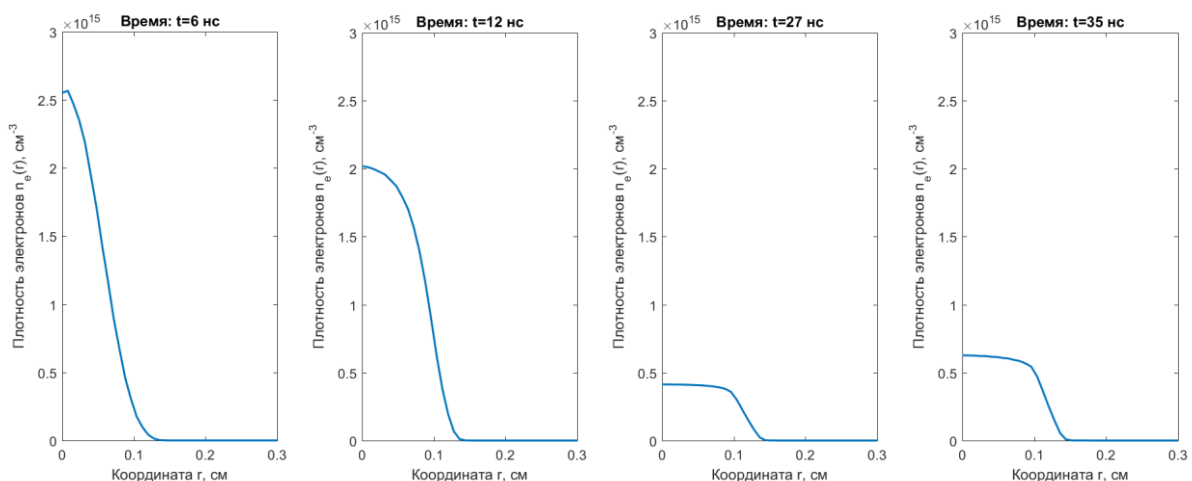


Рисунок 2. Радиальное распределение плотности электронов в различные моменты времени.

1. Суржиков, С.Т. Численное моделирование двухмерной структуры тлеющего разряда с учетом нагрева нейтрального газа / ТВТ. – 2005. – т. 43, вып. 6, с. 828–844.
2. Kulikovskiy, A. A. The structure of streamers in N₂. II. Two-dimensional simulation / Journal of Physics D: Applied Physics. – 1994. – 27(12), pp. 2564–2569.

3. I. Znamenskaya, E. Koroteeva, I. Doroshchenko, N. Sysoev. Evolution and fluid dynamic effects of pulsed column-shaped plasma / Experimental Thermal and Fluid Science. – 109 (2019) 109868.
4. В.А. Пархоменко, И.Э. Иванов / Материалы XXIII Международной конференции по ВМСППС. – 2023. – т. 1, с.406-408

12.5 Экспериментальное исследование комбинированного разряда в высокоскоростных потоках газов

***К.Н. Корнев*, А.А. Логунов, О.С. Сурконт, Т.Р. Абушаев,
А.Л. Вольнец, С.А. Двинин***

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Москва, Россия

*singuliarnost@yandex.ru

Интерес к разрядам в высокоскоростных потоках обусловлен в связи с задачами плазменно-стимулированного сжигания топлива [1] и создания методов контроля обтекания различных тел. В данной работе приведены результаты исследований комбинированного разряда (СВЧ и разряда постоянного тока (РПТ)) в воздушных и пропан-воздушных потоках атмосферного давления. Для создания разряда (рис. 1) были использованы одновременно два источника: постоянного тока (напряжение до 4.5 кВ и сила тока до 15 А) и магнетрон (частотой 2.45 ГГц, мощность до 5 кВт в непрерывном режиме). В отличие от работы [2], в которой изучался стационарный разряд, в наших условиях разряд мог выноситься потоком из области инициации и его свойства изменялись во времени.

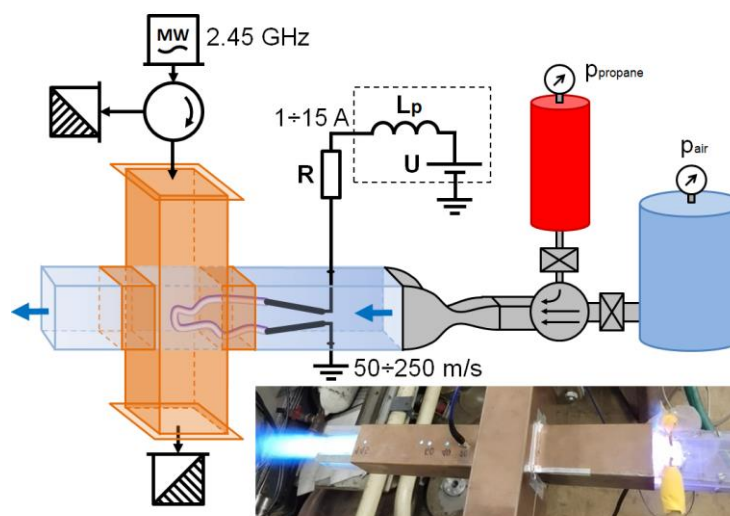


Рисунок 1. Схема установки по изучению комбинированного разряда и фото воспламененного им пропан-воздушного потока (в правом нижнем углу).

Диагностика разряда осуществлялась с помощью высокоскоростной видеосъемки, оптической эмиссионной спектроскопии в видимой и ближней УФ области и измерения электрических параметров разряда. Получены оценки основных свойств плазмы разряда: поля в плазменном канале, квазичастоты разряда, концентрации электронов $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, газовой температуры $\sim 6000\text{-}9000\text{K}$. При анализе результатов экспериментов обращается внимание на пространственную неоднородность плазмы.

Плазма РПТ может быть использована для инициации СВЧ разряда на концах электродов в допробойных полях при высоких давлениях. СВЧ разряд позволял осуществлять дополнительный контроль параметров плазмы при относительно малых дополнительных вложениях мощности. Реализовано воспламенение и поддержание горения дозвукового пропан-воздушного потока со скоростями 50-250 м/с. Инициация СВЧ стримеров на концах электродов в комбинированном разряде дает возможность осуществлять непрерывный поджиг горючей смеси, в отличие от чистого РПТ. Получены и проанализированы оптические спектры разряда в воспламененном пропан-воздушном потоке. Результаты исследований свидетельствуют, что комбинированный разряд может быть полезен для решения задач плазменно-стимулированного горения.

Корнев К.Н. – стипендиат Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233.

1. Adamovich I, Agarwal S, Ahedo E, Alves L L, Baalrud S, Babaeva N and von Woedtke T 2022 J. Phys. D: Appl. Phys. 55 373001.
2. Батенин В.М., Роддатис В.К., Теплофизика высоких температур, 1980. Vol. 18, № 6. P. 1137-1143.

13.1 Способ организации симметричного распределения разрядного тока в коаксиальном разряднике при повышенных давлениях рабочего газа

А.С.Пащина

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Москва, Россия
* fgrach@mail.ru

Важнейшим требованием, предъявляемым к генераторам плазмы на основе коаксиальных разрядников, является обеспечение симметричного распределения разрядного тока. К числу таких плазменных генераторов относятся магнитоплазменные компрессоры (МПК), создающие на выходе разрядника зону компрессионного течения типа «плазменный фокус» [1,2], параметры плазмы в котором на порядки выше величин в межэлектродном зазоре. Симметричное распределение разрядного тока достигается принятием ряда специальных мер (в частности, обеспечение одинакового зазора между центральным и наружным электродами, создание радиально симметричной зоны предварительной ионизации и др.), которые, однако, оказываются эффективными в ограниченном диапазоне рабочих давлений (10^{-5} -10 мбар). При повышенных давлениях велика вероятность возникновения одной или нескольких локальных привязок разряда к ограниченным участкам электродов, что, в итоге, может привести к срыву рабочего режима.

В [3] показано, что диапазон рабочих давлений МПК с сохранением симметричного распределения разрядного тока может быть расширен вплоть до атмосферного за счет использования иницилирующего разряда наносекундной длительности. Другим способом организации симметричного распределения разрядного тока является разделение наружного электрода на изолированные секции, и подключение каждой из них через управляемый коммутатор к отдельной батарее конденсаторов секционированного источника питания [4]. В обоих случаях, однако, сохраняется вероятность нарушения симметрии разряда как на стадии пробоя, так и в течение основного разрядного импульса, например, из-за неконтролируемых флуктуаций параметров плазмы.

Предлагаемый в настоящей работе способ позволяет устранить названные недостатки. В основе способа лежит разделение наружного электрода МПК на изолированные сегменты и организацию между ними отрицательной обратной связи через бифилярно связанные индукторы, обеспечивающие гарантированный синхронный поджиг и выравнивание токов в случае возникновения дисбаланса. Система бифилярных индукторов представляет собой многоуровневую разветвленную электрическую цепь, конечными элементами которой являются электрически изолированные сегменты наружного электрода разрядника. Источником питания такой цепи

может служить как источник переменного тока соответствующей частоты, так и емкостной накопитель, подключаемый через единственный управляемый коммутатор. Преимуществом предлагаемого способа является отсутствие необходимости точной настройки межэлектродного расстояния и требований к параметрам и методам организации иницилирующего разряда.

Исследования, проведенные на простейшей модификации МПК, содержащей центральный электрод и четыре изолированные секции наружного электрода, подтверждают возможность обеспечения поддержания симметричного распределения разрядного тока на протяжении всего разрядного импульса (рис. 1). Дисбаланс амплитудных значений токов, замыкающихся на изолированные секции наружного электрода, не превышает погрешности измерений $\delta I < 5\%$. Исследования проведены в атмосфере воздуха при нормальных условиях при характерных амплитудах суммарного тока разряда $I_m \sim 20\text{--}30$ кА и длительности разрядного импульса $\tau \sim 100$ мкс.

Предложенный способ позволяет полностью снять проблему ограничения рабочих давлений в коаксиальных разрядниках. Область применения данного способа не ограничивается коаксиальными и/или многосекционными разрядниками. Способ может быть полезен, например, для организации синхронного зажигания и автоподстройки параметров в системе независимых разрядников, выравнивания токов в активных нагрузках и др.

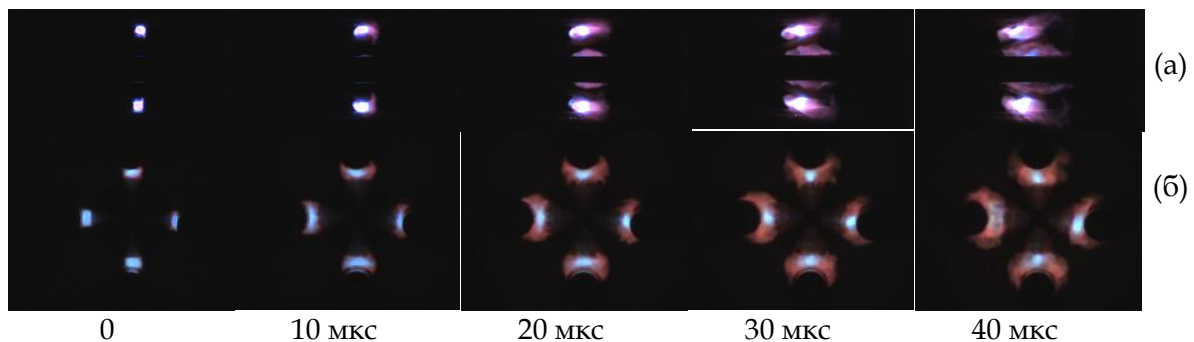


Рисунок 1. Динамика разряда в коаксиальном разряднике с наружным электродом, выполненным из четырех электрически изолированных сегментов: (а) вид спереди, разряд распространяется справа-налево, (б) вид сверху. Напряжение накопительного конденсатора $U_C = 4$ кВ, амплитуда разрядного тока $I_m = 20$ кА.

1. Морозов А.И. Принципы коаксиальных (квази) стационарных плазменных ускорителей (КСПУ) // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 131–146.
2. Виноградова А.К., Морозов А.И. Стационарные компрессионные течения / в кн. Физика и применение плазменных ускорителей / Ред. Морозов А.И. Минск: Наука и техника, 1974. С. 103–141.
3. Göksel B., Mashek I.C. First Breakthrough for Future Air-Breathing Magneto-Plasma Propulsion Systems // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 825. P. 012005.
4. Минько Л.Я., Асташинский В.М. Устройство торцевого типа для получения эрозийных плазменных струй. АС СССР № 915772, 1982.

13.2 Диффузионно-неравновесные состояния сильноионизованной плазмы Ar в дуговом канале

О.В. Коршунов, А.С. Пащина, В.Ф. Чиннов*

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Москва, Россия

* fgrach@mail.ru

На примере высокоионизованной плазмы Ar атмосферного давления с немонотонным радиальным распределением свободных электронов, движущейся в узком дуговом канале, изучена эволюция по радиусу диффузионно-неравновесных состояний сильноионизованных плазм с поперечной неоднородностью осесимметричного типа. Показано, что эти состояния, близкие к равновесным в приосевой области, становятся ионизационно неравновесными для атомов и рекомбинационно неравновесными для однократных ионов в среднем сечении дуги. Наиболее сильная, рекомбинационная неравновесность (более 50%) возникает у атомов на краю дуги, в пристеночной области.

Уравнение неразрывности с известными из эксперимента профилями температуры и концентрации электронов решено относительно плотностей атомов и ионов в приближении постоянства приведенных населенностей их основных состояний. Получены простые аналитические формулы для расчетов, в которых радиальное изменение этих плотностей определяется, в основном, спадом температуры. Найден критерий диффузионной неравновесности осесимметричной высокоионизованной плазмы любых газов, из которого следует, что, несмотря на полное подобие условий эксперимента, сильноточные разряды в Ar и He образуют разные типы плазм (в высокоионизованной плазме Ar нет сильной неравновесности на оси разряда). Ослабление энерговклада резко усиливает неравновесность: она возрастает в 1.5 раза при снижении плотности электронов всего на 6-10%.

Показано, что в центральной области диффузия малой примеси атомов является вторичным процессом на фоне встречной диффузии ионов разной кратности - основных тяжелых частиц центра, имеющих там высокую плотность, которая у ионов Ar^+ слабо растет, а у ионов Ar^{++} резко спадает по радиусу. Обнаружена небольшая ионизационная неравновесность ионов Ar^+ , сменяющаяся при удалении от оси более сильной рекомбинационной неравновесностью, которая исчезает вместе с межионной диффузией в максимуме относительной плотности ионов Ar^+ , не доходя до середины радиуса плазменного канала.

13.3 Моделирование стримеров в воздухе с фотоионизацией по методам Монте-Карло и Гельмгольца

Ф.К. Гасратов**, *Х.Т. Смазнова*, *И.С. Байдин*, *А.В. Огинов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*fgasratov@mail.ru

Моделирование стримерной фазы атмосферного разряда представляет большой интерес, так как позволяет исследовать природу зарождения реальных молний. В частности, морфология стримеров влияет на характеристики излучения в начальной стадии разряда [1]. Важную роль в понимании процессов роста и разветвления стримерных каналов играют механизмы фотоионизации.

Мы используем открытый код для двумерного и трехмерного моделирования электрических разрядов в газах — Afivo-streamer (Adaptive Finite Volume Octree) [2]. Стримеры моделируются в приближении плазменной жидкости для реакции дрейфа-диффузии. Изменение плотности электронов во времени зависит от напряженности, электрического поля, коэффициентов диффузии и подвижности электронов, источника фотоионизации и источника свободных электронов [3]. Электрическое поле рассчитывается в электростатическом приближении.

Моделирование выполняется в цилиндрической области, заполненной воздухом (80% N₂, 20% O₂) под давлением в диапазоне от 500 до 1000 мбар. В эту область помещаются электрически нейтральные затравки с плотностью ионизации порядка 10¹⁹ м⁻³ (что сопоставимо с плотностью стримерного канала) и расположенные параллельно оси Z. Во внешнем электрическом поле затравки быстро поляризуются, обеспечивая начальные электроны для создания стримера. Напряженность внешнего поля задается в диапазоне от 6 до 25 кВ/см.

Мы рассматриваем два типа фотоионизации: по Гельмгольцу (фотоны аппроксимируются экспоненциальной плотностью) и Монте-Карло (фотоны моделируются со стохастическим дискретным распределением) [4]. Коэффициент, характеризующий эффективность фотоионизации, варьируется в диапазоне 0.05 — 0.1. Все это определяет масштаб ветвления стримеров. В результате моделирования стримеров с различными параметрами наблюдается неоднородные распределения электрического поля и электронной плотности. Эти особенности указывают на сложный характер развития стримеров, влияющий на генерацию излучений.

Работа поддержана грантом Российского научного Фонда № 23-19-00524.

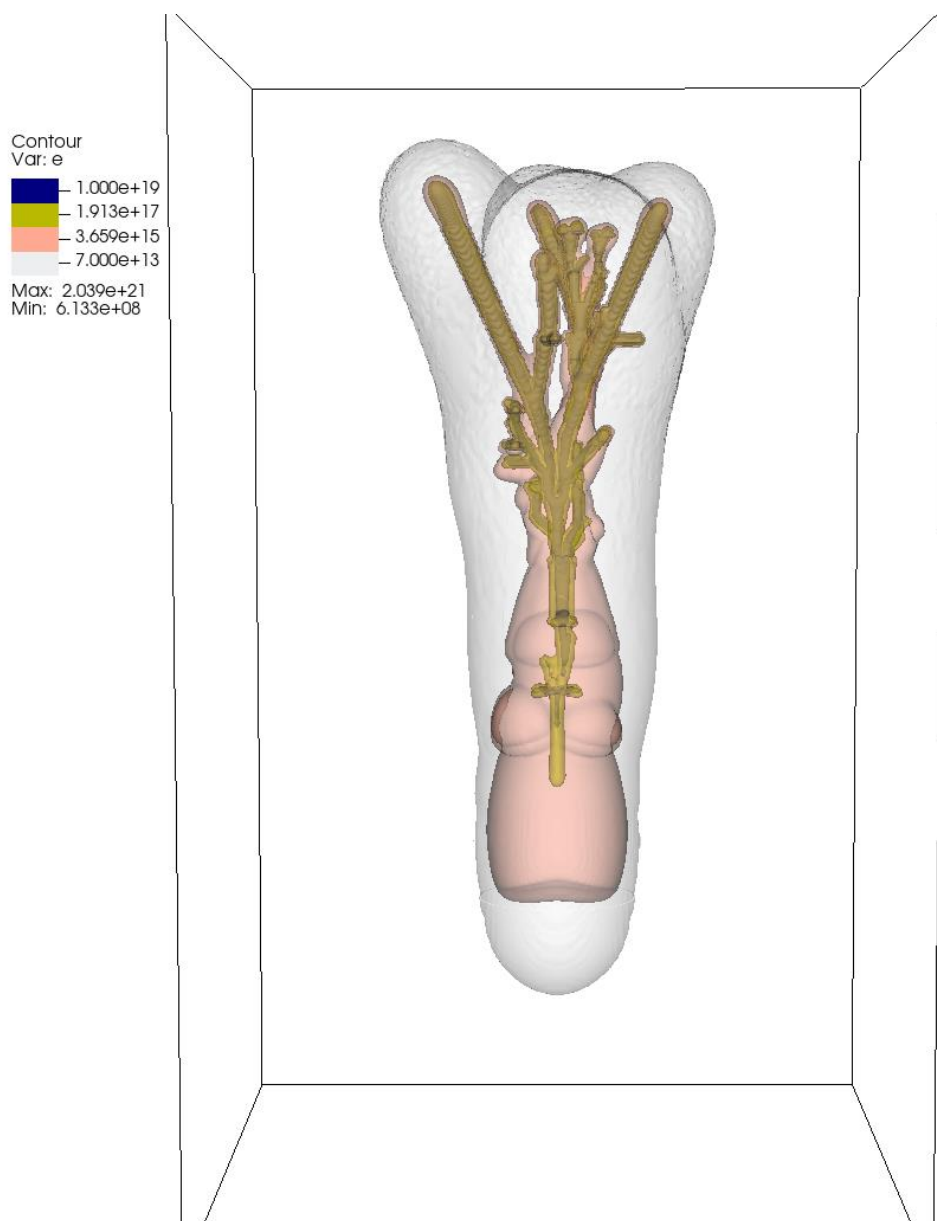


Рисунок 1. Ветвящийся стример в воздухе под давлением 500 мбар. Плотность электронов представлена в логарифмическом масштабе.

1. Parkevich E., Shpakov K., Baidin I. et al. Streamer formation processes trigger intense x-ray and high-frequency radio emissions in a high-voltage discharge. *Physical Review E*. 105. 10.1103/PhysRevE.105.L053201 (2022).
2. Teunissen J and Ebert U 2017 *Journal of Physics D: Applied Physics* 50 474001 ISSN 1361-6463 URL <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6463/aa8faf>
3. A. Luque and U. Ebert. Density models for streamer discharges: Beyond cylindrical symmetry and homogeneous media. *Journal of Computational Physics*, 231(3):904–918, Feb 2012.
4. Bagheri, B., & Teunissen, J. (2019). The effect of the stochasticity of photoionization on 3d streamer simulations. *Plasma Sources Science and Technology*, 28 (4), 045013.

13.4 ЭГД-визуализация линий напряженности электрического поля в трансформаторном масле

В.А. Панов*, А.С. Савельев, Ю.М. Куликов

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

*panovvladislav@gmail.com

Несмотря на развитие численных методов, позволяющих рассчитать пространственные характеристики электромагнитных полей в высоковольтном маслонаполненном оборудовании, актуальной задачей является экспериментальная проверка получаемых результатов. В данной работе предложен метод визуализации линий напряженности электрического поля в диэлектрике на основе электрогидродинамического (ЭГД) разрушения мелких капель. Достоинством метода является существенно меньшая плотность засева трассеров по сравнению с твердыми частицами, уменьшающая влияние дисперсной фазы на возникающее ЭГД-течение и электрическую прочность среды. Предлагаемый подход допускает введение разрушаемых капель-трассеров в отдельные исследуемые области, в том числе в область меньших значений потенциала, что снижает вероятность частичных пробоев при диагностике. Результативность подхода подтверждается сравнением данных экспериментальной визуализации с результатами расчетов.

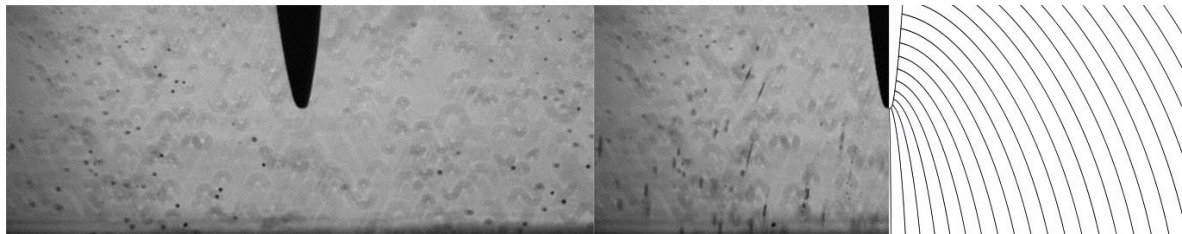


Рисунок 1. Деформация и распыление капель воды, распределенных в масле, под действием импульса напряжения амплитудой 20 кВ и длительностью 400 мкс (моменты 0 и 400 мкс). Вторая половина нижнего изображения дополнена расчетной картиной линий напряженности электрического поля, полученной при параметрах эксперимента.

Для визуализации линий напряженности электрического поля в трансформаторном масле использовались микрокапли воды с диаметром около 50 мкм, которые были получены в результате предварительного электрического пробоя в системе «вода-трансформаторное масло». Во время эксперимента по визуализации, на высоковольтный электрод подавался прямоугольный импульс напряжения амплитудой 20 кВ и длительностью 400 мкс. В результате действия напряжения, капли воды теряют устойчивое состояние и происходит их дробление на множество более мелких капель. Направление их движения с хорошей точностью повторяет ход линий напряженности, полученных в результате электростатического моделирования. Результат такого сравнения представлен на рисунке 1 при 400 мкс.

При использовании капель в качестве трассеров, время отклика капель на внешнее поле и их заметной деформации составляет всего 100 мкс в условиях рассмотренного эксперимента. Возможность дробления капель снижает требования к плотности засева трассирующих частиц, а также дает возможность их локального позиционирования в интересующей области. При снижении плотности засева уменьшается влияние на электрическую прочность среды, что снижает вероятность частичных пробоев при диагностике.

13.5 Управление газовыми потоками, образующимися при импульсно-периодическом оптическом пробое.

***В.Н. Андросенко*, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, М.В. Торчик,
А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов.***

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*androsenko@ipmnet.ru

Наряду с непрерывным оптическим разрядом (НОР) для поддержания квазистационарной плазмы может быть использован импульсно-периодический оптический разряд (ИПОР) при частотах повторения импульсов десятки и сотни кГц. По сравнению с НОР, ИПОР позволяет значительно повысить температуру плазмы и многократно увеличить поток излучения плазмы в ультрафиолетовом диапазоне, что критически важно для многих применений, в частности, в микроэлектронной промышленности. Существенным недостатком ИПОР как источника широкополосного излучения является неустойчивость, вызываемая газодинамическими возмущениями. ИПОР генерирует турбулентный поток нагретого газа, чаще всего направленный навстречу лазерному лучу [1]. Преломление на флуктуациях плотности газа вызывает неустойчивость перетяжки лазерного луча и находящегося в ней ИПОР. Поскольку направление потока, генерируемого ИПОР, определяется асимметрией энерговыделения при лазерном пробое, была предложена схема ИПОР в пересекающихся лучах (Рис. 1).

Предполагалось, что за счет более симметричного энерговыделения в области пересечения лучей, генерируемые потоки будут сталкиваться в области пересечения и изменять свое направление, не возмущая подводимые лучи.

В результате экспериментов установлено, что генерация потоков в ИПОР в одном луче и в схеме с пересекающимися лучами происходит по-разному. При ИПОР в одном луче (второй луч перекрыт) квазистационарный турбулентный поток (пятнистая темная область на более светлом фоне), генерируемый разрядом, направлен вдоль оптической оси, преимущественно навстречу падающему лучу (рис. 2, а). При поддержании ИПОР одновременно в двух пересекающихся в области разряда лучах на теневом изображении видны потоки, направленные вверх и вниз (рис. 2, б), тогда как оба падающих луча расположены почти горизонтально. При просмотре кадров теневой

съемки видно, что это единый веерообразный поток, направленный, главным образом, в сторону скоростной камеры.

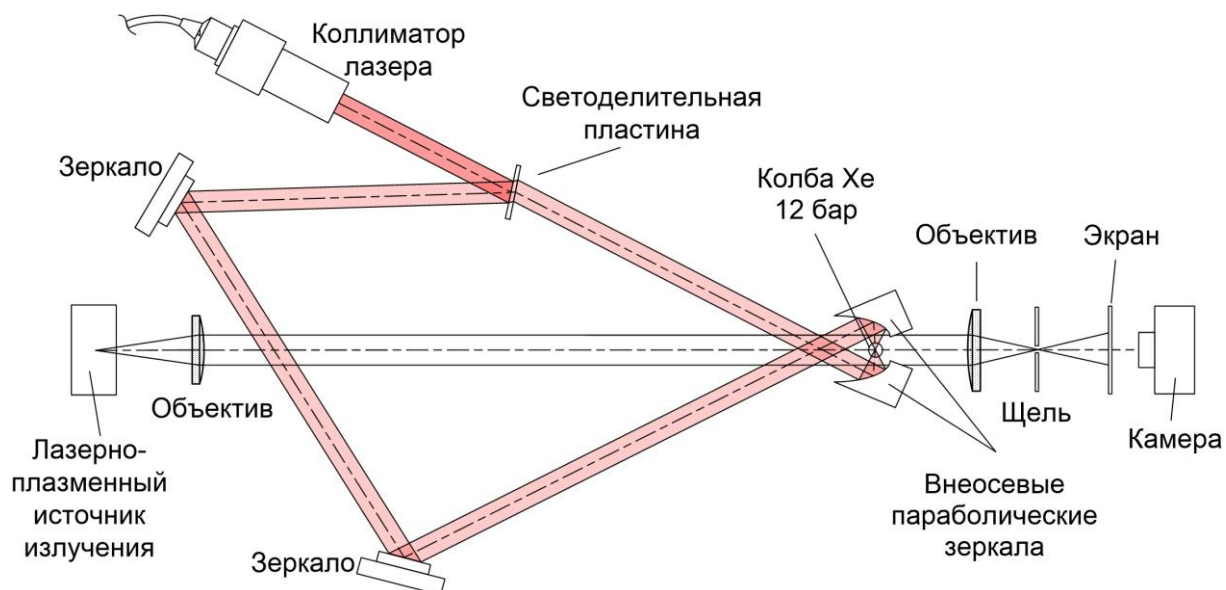


Рисунок 1. Луч лазера YLPN-100-200R [2] разделяется на два. Оба луча фокусируются вблизи центра колбы с ксеноном внеосевыми параболическими зеркалами ($f/3.5$), пересекаясь под углом около 120° . В центре показан теневой прибор для скоростной регистрации образующихся потоков.

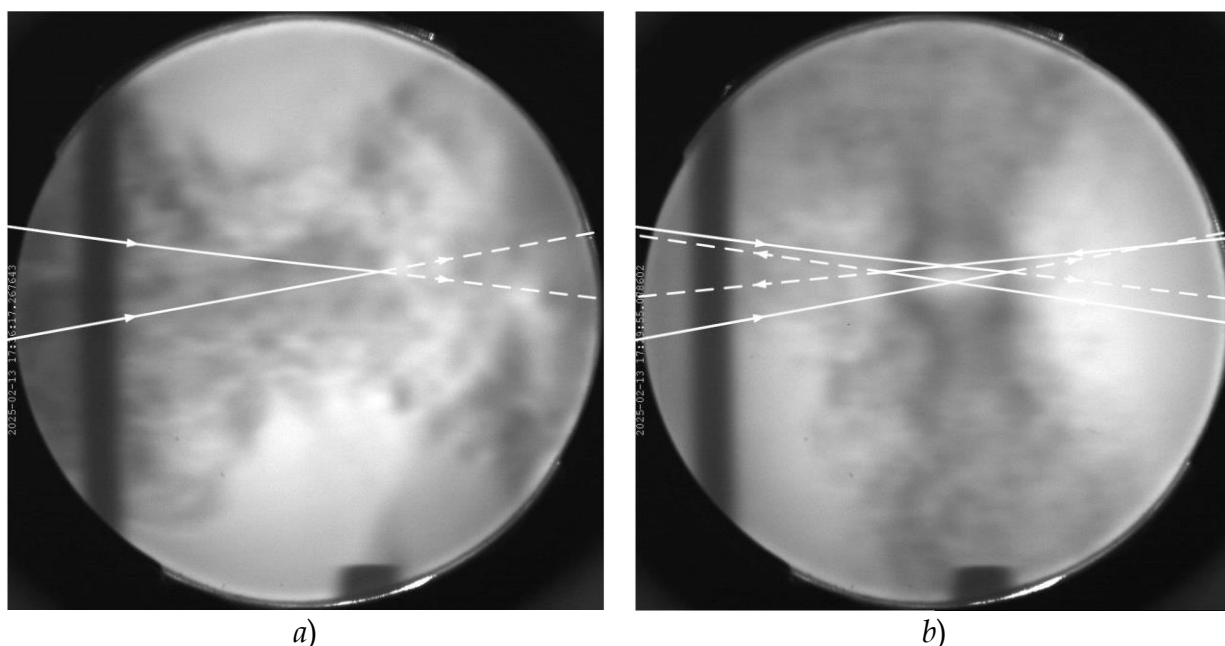


Рисунок 2. Кадры скоростной теневой съемки (1000 fps) потоков, генерируемых ИПОР. (а) Случай одного луча (второй перекрыт); (б) случай двух лучей, пересекающихся в зоне ИПОР. Линии показывают границы и направление лучей. Частота повторения импульсов 20 кГц, энергия в импульсе 0.4 мДж (а), 0.8 мДж (б). Размер кадров 2.74х2.74 мм.

Таким образом, в конфигурации ИПОР с пересекающимися в зоне разряда лазерными лучами генерируемые потоки приобретают направление

под значительным углом к подводимым лучам, что способствует повышению стабильности плазмы ИПОР от импульса к импульсу.

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9) с использованием оборудования, полученного по программе обновления приборной базы Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. Androsenko V. N., Kotov M. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Gas flows generated by pulse-periodic optical breakdown and quiet optical discharge // Physics of Fluids. 2024. Vol 36. 104112.
2. IPG Photonics Corp.: Nanosecond Pulsed Ytterbium Fiber Lasers // <https://www.ipgphotonics.com/en/products/lasers/nanosecond-fiber-lasers/1-06-micron/ylpn-1-2-mj-100-500-w> дата обращения: 03.12.2017

13.6 Влияние материала коронирующего электрода на развитие поверхностного барьерного разряда в воздухе

Селивонин И.В.^{1*}, Лазукин А.В.², Моралев И.А.¹

¹Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия

²Национальный Исследовательский Университет «МЭИ», Москва, Россия

*inock691@ya.ru

Поверхностный барьерный разряд (ПБР) – это разряд высокого давления, инициируемый в системе двух и более электродов, разделенных диэлектрическим барьером. Такой тип разряда может быть использован для решения многочисленных технологических задач в области плазмохимии, обработки биологических объектов, плазменной аэродинамики, плазменной обработки поверхностей из металлов и полимеров

Целью данной работы является исследование влияния материала коронирующего электрода на динамику характеристик поверхностного барьерного разряда при длительной его работе. Работа представляет интерес как для фундаментальных исследований, проясняя механизмы физико-химического воздействия барьерного разряда на электрод, так и при решении прикладных задач, требующих повышенного внимания к неизменности характеристик разряда или прогнозируемости их динамики.

Эксперименты проводились в синтетическом воздухе атмосферного давления и комнатной температуры. Разряд питался переменным синусоидальным напряжением с амплитудой 3.4 кВ и несущей частотой 110 кГц. Электроды в виде фольг из Cu, Ni, Mo и Al толщиной 20 мкм подвергались непрерывной разрядной экспозиции в поверхностном барьерном разряде в течение 200 минут. При этом велась оптическая регистрация разряда и измерение величины перенесенного в нем заряда.

На основе полученных результатов можно сформулировать основные тенденции модификации электродов в барьерном разряде и связанную с этим динамику характеристик разряда.

При горении разряда электрод подвергается локальной ионной бомбардировке в катодных пятнах микроразрядов. При этом происходит имплантация ионов кислорода вглубь материала электрода, а также кинетическое и химическое катодное распыление поверхностных слоев. Первый механизм приводит к накоплению кислорода в поверхностных слоях, и его скорость слабо зависит от свойств материала электрода и его оксидов. Второй механизм, напротив, способствует очистке и металлизации электрода в местах привязок микроразрядов, причем скорость протекания этих процессов сильно зависит от устойчивости оксида к катодному распылению.

При малой энергии связи оксидов (Cu электрод) доминирует механизм локальной эрозионной очистки электрода в катодных пятнах микроразряда. Это приводит к образованию на кромке структуры в виде кратеров субмиллиметровых размеров, в центре которых на чистом от оксида участке стабилизируется катодный слой множества последовательных микроразрядов. В результате организуется стабильный филаментированный режим горения разряда с локальным нагревом газа в местах каналов, что сопровождается заметным увеличением рассеиваемой в разряде мощности.

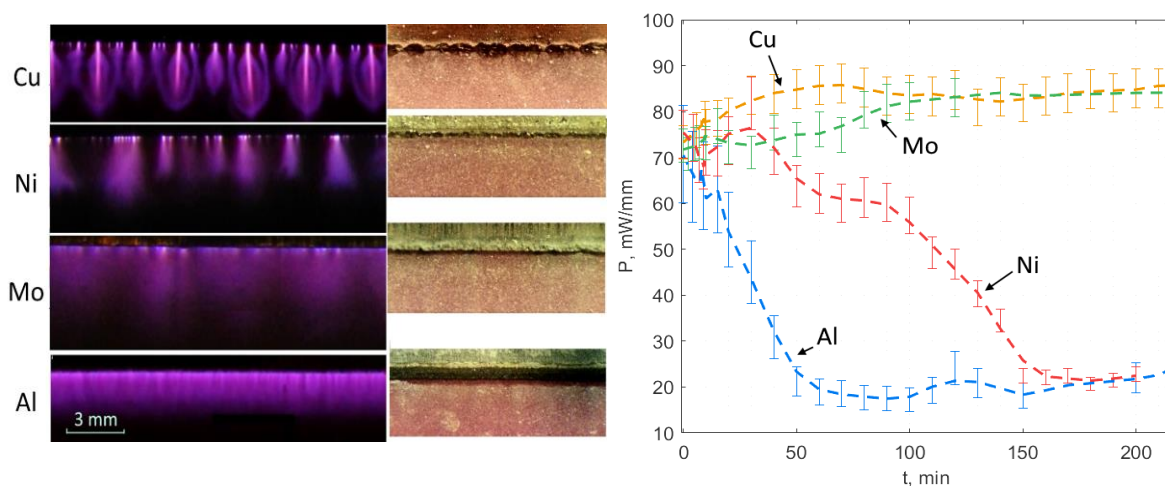


Рисунок 1. Изображения разряда и электродов после длительной непрерывной работы (слева) и динамика мощности разряда на различных электродах (справа).

При больших значениях энергии связи оксида материала электрода (Ni электрод) также формируется структура в виде кратеров, но интенсивность эрозионной очистки оказывается недостаточной для того, чтобы поддерживать центры кратеров свободными от окислов, в результате чего с течением времени наблюдается угасание отдельных каналов. В этом случае после незначительного увеличения рассеиваемой мощности, соответствующего первичному изменению структуры разряда, наблюдается ее снижение при угасании каналов и снижении эффективной площади электрода.

При больших значениях энергии связи оксида (Al и Mo электроды) заметной эрозионной очистки кромки от оксида не происходит, поэтому на электроде в результате имплантации ионов создается измененный поверхностный слой. Если материал слоя непроводящий (Al_2O_3), то его поверхностная зарядка способствует пространственной и временной

стохастизации микроразрядов и заметному снижению рассеиваемой в БР мощности. Если поверхностный слой обладает высокой проводимостью (MoO_2), то заметных изменений свойств разряда не наблюдается.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 24-79-00168.

13.7 Токи смещения Максвелла в плазменной аэродинамике и физике интенсивных световых полей

М.Я. Иванов^{1,2*}, В.А. Левин^{1,3}, В.В. Марков^{1,4}

¹Научно-исследовательский институт механики МГУ, Москва

²Институт энергомашиностроения и механики МЭИ, Москва

³Институт автоматики и процессов управления ДО РАН, Владивосток

⁴Математический Институт имени В.А. Стеклова РАН, Москва

*email: mikhivan@yandex.ru

Цель настоящей работы состоит в реализации методологии плазменной аэродинамики и физики интенсивных световых полей при аккуратном учете продольно-поперечных токов смещения Максвелла. Выполненный анализ обобщает классическую электродинамику Максвелла и не содержит парадоксов, характерных для современной теории поля. Примененный математический аппарат аналогичен теории пограничного слоя для движения вязкой сжимаемой среды и позволяет моделировать распространение электромагнитных волн, возмущений, лучей и солитонов в световых полях высокой интенсивности [1] и в плазмодинамических потоках [2,3]. Даны результаты реализации этого подхода при моделировании распространения «слабого» (линейного) и «сильного» (нелинейного) света в плазме и физическом вакууме с конечной температурой. Приведена расширенная система линейных уравнений Максвелла для продольно-поперечных волн. Выполнено интегрирование этой системы методом характеристик. Для нелинейных волн получены точные аналитические решения (в одномерном случае) в виде уединенных волн – солитонов.

В качестве характерного примера опишем механику распространения лучей света любой интенсивности в свободном пространстве (физическом вакууме) и любой прозрачной среде. Сегодня подобные физические проблемы рассматриваются в приближении квантовой электродинамики (см., например, [4] и цитированную там обширную литературу). Здесь же будет продемонстрирована возможность решения этой задачи в рамках классической механики сплошной материальной среды с использованием продольных и поперечных токов смещения Максвелла.

Принципиальным положением нашей работы при рассмотрении распространения волн и возмущений является анализ токов смещения при наличии доминирующего направления (обычно осевого) над другими ортогональными направлениями, когда применимо приближение

пограничного слоя Прандтля и вязкие слагаемые можно учитывать только в поперечном направлении. Деля традиционную оценку Прандтля инерционных и вязких слагаемых в уравнениях Навье-Стокса, приходим к

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = - \text{grad} p - \eta \cdot \text{rot rot} \vec{V}. \quad (1)$$

Запишем уравнение (1) также в смещениях $\vec{u}$ с учетом уравнения неразрывности, когда $\vec{V} = \partial \vec{u} / \partial t$ [5] (подобно уравнению упругости Ламе),

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - c_p^2 \cdot \text{grad div} \vec{u} = - \frac{\mu}{\rho_0} \cdot \text{rot rot} \vec{u}. \quad (2)$$

Разложение Гельмгольца для $\vec{u}$ на сумму продольной $\vec{u}_p$ и поперечной $\vec{u}_s$ волн дает

$$\frac{\partial^2 \vec{u}_p}{\partial t^2} - c_p^2 \cdot \text{grad div} \vec{u}_p = 0, \quad \frac{\partial^2 \vec{u}_s}{\partial t^2} + c_s^2 \cdot \text{rot rot} \vec{u}_s = 0. \quad (3)$$

Повторяем подход Максвелла и выражаем напряженности поля в размерностях скорости [м/с] (соответственно $\widehat{\vec{E}}$ и $\widehat{\vec{H}}$) с помощью переобозначений [5,6]

$$\vec{V}_p = \frac{\partial \vec{u}_p}{\partial t} = -\widehat{\vec{E}}_p = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\rho_0}} \vec{E}_p; \quad \vec{V}_s = \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} = \widehat{\vec{E}}_s = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\rho_0}} \vec{E}_s; \quad \widehat{\vec{H}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0}} \text{rot} \vec{u}_s, \quad (4)$$

Эта замена позволяет переписать уравнения (3) в форме системы уравнений 1-го порядка (расширенной системы уравнений Максвелла) [2,3]

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} - c_p \text{div} \widehat{\vec{E}}_p = 0, \quad \frac{\partial \widehat{\vec{E}}_p}{\partial t} - c_p \cdot \text{grad} \hat{p} = 0, \quad \frac{\partial \widehat{\vec{H}}}{\partial t} + c_s \cdot \text{rot} \widehat{\vec{E}}_s = 0, \quad \frac{\partial \widehat{\vec{E}}_s}{\partial t} - c_s \cdot \text{rot} \widehat{\vec{H}} = 0. \quad (5)$$

Система уравнений (5) интегрируется с помощью метода характеристик [2,3]. В таком расчете потребуется аккуратная постановка граничных условий. Приведем характерные иллюстрации возможностей применения изложенного подхода в задаче распространения интенсивных лучей света (рис.1).

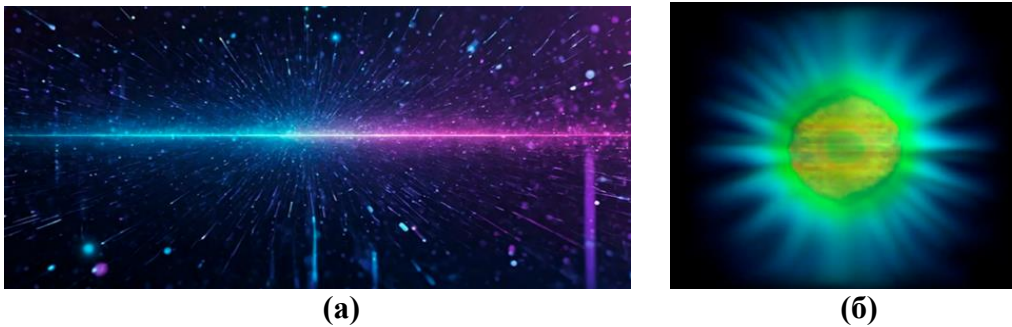


Рисунок 1. Схематическая иллюстрация продольной (а) и поперечной (б) структуры луча света в свободном пространстве [5].

Продольная компонента луча содержит наиболее интенсивную составляющую напряженности электродинамического возмущения. В пограничном сдвиговом слое луча его вихревая составляющая формирует ослабленное поперечное электромагнитное излучение, которое легко регистрируется приборами и глазным аппаратом. Эта составляющая светового луча распространяется также в поперечном направлении. Следует подчеркнуть тот факт, что продольная и поперечная составляющие светового луча определяются своими токами смещения Максвелла. Данная модель также наглядно объясняет физику экстремальных световых полей, изложенную, в частности, в лекции [1] и выполняемую в настоящее время исследованиях Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ). Здесь интересным фундаментальным научным вопросом является процесс роста энтропии и энергетические потери в пограничном слое интенсивных световых лучей.

1. Сергеев А.М. Физика экстремальных световых полей. Изд. НЦФМ. 2024.
2. Левин В.А., Иванов М.Я. Марков В.В. Перспективы механики сплошной среды в свете экспериментов XXI века. Аэрокосмическая техника и технологии. 2024 Т. 2, № 4. С. 15–32.
3. Иванов М.Я. Магнитоплазменная аэродинамика в свете экспериментальных достижений XXI века. Труды XXIII Международного Соперания по Магнитоплазменной Аэродинамике. Апрель 23-25, 2024.
4. Yuen B., Demetriadou A. Exact Quantum Electrodynamics of Radiative Photonic Environments. Phys. Rev. Let. 2024. 133, 203604.
5. Левин В.А., Иванов М.Я. Марков В.В. Механика природы. Природа. 2025, №3. С. 3-16.
6. Иванов М.Я. Единая механика поля и вещества. «Научные исследования XXI века», выпуск №6 (32). 2024, С. 7-22.

13.8 К вопросу о затягивания ламинарно-турбулентного перехода на скользящем крыле при повышенном уровне турбулентности с помощью газоразрядных актуаторов

И.А. Моралев*, Котвицкий А.Я., Устинов М.В.

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*morler@mail.ru

Переход к турбулентности в пограничном слое на стреловидном крыле при повышенном уровне турбулентности может вызваться развитием двух типов неустойчивости: волнами Толлмина-Шлихтинга и неустойчивостью поперечного течения, причем в разгонной части течения доминирует последняя. При высоком уровне турбулентности (более 0.02% и более) в набегающем потоке вихри неустойчивости поперечного течения возбуждаются турбулентными вихрями, которые несутся в потенциальном ядре потока в результате распределенной восприимчивости к ним пограничного слоя.

Одной из стратегий, позволяющей затянуть переход к турбулентности, является снижение амплитуды начальных возмущений методом их противофазного подавления. Для этого с помощью системы сенсоров в пограничном слое регистрируются возмущения (скорости, давления, поверхностного трения), а затем на основе этих мгновенных измерений синтезируется вектор управления, позволяющий снизить амплитуду возмущений в пограничном слое за счет линейной суперпозиции вносимых и естественных возмущений. Такие системы были предложены для управления волнами Толлмина-Шлихтинга [1] и стационарными вихрями неустойчивости на скользящем крыле [2]. В настоящей работе исследован вопрос о возможности создания такой системы для управления бегущими модами неустойчивости на скользящем крыле и оценке алгоритмов и требований к компонентам такой системы.

Для этого была решена следующая задача (рис.1а). На плоской скользящей пластине с углом стреловидности 40° при наличии ускоряющего поток градиента давления развиваются бегущие моды неустойчивости поперечного течения. Расчет распространения возмущений производился при скорости потока 25м/с и числе Рейнольдса, рассчитанном по длине пластины, порядка 10^7 . На некотором расстоянии от передней кромки модели установлен актуатор «плазменная панель», которая состоит из набора ограниченных по размаху областей горения барьерного разряда. Характерный шаг элементов в актуаторе – 1.5 мм, что соответствует четверти длины волны наиболее нарастающей моды. Кроме того, пограничный слой возбуждается вблизи точки потери устойчивости широкополосным дельта-коррелированным по пространству и времени сигналом. Суммарные возмущения в пограничном слое регистрируются датчиком поверхностного трения, расстояние между

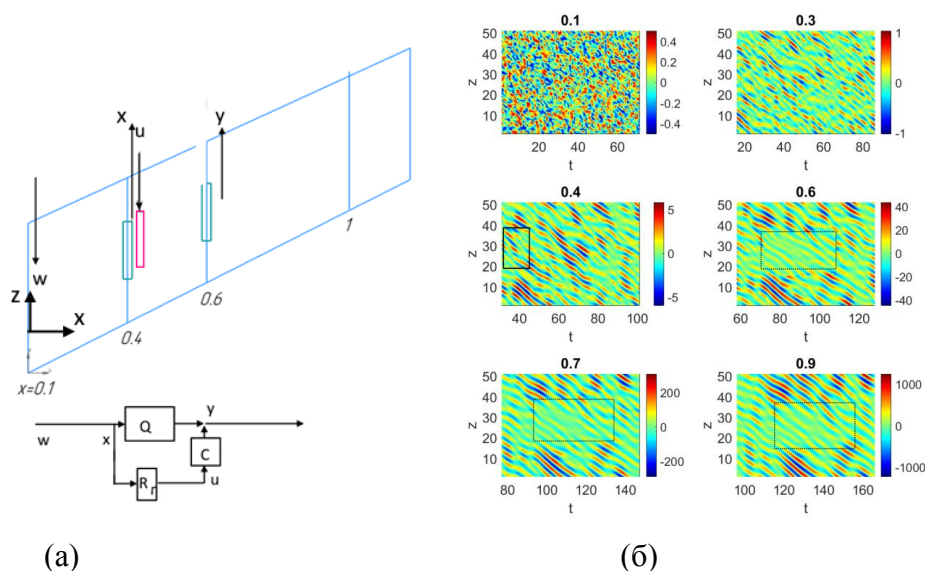


Рисунок 1. (а) постановка задачи подавления бегущих мод неустойчивости пограничного слоя. Q - распространение возмущений в пограничном слое, R_f - приближенный оператор оценки возмущений, C - закон управления. (б) z - t развертки возмущений в пограничном слое, полученные при использовании 16 мод (из 273) для приближения импульсной характеристики пограничного слоя.

сенсорами в котором также составляет 1.5мм.

Порождение бегущих вихрей неустойчивости в пограничном слое и их развитие моделировалось с помощью параболизированных уравнений устойчивости пограничного слоя [3]. Воздействие разряда на поток моделировалось объемной силой, направленной преимущественно от кромки коронирующего электрода вдоль поверхности пластины [4]. Импульсная характеристика пограничного слоя моделировалась на основе предварительно вычисленных комплексных коэффициентов усиления мод с различными значениями частоты и поперечного волнового числа. Была выполнена оценка минимального набора дискретных гармоник двумерного Фурье-преобразования, взятых вблизи максимума коэффициента усиления, позволяющих адекватно предсказывать импульсную характеристику.

На основе редуцированного представления импульсной характеристики проведен синтез закона управления для минимизации возмущений. Предполагалось, что сложение бегущих мод неустойчивости от актуатора и естественной турбулентности происходит по линейному закону. Результаты управления показаны на рис.16. Сопоставлены результаты минимизации объема вычислений для двух ортогональных базисов: Фурье- гармоник и базиса, полученного методом сингулярного разложения истории сигнала.

1. D. Sturzebecher, and W. Nitsche, “Active cancellation of Tollmien-Schlichting instabilities on a wing using multi-channel sensor actuator systems,” Int J Heat Fluid Flow 24(4), 572–583 (2003).
2. A. Abdullaev, A. Kotvitskii, I. Moralev, and M. Ustinov, “On the Possibility of Cross-Flow Vortex Cancellation by Plasma Actuators,” Aerospace 10(5), 469 (2023).
3. Herbert Th., Bertolotti F.P. “Stability analysis of non-parallel boundary layers”, Bull. Am. Phys. Soc. 1987. V.32, p. 2079.
4. Moralev, I. et al. Localized micro-discharges group dielectric barrier discharge vortex generators: Disturbances source for active transition control. Proc IMechE Part G J Aerosp. Eng. 234, 42–57 (2020).

13.9 Обтекание кругового цилиндра с магнито-плазменным актуатором

***Д.С. Мунхоз^{1*}, А.И. Климов¹, В.А. Битюрин¹, И.А. Моралев¹,
Л.Б. Поляков¹, И.П. Завершинский³, П.Н. Казанский¹,
Н.Е. Молевич^{2,3}, Д.П. Порфирьев^{2,3}, С.С. Сугак³, Б.Н. Толкунов¹***

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (филиал), Самара, Россия

³Самарский национальный исследовательский университет имени академика
С. П. Королёва, Самара, Россия

*dasmunhoz@gmail.com

Экспериментальное исследование управления потоком вокруг цилиндрической модели диаметром $d = 20$ мм с помощью магнито-плазменного

актуатора (МПА) было проведено в дозвуковой аэродинамической трубе ($M < 0.2$, $Re < 10^5$). Управление потоком осуществлялось вращающимся дуговым разрядом вокруг цилиндрической модели в радиальном магнитном поле. Для зажигания и поддержания дугового разряда использовался высоковольтный источник питания в сочетании с высоковольтным ВЧ трансформатором Теслы ($U_{d, \max} = 75$ кВ). Для экспериментального изучения обтекания цилиндрической модели с работающим МПА были использованы метод PIV (рис. 1), теневой метод, высокоскоростная камера и многоосный датчик MC15-3B для измерения действующих аэродинамических сил. С помощью рабочего МПА удалось добиться управления положением точки отрыва потока на обтекаемой цилиндрической модели, управления величиной подъемной силы L с величиной коэффициента подъемной силы C_L , действующей на обтекаемую цилиндрическую модель, и управления величиной циркуляции потока Γ вокруг нее. Было проведено сравнение между величинами коэффициента подъемной силы C_L цилиндрической модели с рабочим МПА, полученными путем численного моделирования обтекания цилиндрической модели с вращающейся шнуровой зоной теплового энерговыделения, с этими же величинами, полученными экспериментально. Такое же сравнение было проведено по отношению к величине циркуляции потока Γ вокруг обтекаемой цилиндрической модели с работающим МПА. Результаты экспериментов показывают, что работающий МПА может создавать значительную величину подъемной силы L с величиной коэффициента подъемной силы $C_L \leq 0.6$, действующей на обтекаемую цилиндрическую модель с МПА, и соответствующую величину циркуляции потока Γ вокруг неё [1 – 5]. Экспериментальные данные величины коэффициента подъемной силы C_L подъемной силы L , действующей на обтекаемую цилиндрическую модель с работающим МПА, хорошо коррелируют с расчетными данными этой же величины, вычисленными по формуле Теоремы Кутта – Жуковского через экспериментальную величину циркуляции потока Γ вокруг обтекаемой цилиндрической модели несжимаемом вязким потоком. Новые критерии

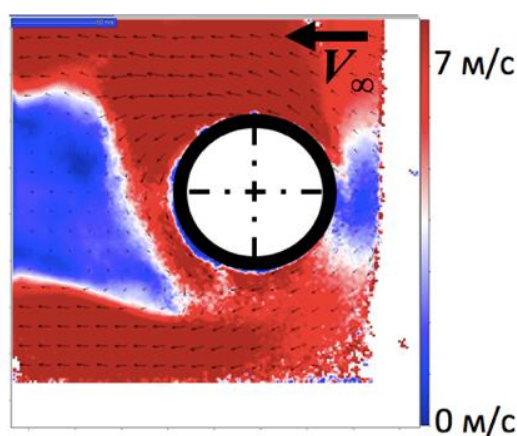


Рисунок 1. Усредненная PIV-картина поля скоростей $V(X, Y)$ вокруг цилиндрической модели № 2 с вращающимся дуговым разрядом ($Re = (8.3 \pm 0.4) \times 10^3$, $M = 0.019 \pm 0.001$).

подобия обтекания цилиндрической модели с работающим МПА были предложены. Также были предложены перспективные концепты применения работающего МПА на аэродинамических и гидродинамических моделях. Ещё были представлены новые концепты внедрения работающего МПА в винтовых движителях, в реактивных двигателях и в прямоточных реактивных двигателях.

1. Munhoz D. S., Битюрин В. А., Завершинский И. П., Климов А. И., Молевич Н. Е., Моралев И. А., Поляков Л. Б., Порфирьев Д. П., Судак С. С. Обтекание цилиндра с электрической дугой, вращающейся в магнитном поле // Научный журнал «Теплофизика Высоких Температур». – 2016. – Том 54. – № 4. – С. 632–635. – Russian version available from: <https://doi.org/10.1134/S0018151X16040064> – English version available from: <https://doi.org/10.7868/S0040364416040062>
2. Munkhoz D. S., Bityurin V. A., Klimov A. I., Kazanskii P. N., Moralev I. A., Polyakov L. B., Tolkunov B. N. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field. Part I // Journal «Technical Physics – The Russian Journal of Applied Physics», editorial company «Pleiades Publishing, Ltd.». – 2017. – Vol. 62. – № 7. – pp. 1013–1018. – Available from: <https://doi.org/10.1134/S1063784217070155>
3. Munhoz D. S., Klimov A. I., Kazanskii P. N., Moralev I. A., Polyakov L. B., Sugak S. S., Tolkunov B. N., Molevich N. E., Porfir'ev D. P., Zavershinskii I. P. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field. Part II // Journal «Technical Physics – The Russian Journal of Applied Physics», editorial company «Pleiades Publishing, Ltd.». – 2017. – Vol. 62. – № 8. – pp. 1171–1176. – Available from: <https://doi.org/10.1134/S1063784217080199>
4. Мунхоз Д. С., Битюрин В. А., Завершинский И. П., Климов А. И., Молевич Н. Е., Моралев И. А., Поляков Л. А., Порфирьев Д. П., Сугак С. С., Казанский П. Н. Управление воздушным потоком вокруг цилиндрической модели с помощью вращающейся электрической дуги во внешнем магнитном поле // сборник тезисов «18th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics». [Электронный ресурс]. – 2019. – Режим доступа: [doi:10.1088/1742-6596/1394/1/012008](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012008) – D. S. Munhoz, V. A. Bityurin, I. P. Zavershinskii et al. Air flow control around a cylindrical model induced by a rotating electric arc discharge in an external magnetic field // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V.1394. P.012008
5. Munhoz D. S., Zavershinskii I. P., Klimov A. I., Molevich N. E., Moralev I. A., Polyakov L. B., Porfiriev D. P., Sugak S. S. Air flow control around the cylindrical rotating model by means of rotating electric arc in an external magnetic field // Journal «Procedia Engineering». – Vol. 176. – December 2017. – pp. 675–680. – Available from: [doi:10.1016/j.proeng.2017.02.312](https://doi.org/10.1016/j.proeng.2017.02.312)

13.10 Возбуждение колебаний поперечной струи газа в дозвуковом потоке при помощи импульсно-периодического разряда

Я.В. Мирошников^{1,2*}, И.А. Моралёв¹, Л.С. Волков¹, А.А. Фирсов¹

¹Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

*defourk@yandex.ru

В данной работе были исследованы структура и доминирующие моды колебаний скорости течения, которое формируется при инъекции вторичной поперечной струи воздуха в набегающий поток [1]. Эксперименты проводились как в отсутствие, так и при наличии импульсно-периодического локального энерговыведения, формируемого искровым разрядом с наветренной стороны инжектора [2]. Исследование проводилось на дозвуковой аэродинамической трубе Д-2 лаборатории 21.3 в ОИВТ РАН. Профили мгновенной скорости были получены методом цифровой трассерной визуализации (PIV). Постобработка и выявление собственных частот колебаний струи осуществлялись при помощи преобразования Фурье, а также методами спектрального правильного ортогонального разложения (SPOD).

Скорость набегающего потока варьировалась в диапазоне 5-20 м/с. Объемный расход воздуха во вторичной струе изменялся от 5 до 15 л/мин, что позволило получить несколько значений отношения потока импульса струи к поперечному потоку $J = (u_{jet}/u_{flow})^2$ в диапазоне от 0,09 до 2,9 для различных скоростей набегающего потока (рис. 1). Соответствующее число Re струи лежало в диапазоне от 700 до 2100. Пограничный слой перед струей турбулизировался с помощью полоски наждачной бумаги. Частота кадров для снимков PIV составляла 10 000 кадров в секунду, что позволяло проследить эволюцию и распространение возмущений в струе, по крайней мере, на малых скоростях потока.

Для нескольких значений J в диапазоне от 0,09 до 2,9 были выявлены частоты собственных колебаний струи. Предполагается, что эти частоты могут быть использованы для силового воздействия на струю искровым разрядом [3]. При значениях J, для которых метод SPOD позволил выделить наиболее выраженные моды возмущений, струя подвергалась импульсному периодическому нагреву с помощью искрового разряда. Полученные результаты будут учтены при подготовке эксперимента по интенсификации перемешивания газа в сверхзвуковом потоке с помощью искровых разрядов.

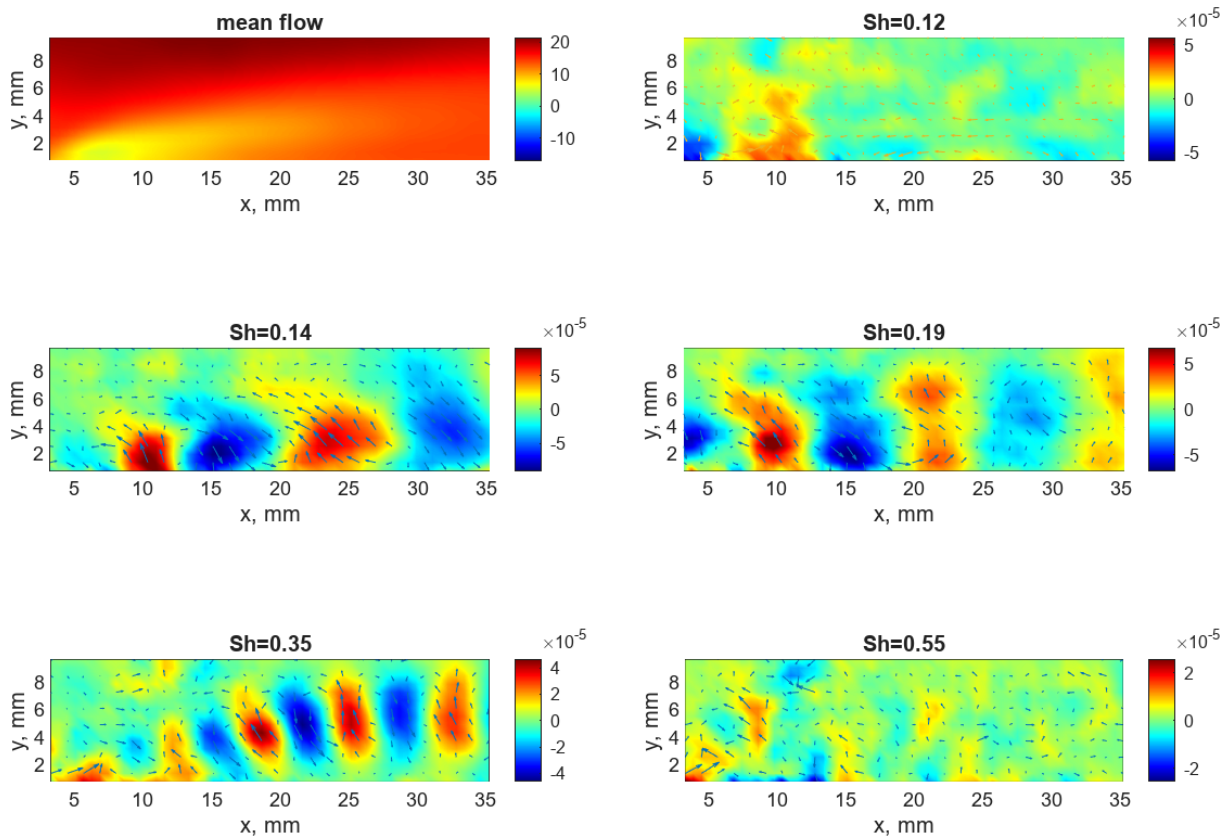


Рисунок 1. Ведущие моды SPOD разложения поля турбулентной энергии для струи при частоте возбуждения 1кГц (визуализированная вертикальная компонента скорости потока).

1. Karagozian A. The jet in crossflow // Physics of Fluids. 2014. V. 26(10).
2. Zheltovodov A. A., Pimonov E. A. Intensification of mixing of parallel compressible flows using a localized pulse-periodic energy supply // Technical Physics Letters. 2013. V. 39(11). P. 1016-1018.
3. Волков Л.С., Фирсов А.А. Моделирование влияния импульсно-периодического нагрева на формирование возмущений на границе поперечной струи в сверхзвуковом потоке // Компьютерные исследования и моделирование, 2023, т. 15, № 4, с. 845-860.

13.11 Термодинамические пределы прямого преобразования в твердооксидном топливном элементе

Иванов П.П.

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия
peterivanov1248@gmail.com

Традиционные способы получения электрической энергии в теплоэнергетических установках основаны на многократном преобразовании энергии. В связи с этим поиск новых способов непосредственного превращения энергии, в первую очередь тепловой и химической, в электрическую, всегда присутствовал в тематике научных исследований. В 60е-70е годы большое

внимание уделялось МГД-генераторам, установкам, преобразующим тепловую энергию в электрическую, минуя стадию механической энергии. Их называли установками прямого преобразования энергии. Достоинством этих установок является их статичность, т. е. отсутствие движущихся частей. Отличительной особенностью МГД-генератора является возможность получения больших мощностей в одном агрегате - 500-1000 МВт и сочетания их с паросиловыми блоками такой же мощности. Предполагалось, что если после МГД-генератора поставить обычный турбоагрегат, то общий максимальный КПД такой энергетической установки достигнет 50–60 %. Однако в связи с термодинамическим несовершенством КПД этих установок оказался ниже, чем у лучших теплосиловых установок [1, 2].

Исходным видом энергии в установках с МГД-генератором является теплота, поэтому их КПД при получении электроэнергии подчиняется второму закону термодинамики и, в связи с этим не может превосходить КПД цикла Карно, который осуществляется в том же интервале температур.

В электрохимическом генераторе происходит прямое преобразование химической энергии топлива в электричество. Эффективность прямого преобразования с помощью твердооксидного топливного элемента оценивается выше 60%, а суммарный КПД гибридной энергетической установки с утилизацией в цикле Брайтона тепла, генерируемого параллельно с электричеством, может быть на уровне 70-75% [3].

В настоящей работе рассмотрена гибридная схема энергетической установки, являющаяся аналогом газотурбинной установки с заменой камеры сгорания топливным элементом. Топливом и окислителем являются метан и воздух.

Предполагается, что внутри топливного элемента происходит паровая конверсия метана по формуле $CH_4 + 2H_2O \rightarrow CO_2 + 4H_2$, и что в электрохимическом процессе участвует только водород. Предполагается также внутреннее охлаждение топливного элемента путем подачи воздуха и метана при меньшей, чем в зоне реакции, температуре. Механизм внутреннего охлаждения является дополнительным инструментом, позволяющим совместно с поглощением тепла на конверсию реализовать полную внутреннюю утилизацию тепла, генерируемого электрохимической реакцией. При этих предположениях возникает оригинальный режим работы топливного элемента без генерирования тепла для утилизации.

Проведена оптимизация режима гибридной схемы энергетической установки по критерию максимума КПД, рассматривая коэффициент избытка окислителя в качестве параметров оптимизации. Все расчеты проведены в предположении, что коэффициент нагрузки (отношение электрической мощности к возможной по термодинамике с учетом поляризационных эффектов) равен 0.85.

Показано, что при коэффициенте избытка окислителя около 3 КПД гибридной схемы достигает 86% при доле газовой турбины в суммарной мощности около 12%. При этом в топливном элементе происходит прямое преобразование более 76% химической энергии метана в электричество.

1. В.А. Битюрин, П.П. Иванов, В.И. Ковбасюк, Г.М. Корягина, "О влиянии различных потерь на характеристики мощных МГД-генераторов", *ТВТ*, **14:4** (1976), 846–852; *High Temperature*, **14:4** (1976), 748–753.
2. Шумяцкий Б.Я., Ковбасюк В.И., Корягина Г.М., Иванов П.П., Исследование оптимальных характеристик МГД-генератора для комбинированных МГДЭС открытого цикла, *Теплофизика высоких температур*, 1975, том 13, № 2, 407–412. <https://www.mathnet.ru/links/2eecb34ee4ae3531c4043f8757c569fe/tvt7346.pdf>.
3. Nathan Lau Bretscher, Solid Oxide Fuel Cell Gas Turbine Hybrids for Distributed Generation, 2019, Idaho National Laboratory, INL/EXP-19-55104-Revision-0.

13.12 Нарботка оксидов азота разрядами, генерируемыми в воздухе между пьезотрансформатором и металлической поверхностью

К.В. Артемьев*, А.М. Давыдов, Н.Г. Гусейн-заде

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
Москва, Россия

*artemievkv@mail.ru

В работе исследовалась наработка окислов азота разрядами, периодически генерируемыми в воздухе между пьезотрансформатором и незаземленной металлической поверхностью. Длина воздушного зазора была 3 мм. Использовался пьезотрансформатор типа Розена из ЦТС керамики (цирконат-титанат свинца) с размерами 80×6×3 мм и коэффициентом трансформации 150. Среднеквадратичное значение напряжения, подаваемого на пьезотрансформатор, было 60 В. Частота основного резонанса пьезотрансформатора была ≈22 кГц, при этом в пьезотрансформаторе возбуждалась и вторая мода 44 кГц. Ввиду этого частота генерации разрядов составляла 88 кГц с последовательной сменой полярности напряжения на воздушном зазоре, т.е. на каждый период второй моды приходилось 2 разряда. Генерируемые разряды являются наносекундными (≈20 нс) со средним пиковым значением тока ≈0.34 А [1].

Исследование наработки окислов азота проводилось с помощью абсорбционной ИК-спектроскопии. Обработка воздуха производилась в замкнутой цилиндрической камере, которая располагалась в кюветном отделении ИК-Фурье-спектрометра вдоль диагностирующего ИК-пучка. В спектрах присутствовали полосы поглощения окислов азота NO, NO₂, N₂O и изомеров азотистой кислоты HONO. Были рассчитаны концентрации этих молекул и показана динамика их наработки. Расчет концентрации окислов азота NO, NO₂, N₂O производился по материалам, представленным в открытой базе данных HITRAN [2]. Расчет концентрации азотистой кислоты HONO производился по данным, опубликованным в работах [3, 4]. Также показано протекание реакции окисления NO молекулярным кислородом в объеме камеры. Приведены оценки эффективности наработки оксидов азота.

1. K. V. Artem'ev, D. V. Malakhov, L. V. Kolik, A. M. Davydov, and N. G. Gusein-zade. Electrical parameters of a piezoelectric transformer-generated nanosecond spark discharge in air. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 2024, Vol. 51, No. 7, pp. 262–267. DOI: 10.3103/S1068335624600359.
2. I. E. Gordon, L. S. Rothman, R. J. Hargreaves, R. Hashemi, E. V. Karlovets, F. M. Skinner, et al., "The HITRAN2020 molecular spectroscopic database". *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 277, 107949 (2022). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2021.107949.
3. William S. Barney, Lisa M. Wingen, Matthew J. Lakin, Theo Brauers, Jochen Stutz, and Barbara J. Finlayson-Pitts. Infrared Absorption Cross-Section Measurements for Nitrous Acid (HONO) at Room Temperature. *J. Phys. Chem. A* 2000, 104, 1692-1699. DOI: 10.1021/jp9930503.
4. William S. Barney, Lisa M. Wingen, Matthew J. Lakin, Theo Brauers, Jochen Stutz, and Barbara J. Finlayson-Pitts. Infrared Absorption Cross-Section Measurements for Nitrous Acid (HONO) at Room Temperature. *J. Phys. Chem. A* 2001, Vol. 105, No 16. DOI: 10.1021/jp010734d.

13.13 Защита пленок EVA от выгорания с помощью квантовых наноточек методом переизлучения ультрафиолетового излучения в видимый спектр

Н.К. Белов¹, П.Н. Казанский^{1*}, Д.Д. Медведев²

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

125412 *fokkoo@yandex.ru

Активное использование пластиковых пленок в разных прикладных задачах ужесточает требования стойкости изделий из них к ультрафиолетовому излучению. Пленки на основе широко распространенного и доступного пластика EVA используются в изготовлении парников для сельского хозяйства, а также являются элементами каскадной подложки солнечных батарей [1], входят в состав специализированных клеев, лаков и т.д. Однако данный пластик подвержен деградации под воздействием солнечного излучения. Разрушение С - С связей в полимерной молекуле за счет фотодеградации приводит к ее охрупчиванию и снижению прочностных характеристик. Ультрафиолетовое старение способствует окислению материала, изменению его цвета, в том числе к потере прозрачности пленки. Абсорбция ультрафиолетового излучения способствует формированию С-С радикалов, которые расшивают молекулу и тем самым накапливают в ней дефекты, усиливая деградацию [2]. Современные методы защиты от ультрафиолетового излучения в основном делятся на УФ - абсорбцию и УФ-стабилизацию. Первый механизм защиты предполагает внесение присадок, которые будут также подвергаться УФ-излучению, но механизм разрушения и его скорость будут другими. Такие присадки должны быть более устойчивы к деградации за счет внутренних связей молекулы, тем самым абсорбировать и перераспределить энергию УФ-излучения на

разрушение своих связей, что в конечном итоге снизит вероятность разрушения связей в основном пластике. Второй метод предполагает стабилизацию и нейтрализацию радикалов в полимере через поверхности присадок, тем самым замедляя дальнейшее разрушение пластика. Квантовые наноточки обеспечивают оба описанных механизма, действуя одновременно и как антиоксиданты, и предотвращают деградацию полимеров улучшая долговечность исходного материала. Однако, в отличие от других методов защиты квантовые точки способны обеспечивать защиту по третьему механизму за счет переизлучения УФ в видимый свет [3], тем самым существенно снижая интенсивность коротковолнового излучения на полимеры. Это приводит к отсутствию выгорания самих квантовых точек и, соответственно, к увеличению времени жизни пластика.

В данной работе представлена эволюция старения пленки EVA с защитой квантовыми точками и без нее под действием УФ-излучения 278 нм. Толщина пленки составляла 210 мкм. Зажигание искрового разряда в жидком ортоксидоле приводил к появлению квантовых точек размером 1-2 нм [4]. Пленка помещалась в данный раствор, абсорбировала их, а затем высушивалась. Концентрация частиц в растворе составляла 5000 ppm. Исследуемая пленка ослабляла УФ-излучение на просвет в 100 раз. Исходная пленка и пленка с защитой квантовыми точками размещалась в инсоляционной камере с УФ лампой ДРТ-400 на расстоянии 230 мм. Освещенность пленки составляла 81 клк. Лучистый поток в спектральном интервале 240-340 нм был 39 Вт. По мере деградации пленки нарезались образцы в виде полос 10x120 мм. Испытание образцов на растяжение проводились по ГОСТ 14236-81. Результаты испытаний показаны на рисунке 1.

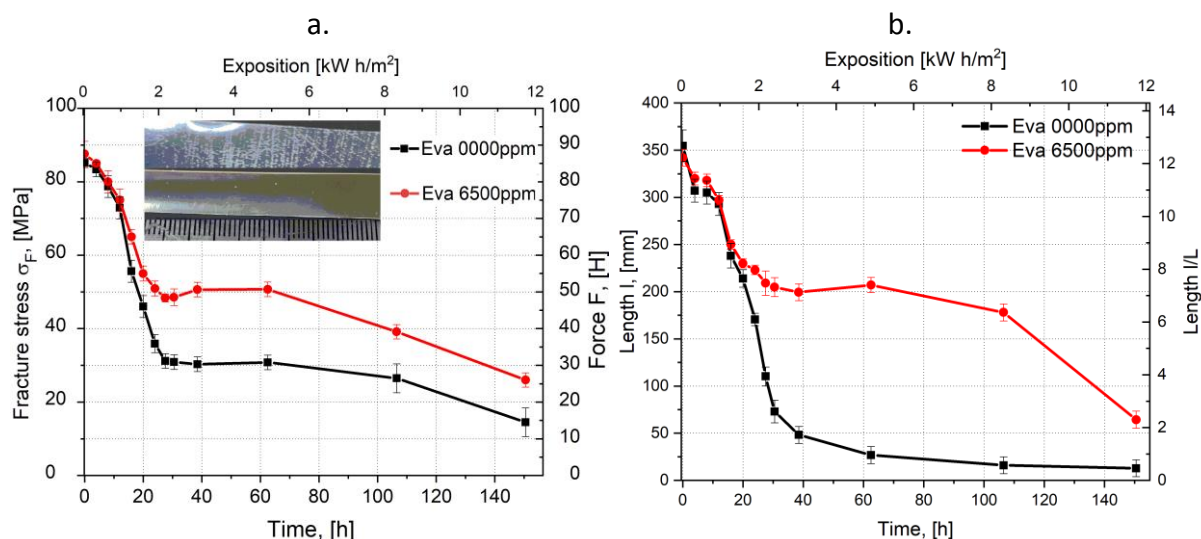


Рисунок 1. Эволюция деградации пленки с защитой квантовыми наноточками и без нее. а. Максимальная растягивающая нагрузка в момент разрыва, б. Максимальное удлинение пленки в момент разрыва.

Использование квантовых наноточек в пленочных полимерах обеспечивает защиту от среднего УФ-излучения. Сравнение двух образцов показывает радикальное снижение максимального относительного удлинения

незащищенной пленки до 1.8 крат против 6 кратного удлинения защищенного образца через 40 часов экспозиции. При этом предел прочности на разрыв незащищенной пленки снизился до 30 МПа против 50 МПа пленки с защитой. По мере старения на незащищенной пленке через 130 часов появлялись видимые дефекты деградации (рисунок 1а), которые становились концентраторами напряжения и в конечном итоге радикально снижали усилие на разрыв. Стоит отметить, что концентрация квантовых точек в пленке снижалась с 5000 до 1500 ppm, а затем выходила на стационар. Возможно, это связано с наличием ансамбля частиц с разными размерами, что приводило к разной устойчивости таких квантовых точек к выгоранию под действием УФ-излучения. Детальная сепарация частиц в исходном растворе [5] возможно позволит подбирать защиту полимерных пленок под конкретные длины волн УФ-излучения. А более мягкие условия реального солнечного излучения, по-видимому, дадут возможность обеспечить кратный рост срока эксплуатации пленок в прикладных задачах.

1. B. Xu *et al.*, "Downshifting Encapsulant: Optical Simulation Evaluation of the Solution to Ultraviolet-Induced Degradation in Silicon Heterojunction Solar Cells," *Adv. Energy Sustain. Res.*, vol. 2400227, 2024, doi: 10.1002/aesr.202400227.
2. T. Jiang, Y. Qi, Y. Wu, and J. Zhang, "Application of antioxidant and ultraviolet absorber into HDPE: Enhanced resistance to UV irradiation," *e-Polymers*, vol. 19, no. 1, pp. 499–510, Oct. 2019, doi: 10.1515/epoly-2019-0053.
3. K. W. Kim, Y. M. Kwon, S. Y. Kim, and J. Y. H. Kim, "One-pot synthesis of UV-protective carbon nanodots from sea cauliflower (*Leathesia difformis*)," *Electron. J. Biotechnol.*, vol. 56, pp. 22–30, Mar. 2022, doi: 10.1016/j.ejbt.2021.12.004.
4. Д. Д. Медведев, С. В. Коробцев, Б. В. Потапкин, Д. А. Сапунов, and В. А. Петяев, "Синтез металлоуглеродных конгломератов под воздействием импульсного высоковольтного разряда в жидком диэлектрике," pp. 100–102.
5. I. Matsumoto, R. Sekiya, and T. Haino, "A protocol for size separation of nanographenes," *RSC Adv.*, vol. 9, no. 58, pp. 33843–33846, 2019, doi: 10.1039/C9RA07528C.

13.14 Влияние барьерного разряда на характеристики распыла воды

А.С. Савельев

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
fiteh@mail.ru

Использование электрического разряда считается перспективным методом очистки воды [1, 2]. Использование химических реагентов на основе соединений, содержащих хлор, имеет ряд недостатков, а производство подобных веществ несет угрозу загрязнения. Необходимы другие способы очистки, например, с использованием перекиси водорода, при этом получение данного вещества может быть проведено с помощью электрического разряда [1,

2]. Активно развиваются методы т.н. активации плазмой воды [1], Вода в том или ином виде (жидкая, диспергированная, пар) подвергается воздействию плазмы, создаваемой различными типами разряда [1, 3], в результате чего в составе воды возникают химически активные компоненты, способствующие ее очистке, обеззараживанию, обесцвечиванию. Обычно рассматриваются коротко- и долгоживущие реагирующие соединения на основе кислорода и азота: перекись водорода, нитриты, нитраты и т.д. Отмечается [4], что подобная активированная вода может быть использована для сельскохозяйственных нужд, для обеззараживания поверхностей листьев и плодов, а также в некоторой степени для удобрения почвы за счет наличия соединений азота [5, 6, 7].

Электрический разряд, как правило, существует в газовой среде, поэтому для осуществления плазменной активации воды необходимо наличие поверхности раздела вода-воздух (вода-газ). Использование воды в диспергированном виде (капельный распыл, пузырьковая жидкость) имеет преимущества перед использованием воды со свободной поверхностью. В этом случае достигается значительно большее значение величины относительной площади поверхности, равной отношению суммарной площади поверхности раздела жидкость-газ к массе жидкости. Исследователи отмечают [2], что использование воды в виде капель или пузырьковой жидкости позволяет не только более эффективно генерировать активные компоненты (перекись водорода), но также и эффективно сохранять наработанные соединения. Перекись водорода также подвержена воздействию плазмы и разлагается на кислород и воду при ее воздействии. Относительная близость поверхности воды к зоне реакции позволяет быстро растворять и, таким образом, сохранять наработанные активные вещества в объеме воды [2].

Предложена схема зажигания барьерного разряда, вызываемого переменным высоковольтным напряжением, вблизи форсунки, создающей распыл слабо проводящей жидкости (воды), подаваемой под давлением. С помощью прямого измерения параметров капель оптическим методом показано, что зажигание разряда приводит к значительным изменениям параметров распыла (рисунок 1). Изменения вызваны присутствием плазмы разряда и сопутствующего высокого напряжения, воздействующего на течение

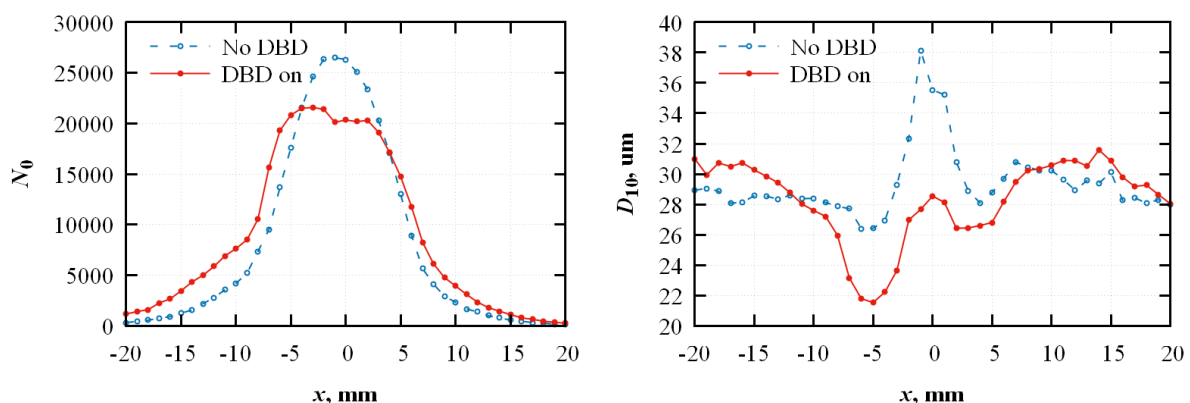


Рисунок 1. Распределение в пространстве количества капель N_0 и среднего диаметра D_{10}

воды из отверстия форсунки. В виду относительно небольшого энерговклада в разряд следует ожидать, что основным фактором воздействия является наличие электрического поля. Измерения показывают, что изменения параметров распыла не могут быть объяснены перераспределением капель в пространстве за счет изменения траекторий их движения из-за наличия высокого переменного напряжения. Уменьшение средних характеристик распыла может быть объяснено ускорением распада пленки жидкости, вблизи которой происходит барьерный разряд.

1. Jiang B., Zheng J., Qiu S., Wu M., Zhang Q., Yan Z., and Xue Q. // Chem. Eng. J. 2014. V. 236. P. 348.
2. Thagard S.M., and Locke B.R. Electrical discharge plasma for water treatment // Advanced Oxidation Processes for Water Treatment. Ed. by Stefan M.I. London: IWA Publishing. 2018. Chapter 12. P. 493.
3. Locke B.R., and Shih K.-Y. // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. V. 20. 034006.
4. Pipliya S., Kumar S., Babar N., and Srivastav P.P. // Food Chemistry Advances. 2023. v. 2. 100249.
5. Ingels R., and Graves D.B. // Plasma Medicine. 2015. V. 5. Is. 2–4. P. 257.
6. Matra K., Tanakaran Y., Luang-In V., and Theepharaksapan S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2022. V.50. P. 1430.
7. Theepharaksapan S., Matra K., Thana P., Traiporm T., Aryuwong W., Tanakaran Y., Lerkmahalikhit Y., Malun L., and Ittisupornrat S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2024. V. -.P. 1

13.15 Исследование микроструктур ZnO, полученных методом СВЧ-плазменного синтеза

С.Н. Антипов^{1*}, М.Х. Гаджиев¹, М.В. Ильичев¹, В.В. Краснова²,
А.Э. Муслимов², В.М. Каневский², А.С. Тюфтяев¹, Д.И. Юсупов¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²КККиФ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

*antipov@ihed.ras.ru

В последние годы большое развитие получили плазмохимические технологии синтеза нано- и микропорошков простых и сложных оксидов, основанные на применении плазматронов атмосферного давления. В настоящей работе исследовались микроструктуры ZnO, полученные из микронных частиц цинка в азотной плазме атмосферного давления, генерируемой СВЧ-плазматроном волноводного типа. Используемый СВЧ-плазматрон работает на частоте 2,45 ГГц и при вкладываемой мощности 1 кВт на волне Н₁₀ позволяет возбуждать объемные стационарные СВЧ-разряды с температурой газа, достигающей нескольких тысяч градусов Кельвина. В процессе СВЧ-плазменного синтеза формировались микроструктуры ZnO различной морфологии (рис. 1) размерами до 1-2 мкм. Присутствовали как частицы игольчатой формы, так и микрокристаллические комплексы сложной формы. По данным РФА синтезированные структуры К и Г-типов относятся к

фазе гексагонального вюрцита ZnO (JCPDS N 05-0664). Параметры кристаллических решеток и величины областей когерентного рассеяния определены по формуле Шеррера: $a = b = 3,248 \text{ \AA}$, $c = 5,204 \text{ \AA}$, $V = 47,545 \text{ \AA}^3$, ОКР = 41,2 нм. Изучалась фотокаталитическая активность полученных образцов ZnO в процессах деградации метиленового синего (МС) с исходной концентрацией $C_0 = 1,0 \text{ мг/л}$ при облучении имитированным солнечным светом (осветитель ОЛКс-150М с ксеноновой лампой с лампой ДКсШ-150, 50 мВт/см²). Оценку эффективности фотодегradации МС в присутствии фотокатализатора ZnO сравнивали с процессом фотолиза. В присутствии фотокатализатора ZnO глубина фотодегradации МС значительно увеличилась. При добавлении микрочастиц ZnO за 30 мин наблюдалось полное разложение (~99%) МС в растворе (константа скорости $k = 0,186 \text{ мин}^{-1}$).

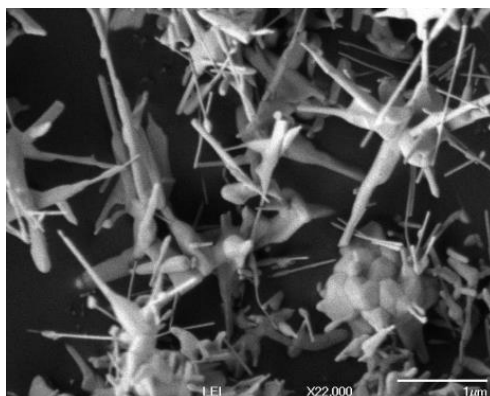


Рисунок 1. Микрочастицы ZnO, полученные методом СВЧ-плазменного синтеза.

13.16 Влияние глубины погружения электрода на развитие течения в дистиллированной воде под действием импульсного напряжения

В.А. Панов, А.С. Савельев, Ю.М. Куликов*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*kulikov-yurii@yandex.ru

Проведено экспериментальное и численное исследование поля скорости в дистиллированной воде, возникающего на допробойном этапе при подаче импульса напряжения на электрод-иглу при различной глубине её погружения. Полученные результаты анализируются в терминах экстремума (максимума) скорости течения, достигающегося в области наблюдения в непосредственной близости к высоковольтному электроду. Получено удовлетворительное согласие экспериментальной и численной зависимостей экстремума скорости от времени с расчетом. Показано, что максимальное значение скорости в возникающем течении достигается на более поздних

временах с увеличением глубины погружения. Уменьшение глубины погружения приводит к возникновению электрического разряда при потере контакта высоковольтного электрода с водой из-за возникающего вблизи него течения. Выполненные исследования показывают дальнейшее направление развития построенной физико-математической модели.

Важную роль в процессе движения горизонтальной межфазной границы в вертикальном электрическом играют возмущения в воде, распространяющиеся со звуковой скоростью при подаче напряжения. Данные возмущения деформируют поверхность раздела сред вода-воздух, что приводит к возникновению крупномасштабного течения, направленного снизу вверх вдоль стержня. Этот экспериментальный факт требует учета подвижности этой границы и эффектов поверхностного натяжения. Отдельного внимания требует двойной слой, формирующийся вокруг металлического электрода еще до подачи напряжения. Этот слой приводит к мелкомасштабной (порядка 100 нм) и весьма сильной (40-45 раз) неоднородности диэлектрической проницаемости воды, что налагает дополнительные требования к сеточному разрешению приэлектродной зоны. Подача напряжения на электрод приводит к разделению зарядов в приэлектродной области и её депротонизации, а также активизирует ряд нелинейных эффектов в областях особо сильного электрического поля на острых краях электрода, свойственных полярным жидкостям в целом и воде в частности, — неравновесную электролитическую диссоциацию воды и нелинейный транспорт протонов. Кроме этого, большую сложность вызывает учет попадания атомов и микроскопических фрагментов электрода в приэлектродные слои жидкости.

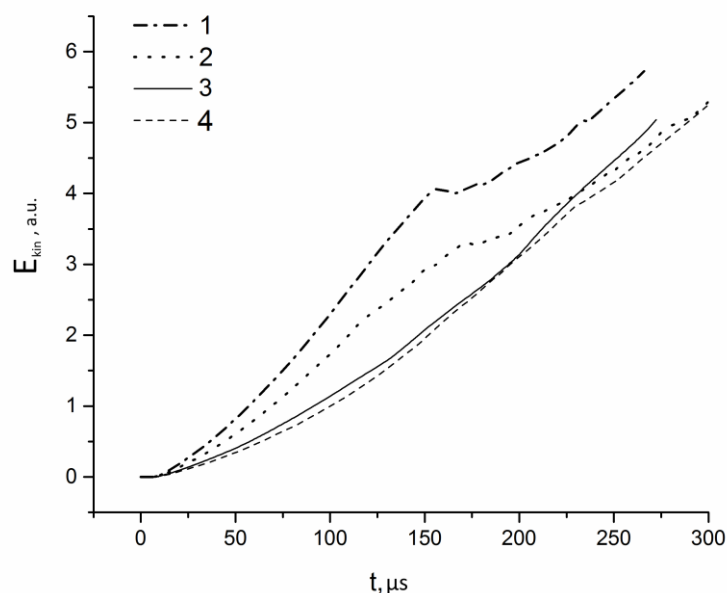


Рисунок 1. Зависимость приведенной кинетической энергии течения от времени при различной глубине погружения стержня. Обработка результатов моделирования.

Предложенная в работе модель является существенно нелинейной как в пространстве (в приэлектродном слое), так и во времени и образует систему с положительной обратной связью: подача высоковольтного потенциала на электрод-иглу приводит к увеличению концентрации ионов (на несколько порядков за время расчета) и усилению экранировки. Экранировка, в свою очередь, приводит к росту электрического поля и его градиентов, и, в конечном итоге, к увеличению амплитуды объемной силы, действующей на жидкость. Однако, для того, чтобы разорвать эту связь, а также учесть распространение возмущений по границе, целесообразна дальнейшая разработка специальной «приэлектродной» модели сжимаемой сплошной среды, корректно учитывающей различные перечисленные нелинейности.

В нашей реализации метода параметры подбираются с помощью алгоритма роя частиц [3]. Метод не требует калибровки по абсолютным значениям интенсивности излучения. Широко используются упрощения и оптимизации, параллелизм и векторная обработка данных. Благодаря этим нововведениям время расчёта сокращено до несколько минут на стандартном вычислительном оборудовании.

13.17 Сравнительный анализ движения двойных колец воздуха в воде, кольцевых следов на окнах и следов в различных экспериментах, где были нестационарные процессы

Д.С. Баранов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
bds07@yandex.ru

Движение пары воздушных колец в воде подсказало расшифровку следов двойных колец на окнах, зеркалах и в различных экспериментах, где были нестационарные процессы (электрические разряды, кавитация, ядерные превращения). Следы на окнах состояли из мелких пылевых частиц. Известен случай, когда круги появились на окне с внешней и с внутренней стороны, т.е. возмущение проникло в помещение через стекло, оставив на нем пыль, и, набрав пыли, опять вышло через окно. Приходится допустить, что нас окружает среда, с которой мы не взаимодействуем, но с этой средой взаимодействуют продукт, образованный в нестационарном процессе. Этот продукт слабо, но взаимодействует с обычным веществом. Появляется принципиальная возможность нереактивного полета вне атмосферы.

13.18 Можно ли локализовать свет в теплоизоляторах и объемных отражателях?

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. Излучение доминирует в высокотемпературных теплоизоляторах и объемных отражателях.

В предыдущих работах из классического уравнения переноса излучения было выведено уравнение диффузии справедливое в среде с переменным показателем преломления [1]. Было показано, что это уравнение естественно интерпретировать как уравнение диффузии фотонов, а его коэффициенты непосредственно описывают обмен импульсом и энергией между излучением и веществом [2]. Оказывается, физическая интерпретация коэффициента диффузии фотонов тесно связана со старой проблемой Абрагама-Минковского о непротиворечивом определении тензора энергии-импульса излучения в среде [3]. А также с проблемой восходящей к работе Ньютона и Вигнера [4] о невозможности определения волновой функции фотона.

Несмотря на многочисленные и разнообразные попытки разрешить эти проблемы и противоречия [5-7] за многие десятилетия исследований существенного прогресса, а уж тем более консенсуса в решении этих проблем, лежащих в основах современной физики, достигнуто не было. В работе [8] были обоснованы квантовые ограничения на коэффициент диффузии фотонов, которые в терминах его длины свободного пробега можно записать в виде

$$\langle l \rangle_v \gtrsim c/v = \lambda_0, \quad (1)$$

где λ_0 – длина волны излучения в вакууме.

Из этого соотношения интегрированием по спектру были получены ограничение снизу на значения коэффициента лучистой теплопроводности. Ту же оценку минимальной теплопроводности можно получить независимо [8] из макроскопических соображений симметрии и размерности в качестве следующего члена разложения в законе возрастания энтропии. Для этой оценки не нужны какие-либо предположения о свойствах среды и механизмах теплопереноса. Она носит весьма общий характер и свидетельствует, что макроскопическая необратимость, по всей видимости, является релятивистским квантовым эффектом. Это соотношение определяет теоретический предел эффективности высокотемпературных теплоизоляторов и объемных отражателей.

Анализ показывает, что соотношение (1) совпадает с критерием локализации Иоффе-Регеля-Мотта. Этот критерий был первоначально

предложен для электронов, но позже был обобщен Андерсоном на свет и вообще волны любой природы. С тех пор многочисленные эксперименты [9, 10] пытаются установить, возможна ли локализация света. И, если возможность поперечной локализации света не вызывает сомнений и уже доведена до практических приложений, то вопрос о возможности локализации света в трехмерной геометрии пока остается открытым. По видимому, трехмерная локализация света в отличие от поперечной локализации невозможна именно потому, что у фотона не существует третий оператор координаты в направлении его распространения.

Связь с критерием Иоффе-Регеля-Мотта позволяет использовать многочисленные эксперименты по локализации света для проверки соотношения (1) и его следствий. С другой стороны, экспериментальные исследования символа оператора радиационного теплопереноса методом температурных волн могут быть полезны для исследования локализации Андерсона.

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. Создание материалов с локализованным излучением позволит значительно улучшить характеристики высокотемпературных теплоизоляторов и объемных отражателей.

1. Galaktionov A.V. Features of Radiation Heat Transfer in a Medium with Variable Refractive Index // J. Phys.: Conf. Ser. 1112 012018
2. Galaktionov A.V. Photon diffusion equation // 18th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin, Moscow, JIHT RAS, April 9-11, 2019 pp. 200-203
3. Dodin I. Y., Fisch N. J. Axiomatic geometrical optics, Abraham-Minkowski controversy, and photon properties derived classically // Phys.Rev. A (2012) 86 053834
4. Newton T. D., E. P.Wigner Localized states for elementary systems // Rev. Mod. Phys. (1949) 21, 400
5. Bialynicki-Birula I. On the wave function of the photon // Acta Phys. Pol. A (1994) 86 97
6. Sipe J. E. Photon wave functions // Phys. Rev. A (1995) 52 1875
7. Kholevo A.S. Photon localization: observed positions and uncertainty relations // Microelectronics 2006. - V35, No1. - pp. 27-36.
8. Galaktionov A.V. Features of photon diffusion in a dispersed medium // J. Phys.: Conf. Ser. 2100 012022
9. Wiersma, Diederik S.; et al. Localization of light in a disordered medium, Nature, 1997, 390 (6661): 671–673
10. Störzer, Martin; et al. Observation of the critical regime near Anderson localization of light, Phys. Rev. Lett. 2006, 96 (6): 063904.

13.19 Равновесный идеальный газ как объект, содержащий непосредственно ненаблюдаемые конструкторы - феномены

Бураханов Б.М.

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

В данной работе равновесный идеальный газ рассматривается как объект, в котором постоянно происходят непосредственно ненаблюдаемые явления, вызванные тепловым движением молекул этого газа. В данной работе предлагается использовать название "конструкторы - феномены" в качестве общего названия для этих непосредственно ненаблюдаемых явлений.

Одним из хорошо известных определений равновесного состояния является определение, в котором это состояние понимается как состояние, при котором все процессы в физической системе прекращаются, за исключением флуктуаций [1], а одним из хорошо известных парадоксов термодинамики является парадокс Гиббса [2]. Суть этого парадокса заключается в принципиальном отличии термодинамического описания процессов, происходящих в равновесии, когда этот газ состоит из абсолютно идентичных и неотличимых друг от друга молекул, от случая, когда некоторые молекулы этого газа гипотетически могут быть заменены каким-то его собственным изотопом.

В данной работе показано, что определение, согласно которому в равновесном идеальном газе не происходит никаких процессов, за исключением флуктуаций, несправедливо по отношению к процессам, инициируемым конструкторами - феноменами. В то же время сам факт существования этих конструкторов - феноменов в равновесном идеальном газе говорит о том, что парадокс Гиббса является в значительной степени математическим, а не физическим феноменом.

Конструктор - феномены - это гипотетически устанавливаемые явления, существование которых подтверждается косвенными экспериментальными данными, относящимися к этим явлениям. Конструктор - феномены можно определить, как теоретически установленные, непосредственно ненаблюдаемые и достоверно не опровергнутые сущности.

В данной работе утверждается, что в равновесном идеальном газе постоянно происходят такие непосредственно ненаблюдаемые конструкторы - феномены, как:

- непосредственно ненаблюдаемый феномен изотропного переноса количества движения,
- непосредственно ненаблюдаемый феномен тотального перемешивания молекул,
- непосредственно ненаблюдаемый феномен постоянного локального самовоспроизведения максвелловского распределения скоростей.

Непосредственно ненаблюдаемый феномен изотропного переноса количества движения обеспечивает саму возможность существования равновесного состояния идеального газа. Дело в том, что сохранение этого равновесного состояния возможно только благодаря постоянному внешнему поверхностному воздействию на этот газ, осуществляемому за счет взаимодействия молекул газа с молекулами стенок сосудов, содержащих этот газ. При этом распространение этого поверхностного внешнего воздействия на весь объем, занимаемый идеальным газом, происходит за счет непосредственно ненаблюдаемого феномена изотропного переноса количества движения.

Основным результатом действия непосредственно ненаблюдаемого феномена тотального перемешивания молекул является постоянное изменение состава молекул в элементарных объемах, содержащих равновесный идеальный газ. Это тотальное перемешивание молекул является основной причиной изменения текущих средних значений термодинамических параметров, определяющих термодинамическое состояние идеального газа в элементарных объемах. В физике эти отклонения текущих средних значений друг от друга называются - флуктуации [1].

Основной функцией непосредственно ненаблюдаемого феномена постоянного локального самовоспроизведения максвелловского распределения скоростей [3] является постоянное восстановление максвелловского распределения скоростей, которое постоянно нарушается из-за непосредственно ненаблюдаемого феномена тотального перемешивания молекул.

В настоящее время в термодинамике отсутствуют понятия стационарного локального неравновесного состояния и нестационарного локального неравновесного состояния, а присутствует только понятие локального равновесного состояния [4]. По этой причине в настоящее время в термодинамике не существует предельного перехода от стационарных и нестационарных неравновесных состояний глобальных физических систем к стационарным и нестационарным неравновесным состояниям локальных физических систем.

В данной работе вводятся понятия стационарных и нестационарных неравновесных состояний локальных физических систем. Введение этих новых понятий понижает статус понятия локального равновесного состояния с уровня доминирующего понятия [5] до уровня одного из возможных эквивалентных понятий, а также обеспечивает возможность предельного перехода от стационарных и нестационарных неравновесных состояний глобальных физических систем к стационарным и нестационарным неравновесным состояниям локальных физических систем.

1. Пригожин И. Кондепуди Д. 2002 Современная термодинамика (Москва: Мир) 461 с.
2. Седов Л.И. 1973 Механика сплошных сред Том 1 (Москва: Наука) 535 с.
3. Хайтун С.Д. 1996 Механика и необратимость (Москва: Юнус) 445 с.
4. Жермен П. 1983. Курс механики сплошных сред (Москва: Высшая школа) 398 с.
5. Сивухин Д В 1975 Термодинамика и молекулярная физика. Общий курс физики. Т.2 (Москва: Наука) 456 с.

13.20 Математические методы описания диффузионных процессов в неоднородных газожидкостных смесях

Бураханов Б.М.

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

В данной работе предполагается, что теоретически каждый химический компонент многокомпонентной гетерогенной газожидкостной смеси в любой момент времени может быть представлен в виде двух его субкомпонентов: транзитного субкомпонента и релаксационного субкомпонента.

Математический метод теоретического описания диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах транзитного типа, основан на постановке линейных краевых задач эллиптического типа [1] и последующем анализе их решений. В то время как математический метод теоретического описания диффузионных процессов, происходящих в подкомпонентах релаксационного типа, основан на постановке линейных краевых задач параболического типа [1] и последующем анализе их решений.

С физической точки зрения, принципиальное различие между методом изучения диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах транзитного типа, и методом изучения диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах релаксационного типа, заключается в том, что при описании диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах транзитного типа, достаточно использовать только закон Фика, и при описании диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах релаксационного типа, необходимо использовать как закон Фика, так и уравнение Фика [2].

С математической точки зрения принципиальное различие между методом изучения диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах транзитного типа, и методом изучения диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах релаксационного типа, заключается в том, что при постановке линейных краевых задач эллиптического типа время следует рассматривать как параметр, а при постановке линейных краевых задач параболического типа время следует рассматривать как аргумент [1].

В настоящее время одним из хорошо известных методов изучения диффузионных процессов, протекающих в неоднородных газожидкостных смесях, является метод установления. Напомним, что метод установления - это способ нахождения решений линейных краевых задач эллиптического типа путем решения линейных параболических краевых задач Дирихле [2]

Значительная часть этой работы посвящена обсуждению математических методов описания диффузионных процессов, происходящих в локальных физических системах, которые включают в себя относительно небольшие части химических компонентов, расположенных в физически бесконечно малых объемах.

При описании диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах транзитного типа, важно учитывать общие свойства так

называемых вихре – потенциальных векторных полей, описанных в [4]. При описании диффузионных процессов, происходящих в субкомпонентах релаксационного типа, важно учитывать общие свойства класса так называемых Т-функций, описанных в [5].

При изучении поведения локальных физических систем в тех случаях, когда они находятся в локальном стационарном или локально нестационарном неравновесном состоянии, важно использовать локальное объемное разложение достаточно гладких скалярных функций. Поэтому один из основных разделов данной статьи посвящен описанию общих свойств этого нового метода локального разложения скалярных функций.

Введение и понимание физического смысла таких новых понятий, как локальные стационарные и нестационарные неравновесные состояния, позволяет нам говорить о том, что такое ключевое понятие современной равновесной и неравновесной термодинамики, как понятие "локальное равновесное состояние", следует классифицировать не как доминирующее ключевое понятие термодинамики [6], а как одно из возможных эквивалентных состояний локальных термодинамических систем.

1. Тихонов А.Н. и Самарский А.А. 1977 Уравнения математической физики (Москва: Наука) 736 с.
2. Сивухин Д В 1975 Термодинамика и молекулярная физика. Общий курс физики. Т.2 (Москва: Наука) 456 с.
3. Годунов С К и Рябенский В С, 1977 Разностные схемы. (Москва. Наука) 440 с.
4. В.М Burakhanov 2019 Classification of vector lines and fields by geometric and numerical methods. J. Phys.: Conf. Ser. **1394**, 012028.
5. Burakhanov В М 2020 Non-stationary layered vector fields and their divergence functions. J. Phys.: Conf. Ser. **1698**, 012025.
6. Пригожин И., Кондепуди Д. 2002 Современная термодинамика. (Москва: Мир) 461с.

13.21 Радиальные распределения температуры в сверхзвуковой струе, создаваемой разрядом в полиэтиленовом капилляре

***А.С. Пащина¹, Д.И. Кавыришин^{1,2,*}, А.Г. Агеев², О.В. Коршунов¹,
В.Ф. Чиннов^{1,2}***

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

* dimakav@rambler.ru

Задача работы состояла в определении параметров плазмы эрозионного разряда в капилляре из полиэтилена (CH₂)_n малого диаметра (1-2 мм) и длины (5 мм). Локальность измерений параметров плазмы обеспечивала система синхронизированной регистрации участков спектра протяженностью около 40 нм, осуществляющая однокадровую регистрацию 2D-спектра матричной

камерой Andor iStar DH720 (1024x256 пикселей размером 25x25 мкм), установленной в выходной фокальной плоскости спектрографа Oriel MS-257. Для одновременного определения основных параметров плазмы выбирались спектральные интервалы, содержащие набор излучающих компонентов, обеспечивающих как определение температуры и концентрации электронов плазмы, так и установление мольных долей? входящих в ее состав компонентов. Наилучшими участками спектра СН-плазмы, отвечающими этим требованиям, являются диапазоны 400-440 нм и 650-690 нм. Участок спектра 400-440 нм содержит линии однократных ионов С II 426.72 нм (энергия возбуждения $E_m = 20.95$ эВ) и 407.56 нм (27.41 эВ), а также двукратных ионов С III 418.7 нм ($E_k = 42.97$ эВ) и 406.9 нм (42.97 эВ), используемые для определения электронной температуры методами относительных интенсивностей этих линий. При этом концентрация электронов независимо измеряется по штарковской ширине линии С II 426.7 нм. Спектральный интервал $\Delta\lambda=645-685$ нм включает в себя линии дублета и мультиплета иона углерода С II 657.80/658.28 нм и С II 678.4 нм со значительным, более 6 эВ, различием энергий возбуждения. Программное разделение контура линии С II 657.80 нм с соседними контурами линий H_α и С II 658.2 нм позволяет определять по ее ширине концентрацию электронов. Методы спектральной диагностики плазмы, рекомендуемых в условиях локального термодинамического равновесия (ЛТР):

- Метод отношения интенсивностей (МОИ) линий частиц одного элемента и одной кратности ионизации С II 426.72 нм и С II 407.56 нм;
- МОИ линий разной кратности ионизации С III 418.69 нм и С II 426.72 нм;
- МОИ линий разной кратности ионизации С III 406.92 нм и С II 407.56 нм;
- Метод «нормальных» температур (МНТ), линия С II 426.72 нм, $T_N = 2.8$ эВ;
- МНТ, линия С II 407.56 нм, $T_N = 3.0$ эВ;
- МНТ, линия H_α , 656.2 нм, $T_N = 1.6$ эВ;
- МНТ, линия С I 247.8 нм, $T_N = 1.1$ эВ (T_N приведены для $p = 5$ бар).

При наличии ЛТР названные методы позволяют определять абсолютные значения электронной температуры, опираясь на измерение относительных интенсивностей выбранных излучающих компонент. Используемые для количественного анализа радиальные профили интенсивности $J(r)$ шести линий С III 418.7 нм, С III 406.8 нм, С II 427.6 нм, С II 407.5 нм, С I 247.8 нм и H_α могут быть получены в результате программного выполнения обратных абелевских преобразований измеренных хордовых интенсивностей этих линий. Предложенным авторами модифицированным методом «нормальных» температур T_N выполнено программное построение радиального профиля температуры $T(r)$ в выходном сечении сверхзвуковой плазменной струи импульсного эрозионного разряда в капилляре из полимерного материала (см. рис. 1). Вверху слева – «абелевский» радиальный профиль (приосевая часть – красного цвета, периферийная – синего) нормированной на единицу интенсивности линии С II 426.7 нм $J^{Ab}(r_x)/J^{Ab}_{max}$. Справа – нормированная на единицу расчетная зависимость $U(T) = n^*(T)/n^*_{max}(T_N)$ при падающем давлении от 5 бар на оси струи до 2 бар на ее периферии. Внизу слева показан результат построения профиля $T_e(r)$. Для приосевой точки 1 с $T_1(r_1)$, точки 2 (максимум

температуры $T_2(r_2)$) и других показан ход определения местоположения точек профиля в координате r' с температурой $T_e(r')$, с учетом неизобаричности исследуемой плазменной струи. Температурный профиль, полученный методом T_N характеризуется наименьшей погрешностью измерения $(\delta T/T) \leq 7\%$ и охватывает наибольшую по протяженности область разряда с температурой от приосевых значений $3.5 \div 3.8$ эВ до $T \approx 1.8$ эВ на периферии. Одновременное и независимое определение профиля концентрации электронов $n_e(r)$ по штарковской составляющей локальных контуров линий С II 426.7 и С III 418.7 нм позволяет сделать вывод о наличии Саха-больцмановского равновесия в приосевой, сильно ионизованной области плазмы.

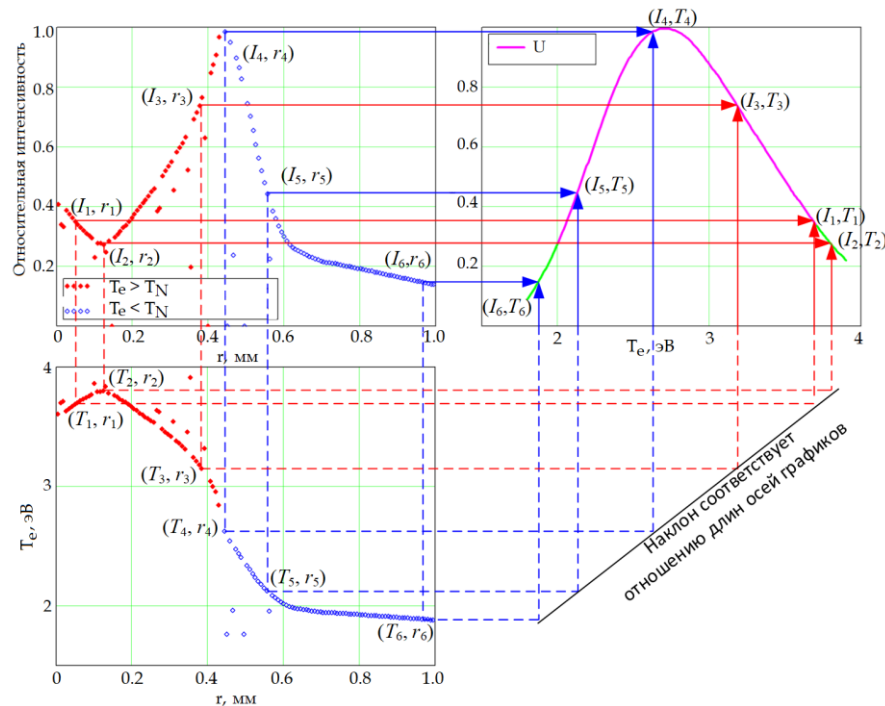


Рисунок 1. Построение радиального профиля температуры $T_e(r)$ методом «нормальных» температур.

13.22 Измерение плазменно-тепловой нагрузки на обращенную к плазме поверхность

С.Д. Федорович^{1*}, Кавыришин Д.И.^{1,2}, Заварницын Д.Э.¹, Голов Я.А.¹,
Мутовалов В.М.¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

²¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*FedorovichSD@mpei.ru

Одной из ключевых проблем термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы остаётся высокая тепловая нагрузка на компоненты, контактирующие с плазмой. Воздействие высокоэнергетических плазменных

потоков способно вызвать изменение морфологии поверхности облицовочных материалов, что в свою очередь, существенно влияет не только на интенсивность теплового потока со стороны плазмы, но и на механизмы теплопередачи. Поэтому определение плазменно-тепловой нагрузки важно для понимания физики взаимодействия «плазма–поверхность».

Целью проведённого в работе исследования является сравнительный анализ двух методов оценки плотности плазменного теплового потока, воздействующего на поверхность мишени. В первом методе тепловой поток определялся из анализа экспериментальной зависимости температуры поверхности от времени по значениям производных на этапах нагрева мишени и охлаждения при двух одинаковых значениях температуры [1]. Второй метод основан на применении закона Фурье для одномерного теплового потока в мишени по значениям температуры, измеренным в двух точках.

Плотность плазменно-теплового потока при стационарной плазменной нагрузке на поверхность вольфрамовой и медной мишени измерена в установке ПЛМ-М [2] для двух режимов генерации плазмы, реализованных в установке ПЛМ-М: катодного разряда и индукционного возбуждения с применением геликонной антенны. Проведен сравнительный анализ и найдены условия применимости двух подходов для расчёта тепловых нагрузок в условиях стационарного взаимодействия плазмы с материалом стенки. Измерение плазменно-теплового потока в будущем позволит экспериментально определить коэффициент теплопередачи плазмы, а также установить корреляцию между параметрами плазменного разряда и деградацией поверхности мишени.

Работы на ПЛМ-М выполнены при поддержке проекта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FSWF-2023-0016.

1. Н. Kerstena, Н. Deutscha, Н. Steffena et.al. The energy balance at substrate surfaces during plasma processing [Текст] / Н. Kerstena, Н. Deutscha, Н. Steffena et.al. // Vacuum. — 2001. — № 63. — С.385-431.
2. Будаев, В. П., Федорович, С. Д., Дедов и др. Испытания вольфрамовой облицовки дивертора в плазменной установке ПЛМ [Текст] / В. П. Будаев, С. Д. Федорович, А. В. Дедов и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. — 2024. — № Том 47, выпуск 2. — С. 49-57.

13.23 Результаты измерения дрейфовой скорости ионов аргона в стационарной плазменной установке ПЛМ-М

К.В. Чан, С.Д. Федорович¹, Д.М. Соин¹, Д.И. Кавыришин^{1,2}

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»

²Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Одним из перспективных направлений в разработке тяговых систем электроракетных двигателей являются магнитоплазодинамические ускорители (МПДУ). В работе рассматривается направление в разработке плазменных ракетных двигателей, реализующее схему с магнитной изоляцией

плазменного потока и безэлектродные, высокочастотные методы ввода энергии в плазму [1]. Получен профиль скорости потока ионов в поперечном сечении плазменного пучка аргона в установке ПЛМ-М (рисунок 1).

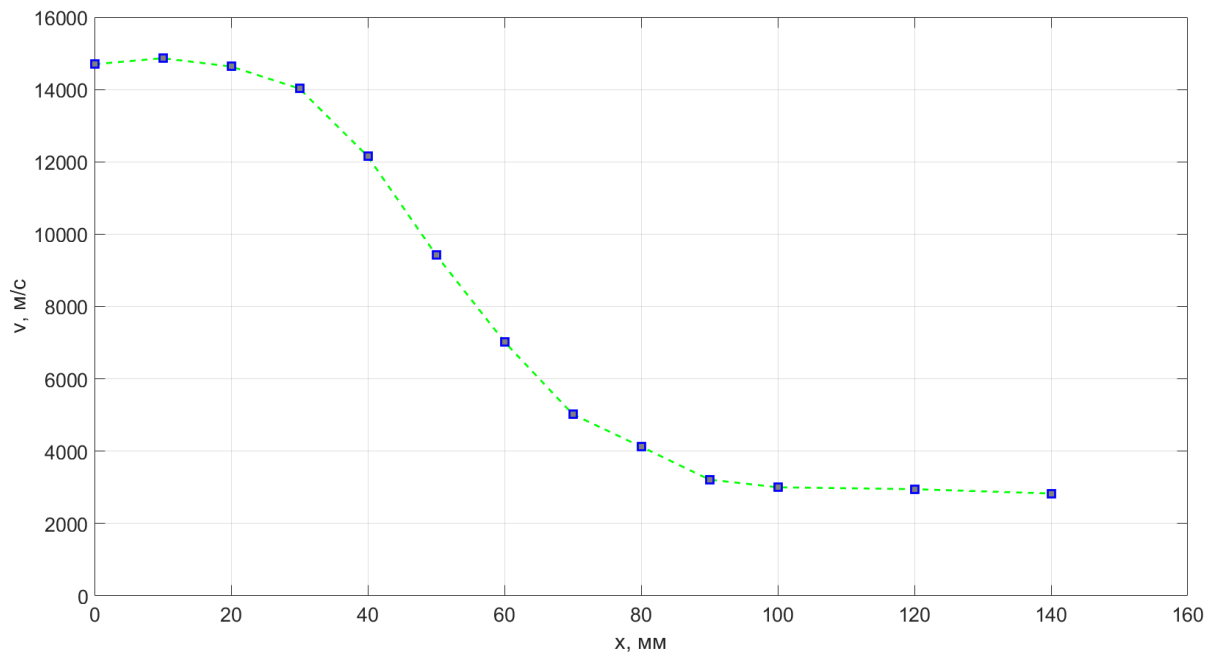


Рисунок 1. Зависимость дрейфовой скорости ионов аргона от расстояния до оси плазменного пучка на выходе в ресивер установки ПЛМ-М.

Скорость ионов была определена с помощью зонда Маха по методике, описанной в работе [2].

Работа выполнена в НИУ "МЭИ" при поддержке Госзадания FSWF-2025-0001.

1. Будаев, В. П., Федорович, С. Д., Дедов и др. Испытания вольфрамовой облицовки дивертора в плазменной установке ПЛМ [Текст] / В. П. Будаев, С. Д. Федорович, А. В. Дедов и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. — 2024. — № Том 47, выпуск 2. — С. 49-57.
2. P. Peleman, S. Jachmich, Y. Xu, C. Boucher, G. Van Oost, B. Schweer, M. Mitri; Novel advanced Gundestrup-like probe for the measurements of flows and edge plasma parameters in TEXTOR. Rev. Sci. Instrum. 1 October 2006; 77 (10): 10E710.

13.24 Применение методов машинного зрения в задаче детектирования ламинарно-турбулентного перехода, вызванного неустойчивостью поперечного течения

В.А. Коробков^{1,2}, А.Я. Котвицкий¹, И.А. Моралёв¹

¹Объединенный Институт Высоких Температур РАН,

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

*viktor.korobkov.04@mail.ru

Ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя в зависимости от внешних факторов сопровождается различными сценариями развития. Значимость положения ламинарно-турбулентного перехода проявляется, в частности, в задачах затягивания перехода при контроле качества управления. Интегральной характеристикой перехода является параметр перемежаемости течения, определяющий вероятность турбулентного поведения сигнала в точке наблюдения. Классические методы расчета параметра перемежаемости основаны на спектрально статистическом анализе термоанемометрических измерений, основываясь на полуэмпирических моделях [1,2]. В работе приводятся результаты применения методов машинного зрения в задаче выделения турбулентных структур (пятен и клиньев) на панорамных измерениях полей скорости с помощью PIV в области ламинарно-турбулентного перехода, вызванного неустойчивостью поперечного течения.

Исследование ламинарно-турбулентного перехода выполнялось в дозвуковой низкотурбулентной аэродинамической трубе с разомкнутой рабочей частью при нормальных условиях и скорости набегающего потока 25м/с. Трехмерный пограничный слой формировался на модели скользящего крыла с углом стреловидности 40 град. и наведенным градиентом давления вдоль нормали к передней кромке. В пограничном слое доминируют моды неустойчивости поперечного течения, которые вызывают ламинарно-турбулентный переход на участке $x/L \approx 0.6-0.9$ по хорде модели. Диагностика потока выполнялась методом PIV с частотой 15Гц в панорамной конфигурации, в которой плоскость измерения ориентирована параллельно пластине. Динамический диапазон полей скорости составлял 130×110мм с пространственным разрешением 0.4пикс/мм. Стимулирование ламинарно-турбулентного перехода осуществлялось комбинацией внешних условий. Посредством распределенной шероховатости вблизи передней кромки модели и турбулизирующей сетки на входе в рабочую часть задавался уровень амплитуды стационарных и нестационарных мод неустойчивости поперечного течения соответственно.

В результате исследования перехода показано, что в области перехода наблюдается выделение коротко периодических возмущений, связанных с формированием вторичной неустойчивости и распространением турбулентных пакетов, на фоне нарастающих первичных вихрей неустойчивости поперечного

течения с $\lambda \approx 7$ мм. Задача машинного обучения состояла в выработке оптимального фильтрового преобразования, чтобы сегментировать двумерные мгновенные поля скорости на ламинарные (нарастание первичных вихрей неустойчивости) и турбулентные (вторичная неустойчивость и турбулентные пятна) области. Модель основана на сверточной нейросети с прямой связью с параллельными обходными связями [3], которая состояла из 4 блоков, включая каскад энкодера и декодера, с общим числом параметров 1 млн. В качестве обучающей выборки использовались результаты статистического анализа перехода, которые представляли собой бинаризованные мгновенные поля скорости на ламинарные и турбулентные части. Обучение выполнялось стохастическим градиентным спуском на аннотированных полях скорости с размером статистики 1000 реализаций с функцией потерь тверского. Продемонстрирована возможность сверточной нейросети сегментировать мгновенные поля скорости (рис. 1). Показана робастность результатов предсказания нейросети к результатам измерения пограничного слоя в других областях перехода. Показано снижение вычислительных затрат по сравнению со статистическими методами более 50 раз. Были сопоставлены нарастания перемежаемости вдоль выделенного клина различными методами, показано, что точность определения точки перехода составляет 5-10 мм или 0.9-2% хорды модели.

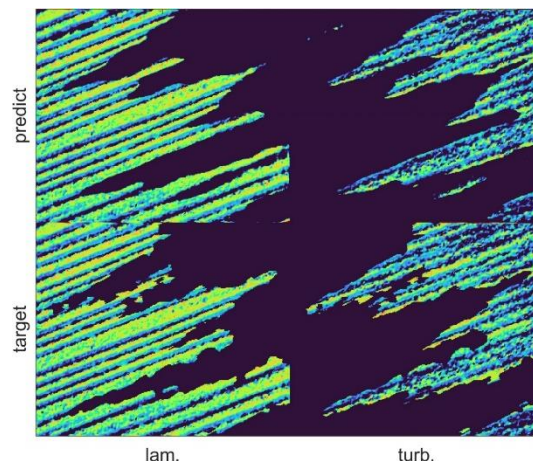


Рисунок 1. Визуализация сегментации мгновенного поля скорости на ламинарные и турбулентные области в погранично слое.

1. Walker G.J., Solomon W.J. Turbulent Intermittency Measurement on an Axial Compressor Blade. Proc. 11th Australasian Fluid Mechanics Conference. 1992:1277–1280.
2. Zhang D.H., Chew Y.T., Winoto S.H. Investigation of Intermittency Measurement Methods for Transitional Boundary Layer Flows. Exp. Therm. Fluid Sci. 1996;12(4):433–443.
3. Ronneberger O., Fischer P., et al. U-Net: Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation. arXiv: 1505.04597. 2015.

13.25 Получение радиальных профилей распределения вещества плазмы С-Ф методом моделирования излучения

А.В. Ефимов*, А.С. Пащина

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*axletter@gmail.com

В работе представлен метод определения пространственного распределения вещества плазменной струи из смеси углерода (С) и фтора (F) на основе данных её спектрального излучения вблизи выходного отверстия капилляра.

Известной проблемой в использовании излучения для определения локальных характеристик плазмы является чувствительность к шумам в экспериментальных данных: даже небольшие погрешности в измерении проекций приводят к значительным искажениям в рассчитанных радиальных профилях, особенно вблизи оси симметрии [1]. Кроме того, нередко приходится выполнять процедуру разделения профилей близко расположенных линий, которая привносит существенную долю неопределённости к значениям получаемых параметров. Для спектра плазмы углерода и фтора, зарегистрированного спектрометром с разрешающей способностью 0.1 нм, задача разделения профилей особенно актуальна. Например, в спектральном диапазоне 400-430 нм (рис.1а) в широком диапазоне температуры и концентраций компонент смеси в традиционных методах определения

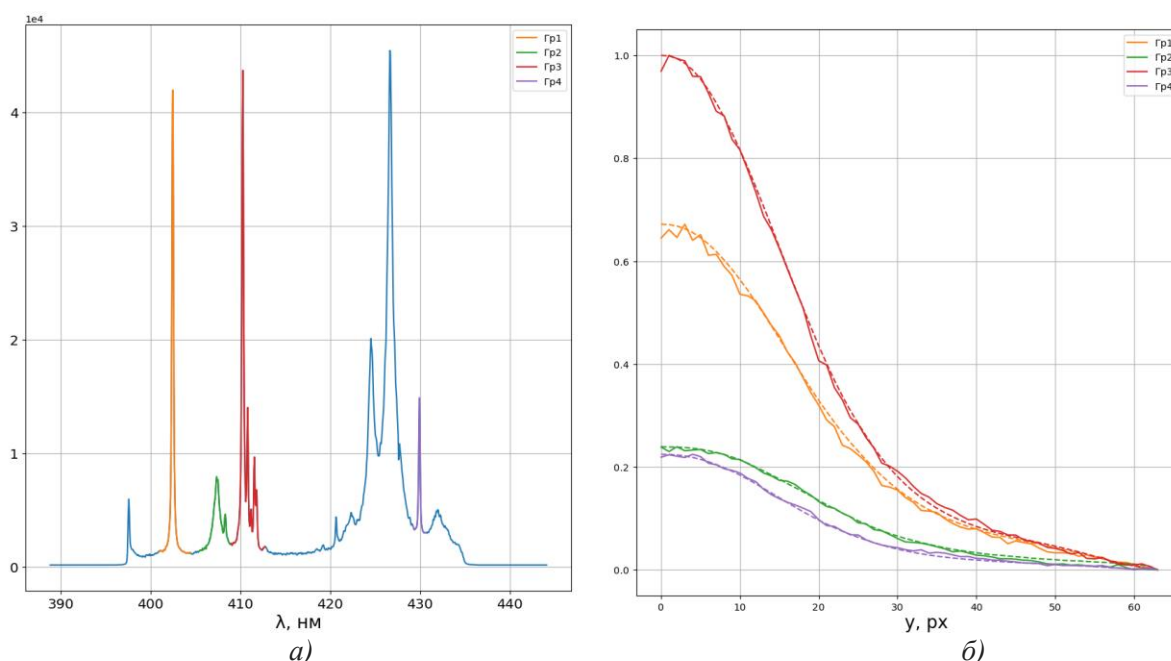


Рисунок 1. (а) Спектр центральной области сверхзвуковой струи CF_2 вблизи капилляра (б) Пространственные распределения интенсивности проекций спектральных групп от центра до периферии снимка (эксперимент и модель)

параметров без этой процедуры не обойтись (табл.1).

В предлагаемом методе вместо решения обратной задачи, в которой параметры плазмы восстанавливаются по наблюдаемому спектру, решается прямая задача, в которой выполняется моделирование излучения для заданных распределений температуры и концентраций (рис.1б). Во-первых, такой подход позволяет отказаться от процедуры разделения профилей линий и использовать в вычислениях мультиплет разнородных линий как единый объект. Во-вторых, снижается чувствительность к шумам экспериментальных данных. Подобный метод используется в работе [2].

В нашей реализации метода параметры подбираются с помощью алгоритма роя частиц [3]. Метод не требует калибровки по абсолютным значениям интенсивности излучения. Широко используются упрощения и оптимизации, параллелизм и векторная обработка данных. Благодаря этим нововведениям время расчёта сокращено до несколько минут на стандартном вычислительном оборудовании.

Таблица №1. Параметры мультиплетов спектральных линий в группах

Идентификатор	Тип	λ , нм	A , см ⁻¹	E , эВ	Линии в мультиплете, нм
Гр1	F II	402.5	1.2e+08	25.8	402.47, 402.50, 402.55
	C II	402.6	8.9e+06	23.2	402.54, 402.64, 402.64
Гр2	C II	407.6	1.8e+08	27.4	407.45, 407.45, 407.54, 407.59, 407.59, 407.61, 407.68, 407.76, 407.78
Гр3	F II	410.3	2.0e+08	28.8	410.31, 410.32, 410.35, 410.37, 410.39, 410.40
	F II	411.4	1.8e+08	29.3	410.92, 411.27, 411.30, 411.65, 411.70, 411.88, 411.92
Гр4	F II	429.9	1.7e+08	29.5	429.92
	C II	430.7	1.1e+07	23.0	430.63, 430.76

1. Pretzier, G., Jäger, H., Neger, T., Philipp, H. and Woisetschläger, J.. "Comparison of Different Methods of Abel Inversion Using Computer Simulated and Experimental Side-On Data" Zeitschrift für Naturforschung A, vol. 47, no. 9, 1992, pp. 955-970. <https://doi.org/10.1515/zna-1992-0906>
2. Marley Becerra, Jonas Pettersson, Steffen Franke and Sergey Gortschakow "Temperature and pressure profiles of an ablation-controlled arc plasma in air" Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 52, No 43, DOI 10.1088/1361-6463/ab34b6
3. Bonyadi, M. R.; Michalewicz, Z. (2017). "Particle swarm optimization for single objective continuous space problems: a review". Evolutionary Computation. 25 (1): 1–54. doi:10.1162/EVCO_r_00180. PMID 26953883. S2CID 8783143.

Разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке метано-воздушной смеси

Тарасов Д. А.^{1*}, Фирсов А. А.¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*tarasov.da@phystech.edu

В настоящее время ведутся активные исследования процессов плазменно-стимулированного горения [1]. Электрические разряды применяют для различных целей, включая воспламенение топливно-воздушных смесей и стабилизацию горения в высокоскоростных потоках. Численное моделирование позволяет получить результаты, необходимые для подробного исследования этих процессов, и является актуальной задачей.

В данной работе использовалась схема реакций, представленная в работе [2]. Она состоит из двух прямых реакций метана с кислородом и водой, обратной реакции горения водорода в кислороде с образованием воды и реакции водяного сдвига.

Для расчетов использовался программный комплекс FlowVision. Расчет проводился в двухмерной осесимметричной постановке. Модель плазмы и используемая электродинамическая модель взяты из предыдущей работы авторов по моделированию продольного разряда [3].

В работе было проведено численное моделирование горения предварительно перемешанной смеси метана (CH_4) и воздуха ($0,77 \text{ N}_2 + 0,23 \text{ O}_2$), натекающей на электрический разряд постоянного тока (2,9 А). Расчет проводился в два этапа. На первом этапе на вход подавался чистый воздух и при помощи установки узкого затравочного температурного канала (5000 К) зажигался электрический разряд. Этот этап заканчивался при достижении стационарного решения. На следующем этапе начиналась подача топливно-воздушной смеси и моделирование горения метана (Рис.1).

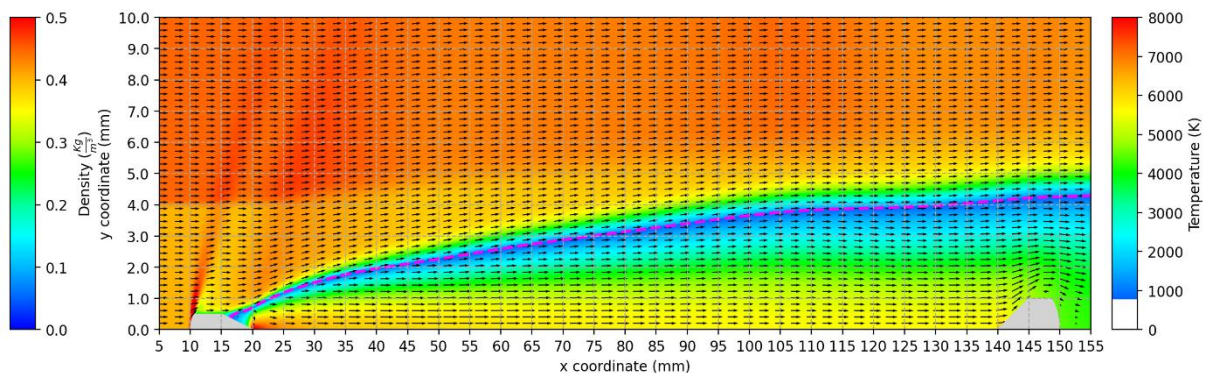


Рисунок 1. Распределение температуры и плотности в области разряда, поверхность отображены вектора скорости.

В результате моделирования были получены двухмерные распределения таких параметров, как температура, скорость, плотность, число Маха и концентрации компонент газовой смеси. На рисунке 1 приведены визуализация распределений температуры и плотности в области разряда с наложенными сверху векторами скорости. Ввиду сильной аспектности геометрии задачи масштаб по оси ординат увеличен в 5 раз для лучшего отображения особенностей решения.

1. Leonov, S.B. Electrically Driven Supersonic Combustion // *Energies* 2018, 11, 1733.
2. Wang [et al.]. Comparison of Different Global Combustion Mechanisms Under Hot and Diluted Oxidation Conditions // *Combustion Science and Technology*. 184. 259-276.
3. Firsov, A., Bityurin, V., Tarasov, D., Dobrovolskaya, A., Troshkin, R., Bocharov, A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment // *Energies* 2022, 15, 7015.

Особенности моделирования нестационарного факела на примере риформинга метана

Фирсов А.А.*, Волков Л.С., Тарасов Д.А., Трошкин Р.С.

Объединенный институт высоких температур (ОИВТ РАН)

*firsov@jiht.ru

Для модельного реактора, предназначенного для получения водорода из метана, в программном комплексе FlowVision 3.14 выполнено численное моделирование горения метано-кислородного факела в присутствии значительного количества водяного пара. В начале работы был выполнен 3D URANS расчет риформинга в секторной и полной постановках с использованием $k-\varepsilon$ -fv модели турбулентности. В расчетную область через концентрические сечения подаются кислород (закрученное течение, внутренний слой газа), и метан с парами воды (внешний слой газа), и на границе раздела слоев происходит самовоспламенение и горение метана, моделируемое уравнением Аррениуса с использованием схемы реакций [1] при участии 6 компонент: H_2 , O_2 , H_2O , CH_4 , CO , CO_2 . В результате получен стационарный факел, имеющий существенную длину и не соответствующий представлениям о работе данного устройства. Как следует из работ [2, 3], на границе между факелом и возвратным течением, идущим ото дна реактора вверх вдоль стенки, может наблюдаться неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [2], а закрутка течения может приводить к неустойчивости оси факела [3].

Поэтому принято решение выполнить LES-расчет для проверки результата URANS расчета и получения нестационарной картины течения. Для этого было выполнено переключение модели турбулентности на модель Смагоринского, а также выполнена требуемая адаптация расчетной сетки, в результате которой количество ячеек увеличилось в 2 до 8,5 млн. ячеек, а шаг по времени снизился до 1 мкс, расчет в таком режиме велся 150 мс. В ходе расчета

наблюдалась раскачка колебаний как границы факела, так и ядра вихря, что привело к интенсификации перемешивания и существенному сокращению длины факела. Результаты расчета методом URANS и LES показаны на рисунке 1.

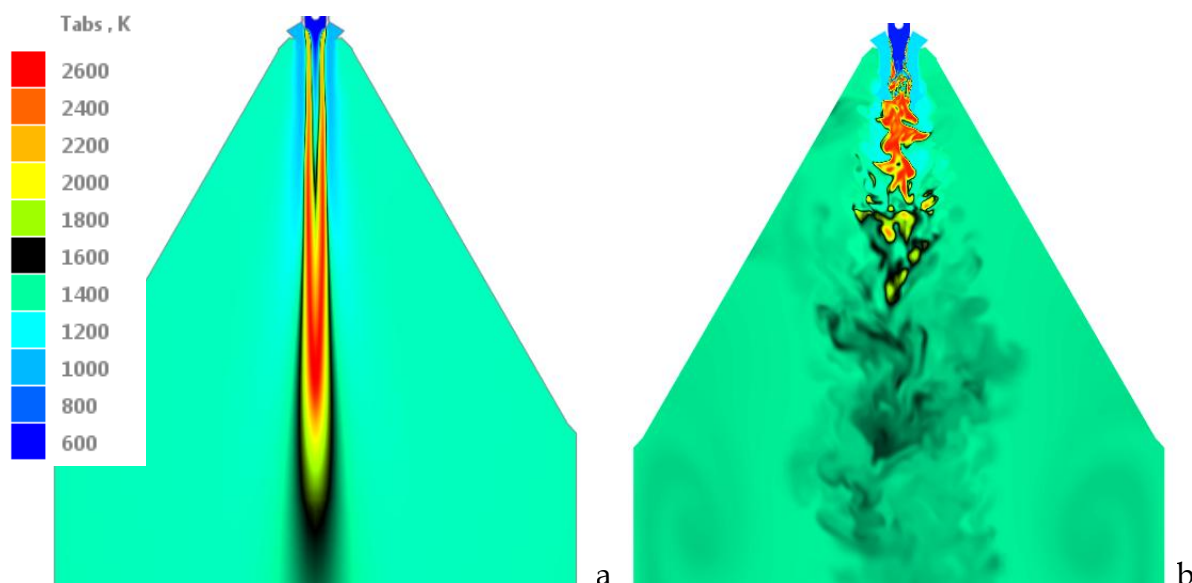


Рисунок 1. Результат моделирования факела пероксислородного риформинга метана методом URANS (a) и LES (b)

Таким образом, выполнено моделирование нестационарного факела реактора для риформинга метана: 1 - для успешного решения данной задачи требуется выполнить предрасчет методом URANS – данный подход хоть и дает некорректную форму факела, но позволяет уточнить состав и температуру газа в объеме относительно начальных условий проекта на значительных временах (~10 с); 2 - после получения установившегося течения сделано переключение модели турбулентности на модель Смагоринского и выполнен расчет методом LES, что позволило получить корректную форму и динамику факела.

Работа выполнена при финансовой поддержке компании ООО «ТопТех».

1. Wang [et al.]. Comparison of Different Global Combustion Mechanisms Under Hot and Diluted Oxidation Conditions // Combustion Science and Technology. 184. 259-276
2. Martin J. Seidl [et al.]. - CFD simulations of turbulent nonreacting and reacting flows for rocket engine applications // J. of Supercritical Fluids 121 (2017) 63-77,
3. L. Selle [et al.]. - Compressible large eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes // Comb.Flame, Volume 137, Issue 4, 2004, P. 489-505