

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Логунов Александр Александрович

**ПУЛЬСИРУЮЩИЙ ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНЫЙ РАЗРЯД
В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ВОЗДУХА**

1.3.9. Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,

профессор Шибков В.М.

доктор физико-математических наук, доцент

Двинин С.А.

Москва – 2024

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	18
1.1. Процессы при взаимодействии разрядов с газовыми потоками	18
1.2. Электрические разряды в высокоскоростных потоках газа	20
1.3. Проблема поджига горючей смеси в газовом разряде.....	23
1.4. Импульсные плазменные струи, инжестируемые в затопленное пространство	28
1.5. Продольный, скользящий (gliding), поперечный и поперечно-продольный разряды.....	31
1.6. Моделирование различных типов разрядов в плазменной аэродинамике	36
Глава 2. Экспериментальная установка и её узлы. Методы исследования плазмы продольно-поперечного разряда [A1–A4, A6–A10].....	41
2.1. Общая схема экспериментальной установки.....	41
2.2. Аэродинамический канал.....	47
2.3. Методы определения газодинамических параметров высокоскоростного воздушного потока и электрических параметров продольно-поперечного разряда	50
2.4. Метод определения температуры газа.....	54
2.5. Методы определения электронной температуры и концентрации электронов.	57
Глава 3. Газодинамические параметры высокоскоростного воздушного потока. Электрические параметры поперечно-продольного разряда [A3 – A5, A7, A10]	64
3.1. Качественное описание разряда. Повторные пробои.....	64
3.2. Электрические параметры поперечно-продольного разряда.....	66
Заключение к главе 3	74
Глава 4. Распределение в пространстве параметров петли разряда постоянного тока как функции внешних параметров [A1, A2, A4, A6, A9, A10]	75
4.1. Основные предположения о свойствах разряда	75
4.2. Несимметрия катодной и анодной ветвей плазменной петли	78

4.3. Зависимость параметров плазмы в разряде от разрядного тока....	86
Заключение к главе 4	91
Глава 5. Зависимость параметров разряда от скорости потока и межэлектродного расстояния [A2 –A9].....	92
5.1. Зависимость параметров плазмы от скорости течения газа.	92
5.2. Влияние межэлектродного расстояния на свойства разряда	96
5.3. Постепенный переход от неравновесного режима разряда к равновесному. Корректность определения температур. Сравнение с химическим составом равновесной плазмы.....	106
5.4. Экспериментальная проверка поджига пропана в ППР	119
Заклучение к главе 5	120
Приложение 1. Расчет колебательно- вращательных спектров в плазме.	151
Приложение 2. Таблицы изменения химического состава равновесной воздушной плазмы от температуры.....	156

Введение

Актуальность и степень разработанности темы. В настоящее время для повышения эффективности прямоточных воздушно-реактивных двигателей со сверхзвуковой скоростью потока в камерах сгорания активно разрабатываются новые технологии, позволяющие увеличить скорость горения и обеспечить полное сгорание топлива внутри двигателя без применения механических стабилизаторов. Одним из таких способов является применение различного типа электрических разрядов [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Работа [12] посвящена обзору исследований по плазменному горению. В [13] изучаются импульсно-периодические наносекундные высоковольтные разряды с целью их применения в плазменной аэродинамике. Наносекундному разряду, создаваемому в импульсно-периодическом режиме, как средству для быстрого воспламенения дозвуковых воздушно-углеводородных потоков, посвящена работа [14]. Основные свойства и параметры свободно локализованных и поверхностных СВЧ разрядов и возможность их применения в сверхзвуковой плазменной аэродинамике рассмотрены в [17]. В работе [11] исследуется скользящий по диэлектрической поверхности электродный разряд типа «плазменный лист». Приведены результаты экспериментов по определению структуры плазменного слоя скользящего разряда в неподвижном воздухе и в однородном потоке за плоской ударной волной. Плазменной аэродинамике посвящены также работы [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26] и многие другие исследования. Представленные в научных журналах и трудах российских и международных конференций данные показывают высокую эффективность использования газоразрядной плазмы как для воспламенения и горения высокоскоростных топливных смесей, так и для управления обтеканием тел, движущихся с дозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями в земной атмосфере. Для практических приложений характерно большое разнообразие конструктивных решений электродных узлов таких разрядов, генерируемых в аэродинамических трубах, включая разряды в потоке, создаваемые на поверхности диэлектрика или в выемках.

Актуальность данных исследований связана с тем, что для развития

современной авиационной техники требуются новые подходы, позволяющие управлять процессом горения высокоскоростных топливно-воздушных смесей, без использования механических стабилизаторов: пилонов, каверн и уступов. Одно из таких решений – применение газовых разрядов для направленного воздействия на высокоскоростной поток с помощью локального вложения в него дополнительной энергии, что будет способствовать наиболее полному сжиганию воздушно-углеводородного топлива при умеренных температурах порядка тысячи градусов Кельвина в достаточно коротких камерах сгорания длиной порядка метра. В работе ведется поиск режимов создания низкотемпературной плазмы поперечно-продольного разряда для микросекундного нагрева газа, наработки активных частиц и быстрого воспламенения топлива в высокоскоростном потоке. Для этого необходимо максимально сократить время инициирования воспламенения. Известно, что воспламенение горючих газообразных смесей может быть реализовано путем нагрева газа до высокой температуры (самовоспламенение), или за счет нетепловой наработки радикалов и активных частиц, осуществляемой внешним источником энергии.

Различные формы разряда в сверхзвуковых потоках рассматривались в работах [27, 28, 29, 30, 31]. В исторически первой работе [27] рассматривался поперечный разряд в потоке газа. Размеры анода и катода в этом типе разряда были малы, поэтому положение анодного и катодного пятен были жестко фиксированы. Была зафиксирована импульсно-периодическая форма разряда, однако в силу неустойчивости вторичных пробоев в течении с возмущениями период перепробоев также был в значительной степени неустойчив. В работах [28, 29] для повышения стабильности поджига разряда и инициации горения разряд создавался в специально созданной застойной зоне. В работе [30] для поджига горючей смеси исследовался разряд, распространяющийся вдоль поверхности, причем как в потоке, так и в застойной зоне. Наконец, в работе [31] исследовалось воспламенение горючей смеси в потоке при комбинированном воздействии периодического импульсного разряда и импульсного СВЧ разряда в режиме программируемой работы.

Проведенные исследования поставили вопрос о более тщательном изучении свойств различных типов разряда, используемых для инициации горения, без которого невозможна устойчивая реализация и оптимизация процесса поджига горючей смеси. В частности, необходимо провести измерение зависимости свойств разряда от скорости потока, от межэлектродного расстояния, от тока разряда и других внешних параметров.

Отличие постановки данной работы по сравнению с работами [27, 28, 29, 30, 31], выполненными на кафедре физической электроники ранее, заключается в том, что исследовался поперечно-продольный разряд, электроды которого были вытянуты преимущественно вдоль потока и имели характерную геометрию с регулируемым расположением. Отсутствие жесткой фиксации положения катодного пятна привело к более стабильному процессу вторичного пробоя по сравнению с работой [32]. При реализации разряда электроды обычно помещаются в поток так, чтобы они были расположены один за другим вдоль прямой, параллельной потоку, либо один над другим в плоскости параллельной потоку. В первом случае электрический ток также течет вдоль разряда и этот разряд получил название продольного. Во втором случае по крайней мере в момент пробоя электрический ток течет перпендикулярно течению газа и разряд называется поперечным. Эти две геометрии являются базовыми для реализации разряда в потоке газа. Проведем анализ свойств каждого из типов разряда ниже.

Сложная газодинамика и кинетика процессов в поперечно-продольном разряде приводит к тому, что он изучается в большом количестве экспериментальных групп в российских и зарубежных институтах и университетах [1– 32, 23, 24, 19, 20, 21, 12, 13, 14, 18, 15, 17, 26, 11].

Объектом исследования в настоящей работе выбран нестационарный поперечно-продольный пульсирующий разряд (ПППР) и создаваемая им плазма в дозвуковых (число Маха M потока < 1) и сверхзвуковых ($M > 1$) воздушных потоках. Анод и катод этого вида разряда расположены параллельно воздушному потоку с начальной областью плавного увеличения расстояния между электродами вниз по потоку.

В отличие от сверхвысокочастотного (СВЧ) разряда и разряда

магнитоплазменного компрессора (МПК) ПППР требует вклада меньшей мощности для воспламенения высокоскоростных топливно-воздушных потоков и обеспечивает большие плотности возбужденных частиц по сравнению со скользящим, продольным или поперечным разрядами. Исследуемый тип разряда может обеспечить инициацию горения топлива без использования застойных зон, где резко увеличивается тепловая нагрузка, ведущая к разрушению двигателя, а стабильность газоразрядного процесса должна обеспечить стабильность процесса горения в течение всего времени полета летательного аппарата. Применение исследуемого разряда дает возможность уменьшить продольные размеры двигателя и снизить его массу без снижения тяги.

Предмет исследования – основные параметры нестационарного поперечно-продольного пульсирующего разряда (ПППР) и создаваемой им плазмы.

Один из аспектов решаемой задачи заключается в том, что условия потока газовой смеси (давление, скорость течения, состав газа, расположение иницирующих разряд электродов, подвод энергии) могут изменяться в широком диапазоне параметров. Именно поэтому необходимо определение основных параметров нестационарного поперечно-продольного пульсирующего разряда. Исследуемый разряд, применяемый для воздействия на высокоскоростные топливно-воздушные смеси, может быть реализован в широком диапазоне скоростей и давлений газа (в том числе при атмосферном давлении).

Цель работы – определение условий реализации и последующее осуществление быстрого миллисекундного управляемого нагрева газа до температур от 4000 К до 8000 К, типичных для режимов работы прямоточных воздушно реактивных двигателей (ПВРД) [34].

В связи с этим были поставлены следующие **задачи исследования**.

1. Экспериментальное исследование основных характеристик поперечно-продольного пульсирующего разряда – его пространственно-временных форм и параметров, вольтамперных характеристик: частоты пульсаций f , длины плазменной петли L_p , напряжения на разряде U , напряженности поля и

приведенного поля, как внешних параметров плазмы: напряжения источника питания, минимального расстояния между электродами d_{min} , скорости течения газа и его давления.

2. Экспериментальное исследование основных параметров плазмы разряда: температуры электронов, температуры и плотности газа, плотности электронов, степени ионизации как функции тех же внешних параметров.

3. Разработка экспериментальной установки, включающей несколько диагностических комплексов, необходимых для измерения в масштабах реального времени токовых и спектральных характеристик пульсирующего квазистационарного разряда с временным разрешением порядка миллисекунд и апробация возможности использования газоразрядной плазмы поперечно-продольного разряда для быстрого введения энергии в дозвуковые и сверхзвуковые потоки.

Методология исследования. Для решения поставленных задач применялись различные методы: плотность, температура электронов и температура газа измерялись спектральными методами, основанными на анализе интенсивности отдельных линий и непрерывных спектров. Измерения проводились в режиме реального времени с временным и пространственным разрешением с помощью созданного диагностического комплекса, состоящего из монохроматоров и спектрографов с цифровой регистрацией спектра, блока диагностики с цифровой регистрацией вольтамперных характеристик, высокоскоростной цифровой видеокамеры, цифровых осциллографов и компьютеров.

Научная новизна работы заключается в следующем.

1. Впервые в специальной конфигурации модели камеры сгорания ПВРД измерены основные параметры поперечно-продольного разряда в высокоскоростных воздушных потоках в атмосфере: частота пульсаций, температура и концентрация электронов, температура и концентрации молекулярного газа, длина разрядного канала и напряженность электрического поля в нем и пространственно-временная эволюция в воздухе при отношении скорости потока к скорости звука (числе Маха) от 0.15 до 1.5 как функции скорости высокоскоростного потока, разрядного тока,

минимального расстояния между катодом и анодом и продольной (вниз по потоку) координаты.

2. Впервые экспериментально установлена асимметрия анодной и катодной ветвей изучаемого разряда, обусловленная разными скоростями ионов в приэлектродных областях плазмы.

3. Впервые экспериментально зарегистрирована неразрывность газоразрядного процесса при помощи скоростной видеосъемки.

4. Впервые определены условия реализации близкого к равновесному и неравновесного состояния исследуемого разряда в зависимости от условий в потоке газа и способов его возбуждения.

5. Впервые обнаружено уменьшение температуры электронов и увеличение температуры газа при увеличении скорости потока, что обусловлено увеличением конвективных и рекомбинационных потерь с одной стороны, и вкладом большей мощности, вводимой в разряд, с другой стороны.

Достоверность и обоснованность результатов. Автор исследовал плазму с помощью независимых диагностик. Результаты экспериментов при одинаковых условиях дают совпадающие с точностью до ошибок эксперимента результаты. Сравнение с результатами теоретических и экспериментальных работ других исследователей также показывают их удовлетворительное согласие. При выборе спектральных линий и областей непрерывного спектра для оптической диагностики автор проводил тщательную проверку применимости исходных предположений методов. Основные результаты диссертации многократно докладывались и обсуждались на ряде российских и международных конференций и опубликованы в высокорейтинговых научных журналах. Это позволяет заключить, что полученные результаты являются вполне обоснованными и достоверными.

Положения, выносимые на защиту.

1. Устойчивое поддержание поперечно-продольного разряда может быть реализовано в потоке воздуха при атмосферном давлении при скоростях потока от 0.15 до 1.5 скоростей звука (от 0.15 М до 1.5 М) с расстоянием между электродами от 0.1 мм до 1 мм при напряжениях источника питания до 4.5 кВ. Разряд представляет собой последовательность пробоев с частотой, лежащей от 50 до 2000 Гц. Геометрия электродов обеспечивает отсутствие погасания разряда в результате флуктуаций.

2. Разряд может существовать в двух формах: с вторичными пробоями между электродами и с пробоями между анодной и катодной частями плазменного канала, выносимыми из межэлектродного пространства потоком газа. Переход разряда из одной формы в другую происходит случайным образом во время горения разряда и обусловлен флуктуациями течения газа.

3. Параметры анодной и катодной частей плазменного канала различны. Несимметрия разрядной петли обусловлена различием направлений тока в приэлектродных областях плазмы и различными условиями генерации плазмы в этих областях.

4. При увеличении скорости течения происходит увеличение температуры газа и снижение температуры электронов в среднем по времени. Поэтому при увеличении скорости течения происходит постепенный переход от неравновесной формы разряда к равновесной.

5. Увеличение тока разряда от 4.5 до 16 А при постоянной скорости потока 240 м/с приводит к росту температуры электронов от 10000 К до 15000 К и температуры газа от 6500 К до 7500 К. Увеличение температур связано с тем, что увеличение тока разряда приводит к увеличению плотности электронов, при этом увеличиваются рекомбинационные потери. Увеличение потерь в квазистационарном режиме влечет за собой увеличение температуры электронов и электрического поля разряде.

Научная и практическая ценность работы. С академической точки зрения полученные результаты могут быть использованы для разработки физических и математических моделей описания пространственно-неоднородных неравновесных квазистационарных разрядов в дозвуковых и

сверхзвуковых воздушных потоках камер сгорания воздушно-реактивных двигателей без использования механических стабилизаторов. Они могут быть научной базой для выработки рекомендаций по использованию газоразрядной плазмы при практическом создании летательных аппаратов нового поколения, в частности, для быстрого воспламенения и стабилизации горения в сверхзвуковых воздушно-углеводородных потоках.

Результаты, полученные автором и вошедшие в диссертацию, являлись базовыми для отчетов по грантам РФФИ (№ 08-02-01251-а, № 11-02-01091-а, №18-02-00336-а), по Программе фундаментальных исследований Президиума РАН (Р-09) «Исследование вещества в экстремальных условиях» и гранту CRDF (№ RUP-1514-MO-06).

Личный вклад автора. Вклад соискателя в работы, написанные в соавторстве и вошедшие в диссертацию, является существенным. Автором проведены эксперименты по исследованию газоразрядной плазмы нестационарного пульсирующего поперечно-продольного по отношению к потоку электродного разряда. Автор лично проводил обработку экспериментальных данных и выполнял анализ полученных результатов.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на ряде российских и международных конференций, в том числе на:

- Международных конференциях по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2016 – 2020);
- Международных совещаниях по магнитной и плазменной аэродинамике в аэрокосмических приложениях (Magneto-plasma-aerodynamics in aerospace applications, ОИВТ РАН, Москва, 2016 – 2021);
- научных конференциях МГУ "Ломоносовские чтения" секция физики (Москва, 2018-2022);
- научных семинарах кафедры физической электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Публикации.

Основные результаты, включенные в диссертацию, представлены в 28 научных публикациях [А1 – А28], в том числе: **в 10 статьях** в реферируемых

научных журналах, входящих в базы данных WoS, Scopus, RSCI и рекомендованных для защиты в ученых Советах МГУ:

А1. Шибков В.М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К. Нагрев газа в условиях пульсирующего поперечно-продольного разряда в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. Физика плазмы, 2022 г. том 48, № 7, с. 648-656. (ИФ РИНЦ 1,381). DOI: 10.31857/S0367292122100183

Shibkov V.M., Kornev K.N., Logunov A.A., Nesterenko Yu K. Gas heating under conditions of a pulsating transverse-longitudinal discharge in subsonic and supersonic air flows, Plasma Physics Reports, том 48, № 7, с. 798-805. (JIF 0.9). DOI: 10.1134/S1063780X22700246 Авт. вклад 0.5 из 0.8 п.л.

А2. Шибков В.М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К. Концентрация и температура электронов в плазме поперечно-продольного разряда в высокоскоростных потоках воздуха. Физика плазмы, 2022. том 48, № 7, с. 657-663. (ИФ РИНЦ 1,381). DOI: 10.31857/S0367292122100201.

Shibkov V.M., Kornev K.N., Logunov A.A., Nesterenko Yu K. Electron density and temperature in plasma of a transverse-longitudinal discharge in high-speed air flows. Plasma Physics Reports, том 48, № 7, с. 806-811. (JIF 0.9). DOI: 10.1134/S1063780X22700258. Авт. вклад 0.5 из 0.6 п.л.

А3. Логунов А.А., Корнев К.Н., Шибкова Л.В., Шибков В.М. Влияние межэлектродного расстояния на основные характеристики пульсирующего поперечно-продольного разряда в высокоскоростных многокомпонентных газовых потоках. // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. № 1. СС. 22-30. (ИФ РИНЦ 1.064). DOI: 10.31857/S0040364421010117

Logunov A.A., Kornev K.N., Shibkova L.V., and Shibkov V.M. Influence of the Interelectrode Gap on the Main Characteristics of a Pulsating Transverse-Longitudinal Discharge in High-Velocity Multicomponent Gas Flows High Temperature, 2021, Vol. 59, No. 1, pp. 19–26. (JIF 1.0). DOI: 10.1134/S0018151X21010119. Авт. вклад 0.5 из 0.9 п.л.

А4. Нестеренко Ю.К., Корнев К.Н., Логунов А.А., Шибков В.М. Характеристики квазистационарного пульсирующего поперечно-продольного разряда в высокоскоростных пропан-воздушных потоках. // Ученые записки

физического факультета Московского Университета. 2021. Т. 2. № 2120601, с. 2120601-1-2120601-5 (ИФ РИНЦ 0,125) Авт. вклад 0.3 из 0.4 п.л.

A5. Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kornev K.N., Dolbnya D.S. Parameters of electron component in a pulsating discharge in a supersonic airflow. // Journal of Physics: Conference Series. 2019, V. 1394, 012002. (SJР 0.180). DOI:10.1088/1742-6596/1394/1/012002. Авт. вклад 0.3 из 0.5 п.л.

A6. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. Параметры плазмы пульсирующего разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках газа. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. № 6. СС. 836-843. (ИФ РИНЦ **1.064**)

Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A. A., Dolbnya D.S., and Kornev K.N.. Parameters of Pulsed Discharge Plasma in High-Speed Gas Flows. High Temperature, 2020, Vol. 58, No. 6, pp. 754–760. (JIF 1.0). DOI: 10.1134/S0018151X2006019X Авт. вклад 0.4 из 0.8 п.л.

A7. Шибков В. М., Шибкова Л. В., Логунов А.А. Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. СС. 661-674. (ИФ РИНЦ – 1,381).

Shibkov V.M., Shibkova L.V., and Logunov A.A.. Effect of the Air Flow Velocity on the Characteristics of a Pulsating Discharge Produced by a DC Power Source. Plasma Physics Reports, 2018, Vol. 44, No. 8, pp. 754–765. (JIF 0.9). DOI: 10.1134/S1063780X18080056 Авт. вклад 0.7 из 1.3 п.л.

A8. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потоках. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2018. № 5. СС. 43-48. (ИФ РИНЦ 0,514).

Shibkov V.M., Shibkova L.V., and Logunov A. A. The Degree of Air Ionization in a Plasma of a Non-Stationary Pulsating Discharge in Subsonic and Supersonic Flows. Moscow University Physics Bulletin, 2018, Vol. 73, No. 5, pp. 501–506. (JIF 0.4). DOI: 10.3103/S0027134918050168. Авт. вклад 0.4 из 0.7 п.л.

A9. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Температура электронов в плазме разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном

потоке. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2017. № 3. СС.75-81. (ИФ РИНЦ 0,514).

Shibkov V.M., Shibkova L.V., and Logunov A.A. The Electron Temperature in the Plasma of a DC Discharge Created in a Supersonic Airflow. Moscow University Physics Bulletin, 2017, Vol. 72, No. 3, pp. 294–300. (JIF 0.4). DOI: 10.3103/S0027134917030109. Авт. вклад 0.4 из 0.7 п.л.

A10. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Параметры плазмы пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. СС. 314-322. (ИФ РИНЦ 1,381).

Shibkov V.M., Shibkova L.V., and Logunov A.A. Parameters of the Plasma of a DC Pulsating Discharge in a Supersonic Air Flow. Plasma Physics Reports, 2017, Vol. 43, No. 3, pp. 373–380. (JIF 0.9). DOI: 10.1134/S1063780X17030114. Авт. вклад 0.4 из 0.9 п.л.

В 7 статьях в сборниках статей:

A11. Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Kornev K.N. 2.1 Generation of fast electrons in pulsed discharge plasma in inert and molecular gases. // Proceedings of the 18th Workshop on the Magneto-Plasma Aerodynamics. 2019. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow. V. 18. Pp. 11-14. Авт. вклад 0.1 из 0.3 п.л.

A12. Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kornev K.N. 2.2 Kinetics of electrons in a pulsating discharge in a supersonic airflow. // Proceedings of the 18th Workshop on the Magneto-Plasma Aerodynamics. 2019. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow. V. 18. Pp. 14-18. Авт. вклад 0.2 из 0.4 п.л.

A13. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A., Kokoulin N.M. Air ionization degree of the plasma in a nonstationary pulsed discharge in subsonic and supersonic flows. // Proceedings of the Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2018. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow. V. 17. Pp. 19–22. Авт. вклад 0.1 из 0.3 п.л.

A14. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. Influence of Air Flow Speed on Main Characteristics of Nonstationary Pulsed Discharge, Created with Help of Stationary Power Source. // Proceedings of the 17th Workshop on Magneto-

Plasma Aerodynamics. 2018. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow. V. 17. Pp. 15-19. Авт. вклад 0.2 из 0.4 п.л.

A15. Логунов А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М. Основные характеристики пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. // В сборнике Ломоносовские чтения – 2017. Секция физики. Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны». 2017. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова. Физический факультет. Москва. Сс. 256-258. Авт. вклад 0.07 из 0.13 п.л.

A16. Логунов А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М. Электродный разряд постоянного тока, создаваемый в потоке воздуха. // В сборнике Научная конференция Ломоносовские чтения – 2017. Секция физики. Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны». 2017. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова. Физический факультет. Москва. Сс. 253–256. Авт. вклад 0.07 из 0.16 п.л.

A17. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Копыл П.В., Логунов А.А., Морозов Р.А., Сурконт О.С. Концентрация и температура электронов в плазме скользящего по электродам разряда, создаваемого в сверхзвуковом потоке газа. // В сборнике Научная конференция Ломоносовские чтения – 2016, Секция физики. Подсекция Газодинамика, термодинамика, ударные волны. 2016. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова. Физический факультет. Москва. Сс. 206–208. Авт. вклад 0.04 из 0.09 п.л.

В 11 тезисах докладов на конференциях:

A18. Kornev K.N., Nesterenko I.K., Shibkov V.M., Logunov A.A. 7.4 Study of the effect of a magnetic field on the parameters of an arc discharge plasma and its application for the ignition of supersonic propane-air flows. // 20th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2021. Abstracts. PP. 8-13. Авт. вклад 0.07 из 0.12 п.л.

A19. Корнев К.Н., Нестеренко Ю.К., Логунов А.А., Шибков В.М. Изучение влияния магнитного поля на параметры плазмы дугового разряда и ее применение для воспламенения сверхзвуковых пропан-воздушных потоков. // В сборнике Материалы Международного молодежного научного форума

«Ломоносов-2021», издательство ООО "МАКС Пресс". 2021. Москва, тезисы. Авт. вклад 0.05 из 0.1 п.л.

A20. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Константиновский Р.С., Логунов А.А. Кинетическая модель воспламенения и горения углеродсодержащего топлива в условиях неравновесной плазмы комбинированного микроволнового разряда. // В сборнике Научная конференция «Ломоносовские чтения – 2019». Секция физики. 2019. Сборник тезисов докладов, серия Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны». М., Физический факультет МГУ Москва, тезисы. СС. 257-260. Авт. вклад 0.08 из 0.17 п.л.

A21. Логунов А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Кокоулин Н.М., Корнев К.Н. Влияние скорости воздушного потока на степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда. // Научная конференция «Ломоносовские чтения – 2018». Секция физики. 2018. Сборник тезисов докладов, серия Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны». М., Физический факультет МГУ Москва, тезисы. СС. 253-256. Авт. вклад 0.07 из 0.17 п.л.

A22. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kokoulin N.M. Direct current discharge, pulsating in the air stream. // 16th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2017. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow, abstracts. PP. 36-38. Авт. вклад 0.07 из 0.12 п.л.

A23. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kokoulin N.M. Influence of airflow on the basic pulsating discharge characteristics. // 16th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2017. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow, abstracts. PP. 40-41. Авт. вклад 0.02 из 0.08 п.л.

A24. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М. Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики пульсирующего разряда. // 16th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2017. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow, abstracts. СС. 41-43. Авт. вклад 0.05 из 0.1 п.л.

A25. Логунов А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М., Морозов Р.А. Динамика пульсирующего разряда,

создаваемого с помощью источника постоянного тока в условиях высокоскоростных воздушных потоков. // В сборнике XLIV Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. 13 - 17 февраля 2017 г, Плазма ИОФАН. Москва, тезисы. С. 294. Авт. вклад 0.02 из 0.05 п.л.

A26. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М. Пульсирующий в воздушном потоке разряд постоянного тока. // 16th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2017. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow, тезисы. СС. 38-40. Авт. вклад 0.04 из 0.1 п.л.

A27. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Kopyl P.V., Logunov A.A., Morozov R.A., Surkont O.S., Kokoulin N.M. Plasma parameters of sliding along the electrodes discharge in a supersonic gas flow. // 15th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. 2016. Moscow, abstracts. Авт. вклад 0.03 из 0.1 п.л.

A28. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Копыл П.В., Логунов А.А., Морозов Р.А., Кокоулин Н.М. Параметры плазмы скользящего вдоль электродов пульсирующего разряда, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке. // В сборнике XLIII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. 13 - 17 февраля 2016. Плазма ИОФАН. Москва, тезисы. С. 303. Авт. вклад 0.03 из 0.1 п.л.

Основное содержание диссертации изложено на 157 страницах машинописного текста, включая 65 рисунков и 7 таблиц. Работа состоит из Введения, 5 глав, Заключения, в котором сформулированы основные результаты работы и двух Приложений. Список цитируемой литературы содержит 256 наименований.

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Процессы при взаимодействии разрядов с газовыми потоками

Создание разрядом газодинамических возмущений в атмосфере известно человечеству с незапамятных времен (грозы и гром) [35]. На начальном этапе исследования имели чисто академический интерес. Первые эксперименты с дуговым разрядом в атмосфере были проведены Василием Владимировичем Петровым в 1802 году [1].

Интенсивные исследования разрядов в потоках газа начались в связи с проблемами защиты летательных аппаратов от молний и разработки плазмохимических реакторов. Дальнейшие применения были связаны с созданием мощных химических лазеров, в том числе лазеров, использующих колебательные переходы молекул [35, 36], в которых проток газа с околосвуковой и сверхзвуковой скоростью был обусловлен стремлением избежать нагрева газа, препятствующего созданию среды с инверсным распределением по уровням вследствие уменьшения времени V-T (колебательно-поступательной) релаксации.

Первые эксперименты по созданию разряда в потоках газа с целью влияния на аэродинамику течений были проведены в ЦАГИ В. И. Алферовым с соавторами [3, 4, 5]. За рубежом аналогичные исследования впервые были опубликованы в 1946 г [37, 38]. В дальнейшем кристаллизовались следующие направления исследований:

1. Снижение лобового сопротивления с помощью локального вложения энергии перед движущимся телом [39, 40].
2. Изменение режима обтекания крыла с помощью зажигания разряда в пограничном слое [39, 41, 42], управление отрывом течения.
3. Изменение структуры ударной волны [40].
4. Использование разряда для интенсификации перемешивания топлива и окислителя [43, 44, 45, 46, 47, 48].
5. Инициация или стабилизация горения топлива [49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56] в том числе сверхзвуковом потоке [57, 58, 59] для прямоточного

реактивного двигателя (ScramJet –supersonic combustion ramjet).

По большинству из рассматриваемых проблем уже написаны обзоры, посвященные электрически управляемому сверхзвуковому горению [60], системам стабилизации горения для гиперзвуковой воздушно-реактивной установки [61] и газодинамическому регулированию потока за счет сверхбыстрого локального нагрева в сильно неравновесной импульсной плазме [62], которые были опубликованы уже после начала данной работы. Отметим также теоретические и экспериментальные работы, посвященные изменению амплитуды акустических возмущений в неравновесном газе [63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72], идеологически примыкающие к исследуемой тематике.

Рассмотрим далее различные типы разрядов, используемых для решения данных задач.

Самый простой вариант реализации разряда – использование разряда постоянного тока. Разряд может иметь много электродов [2], [73], если нужно избежать развития перегретой неустойчивости (то есть обеспечить однородность воздействия). В качестве одного из электродов может использоваться поверхность обтекаемого тела. Использование нескольких электродов позволяет инициировать вложение энергии в нужной области, однако эта область не может быть удалена на значительное расстояние от поверхности обтекаемого тела (космического аппарата, крыла, либо внутренней поверхности прямоточного двигателя).

Безэлектродные системы, использующие СВЧ разряд в сфокусированном пучке (свободно локализованный разряд) обладают в этом смысле неоспоримыми преимуществами. В условиях высокого давления газа увеличение напряженности электрического поля в области каустики может оказаться недостаточным для поджига разряда. В этом случае для его ионизации возможно использование инициатора. При создании области усиления поля пробой обеспечивается за время много меньше времени пролета газа через область взаимодействия, и сверхзвуковой поток не будет успевать сносить разряд из этой области.

1.2. Электрические разряды в высокоскоростных потоках газа

Для реализации упомянутых выше воздействий использовались разные типы разрядов. СВЧ разряды [6 – 9] имеют то преимущество, что для их инициации не нужны электроды. Лазерные разряды [10] позволяют осуществить вложение большой энергии в малом объеме и часто используются для направления вторичного пробоя, создаваемого другим типом разряда. Разряды постоянного тока (продольный и поперечный) широко используются в силу простоты применяемого оборудования.

В работах [74, 75] тела различной формы помещались в плазменный след продольного разряда. В экспериментах наблюдалось изменение характера обтекания шара и затупленного конуса, сопровождающееся увеличением расстояния между обтекаемым телом и скачком уплотнения.

В дальнейшем [76, 77, 78] для пространственного расширения области, в которой создается разряд и идет выделение энергии, в качестве катода использовались тонкая пластина и кольцо. Анодом было затупленное тело. Электрод расположен в потоке перед обтекаемым затупленным телом. Эксперимент показал, что при зажигании разряда происходит визуальное исчезновение (увеличение толщины) головного скачка уплотнения. При этом на периферии катодной части разряда образовывались косые висячие скачки уплотнения. Согласно экспериментам давление в потоке перед разрядом уменьшается по сравнению с обтеканием без разряда, что может быть интерпретировано как снижение лобового сопротивления и уменьшении потерь.

Аналогичные эксперименты с использованием дугового разряда проводились в ЦАГИ в большой аэродинамической трубе [33, 79, 80]. Поток с числом Маха $M=4$ обдувались осесимметричные модели различной формы. Стационарные или импульсно-периодические разряды создавались с помощью встроенных электродов в головной части обтекаемых тел. В экспериментах наблюдалось как уменьшение на 5 – 10% (в большинстве случаев), так и увеличение сопротивления потоку. Эксперименты показали, что результаты зависели от формы модели, разрядного тока и полярности разряда,

В дальнейших работах использовались разные методы введения энергии в поток с целью влияния на параметры обтекания течением летательных аппаратов.

В работах [81, 82] плазма перед обтекаемым телом создавалась при помощи импульсного СВЧ разряда. Так же, как и в упомянутых ранее экспериментах на постоянном токе зафиксировано качественное изменение характера обтекания как для заостренных, так и для затупленных тел.

Одновременно проводились эксперименты, использующие более сложные способы ввода энергии в поток. В частности, в работах [82, 83] СВЧ разряд возбуждался в пограничном слое между течением и диэлектрическим телом, которое одновременно использовалось в качестве диэлектрической антенны. Разряд поддерживался поверхностной волной, распространяющейся на границе диэлектрической антенны и плазмы в пограничном слое. Поэтому во многих статьях он был назван поверхностным. В более поздних экспериментах показано, что такой разряд может быть использован для управления течением и может влиять на положение точки срыва потока. Этот же разряд может быть инициирован, если обтекаемое тело выполнено из металла и только покрыто сверху слоем диэлектрика.

В работе [84] разряд создавался выше по потоку перед обтекаемым телом. Зафиксировано изменение обтекания потока и изменение аэродинамического сопротивления.

В работе [85] для создания разряда использовался лазерный импульс, создававший плазму и обеспечивавший дополнительное энергоснабжение в приосевой области.

Обнаружено, что в течение всего времени действия лазерного импульса происходит перестройка ударно волновой структуры и образование зоны отрыва течения. Авторы предложили организовать квазистатическое течение используя периодический импульсный лазерный разряд.

Кроме введения энергии в поток, было предложено также одновременно вводить дополнительное вещество.

В [86, 87, 88] для управления аэродинамическими характеристиками моделей использовалась плазменная струя, выдуваемая навстречу

высокоскоростному потоку.

Исследовалась инжекция как инертного, так и химически активного вещества в переднюю отрывную зону перед телом с осевой симметрией. Отрывная зона расширялась за счет жесткой иглы, находящейся\ перед телом [89]. В других экспериментальных схемах была продемонстрирована возможность изменения структуры обтекания и снижения волнового сопротивления тел. В этой же отрывной зоне создавались локальные зоны энерговыделения с помощью периодического (пульсирующего) лазерного или продольного электрического разряда.

На начальных этапах исследований для теоретического анализа взаимодействия разряда и течения использовались гидродинамические модели, в которых воздействие разряда рассматривалось как создание локальных зон энерговыделения. В частности, использовалась модель тепловыделения в осевой зоне (“Air-Spike” [32]). В исходной модели предполагалось, что тепловыделение осуществляется с помощью дугового разряда.

При использовании других областей энерговыделения эта модель получила название модель теплового источника. Удельное энерговыделение в потоке в данной модели вводится с помощью заданной функции координат и времени. Впервые эта модель была применена в работе [90] для объяснения наблюдаемых эффектов при сверхзвуковом обтекании разряда, создаваемым лазерным лучом. Впоследствии она была обобщена для анализа сверхзвукового обтекания тел. Контролируемый нагрев газа в области перед телом изменял свойства набегающего потока и, как следствие, влиял на процесс обтекания тела.

В последующих работах [91, 92, 93, 94] прежде всего рассчитывался возникающий за разрядом температурный след, в котором плотность газа и числа Маха падают, а скорость течения газа увеличивается. Полученные результаты дали возможность разработать методику управления обтеканием тел за счет локального энергетического вклада в набегающий поток. Работы [95] и [96] содержат обзор ранних работ этого направления. Рассматриваемая модель [96] позволила описать воздействие на течение импульсного

периодического оптического разряда, которое экспериментально наблюдалось в работе [11], а также оценить воздействие на поток дугового разряда [97].

В последнее время большое внимание привлекают возможности быстрого нагрева газа с помощью наносекундных импульсов [98].

1.3. Проблема поджига горючей смеси в газовом разряде

Модель теплового источника, как выяснилось, неплохо описывает процесс изменения обтекания мишени потоком. Однако для описания инициации горения топлива, сопровождающегося обычно большим количеством химических реакций, она может быть недостаточной. Поэтому изучению кинетики горения посвящено большое количество работ. Основная проблема этих исследований – изучение времени индукции и его зависимости от параметров горючей смеси. Изучению влияния разряда на процесс горения посвящены работы [23, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109]. Именно возможность используемого разряда в значительной степени дает возможность прогресса в развитии ПВРД.

Таким образом, проведенные эксперименты и расчеты показывают высокую эффективность использования газоразрядной плазмы как для управления обтеканием тел, так и воспламенения и горения топливно-воздушной смеси в высокоскоростных потоках. Тем не менее в первом приближении основным является вопрос о зависимости времени индукции от температуры газа, так как именно он определяет, до какой температуры необходимо нагреть горючую смесь для инициации горения. Тонкие особенности химических реакций могут рассматриваться уже на этапе возможности поджига топлива при небольшом энерговкладе.

Различные режимы движения летательных аппаратов в атмосфере, для которых рассматривается применение газовых разрядов для управления движением или обеспечения горения топлива приведены на рис. 1.1 [110]. Высоты полета лежат от поверхности земли до 60 км. Скорость полета может лежать в пределах от звуковой до 5–7 махов. Дозвуковые скорости полета обычно требуют дополнительного компрессора для увеличения плотности потока.

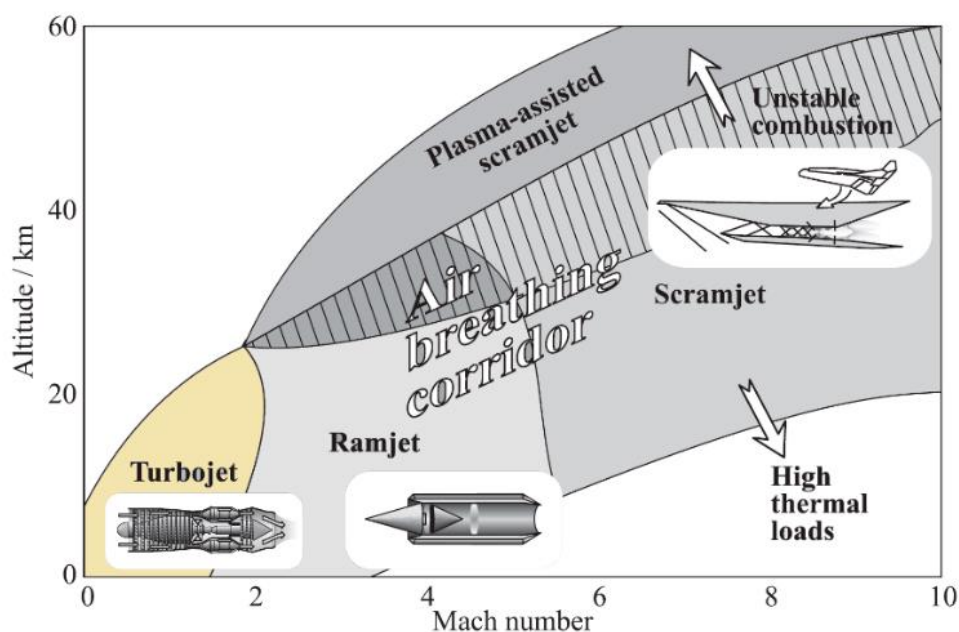


Рис. 1.1. Области различных условий работы ПВРД, где возможен плазменный поджиг топлива [110].

Химические реакции, проходящие при окислении различного типа углеводородов и водорода в газовой фазе достаточно хорошо исследованы [99 – 126]. Основное внимание в этих работах уделяется построению цепочек реакций, обеспечивающих воспламенение различных топливовоздушных смесей.

Первой задачей исследований было определение времени индукции при самовоспламенении. Результаты этих исследований были суммированы в обзоре [98], В частности на рисунке 1.2 приведены времена задержки как функции температуры для горючей смеси $\text{CH}_4:\text{O}_2:\text{Ar}$ [98].

Второй задачей было и расширение границы области воспламенения топливо-кислородных смесей. Были предложены различные способы решения этих задач.

В работе [109] исследовалась возможность воздействия на процесс самовоспламенения водород-кислородной смеси за счет примеси атомов кислорода или воздействия коротковолнового излучения. Авторы показали, что добавление атомов кислорода для стехиометрической $\text{H}_2\text{-O}_2$ смеси приводит к значительному расширению области самовоспламенения.

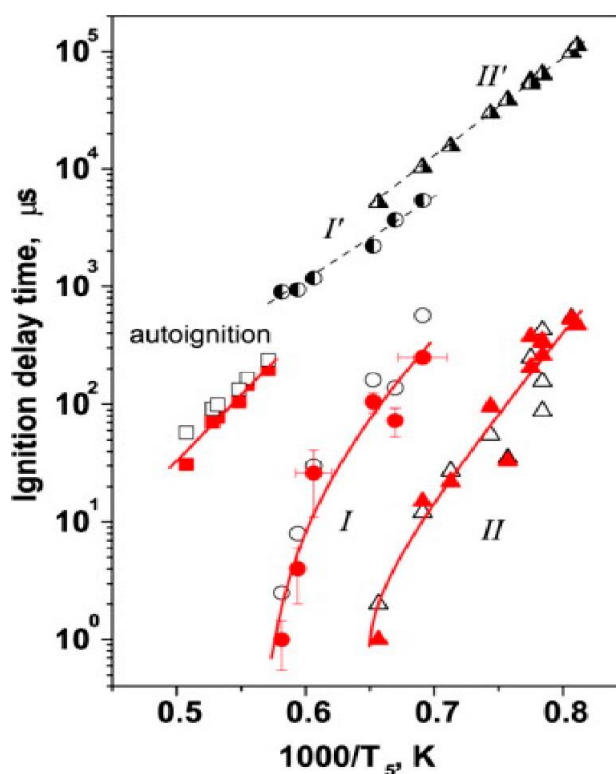


Рис 1.2. Время задержки воспламенения в смеси $\text{CH}_4:\text{O}_2:\text{Ar} = 3.3:6,7:90$ в зависимости от температуры для (I'-II') самовоспламенения и (I-II) воспламенения электрическим разрядом. Закрашенные символы соответствуют измерениям, а открытые – расчетам [98].

В [127] экспериментально обнаружено, что при воздействии на стехиометрическую смесь кислорода и водорода ультрафиолетового излучения ($\lambda \leq 175$ нм) область воспламенения расширяется и смещается в сторону низких температур.

В последующих работах [127 – 129, 212] авторы предложили для инициирования ион-молекулярных и ион-атомарных реакций использовать газовый и лазерный разряды и плазменные струи, что должно приводить к уменьшению времени индукции. В [127] экспериментально исследовано и численно проанализировано воспламенение смесей $\text{H}_2\text{-O}_2$, $\text{H}_2\text{-воздух}$ и $\text{CH}_4\text{-O}_2$ разбавленных аргоном или гелием. Использовался также наносекундный высоковольтный разряд при различных температурах, составе и давлении горючей смеси. Варьировалась вкладываемая энергия. Обнаружено сильное отличие времени индукции и области воспламенения при равновесном и неравновесном исходном состоянии возбуждаемых смесей.

Одно из направлений исследований – численное моделирование влияния

добавления свободных радикалов (для водородно-кислородных смесей – атомов Н и О) [128] или возбужденных молекул синглетного кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ [129]. Как оказалось, наличие радикалов существенно уменьшает температуру воспламенения в области первого предела. Добавление синглетного кислорода приводит к возрастанию скорости пламени, которое качественно соответствует наблюдаемому в экспериментах. Эффект не линеен – при добавлении вдвое большего количества синглетного кислорода скорость распространения пламени увеличивается только на одну треть.

Воздействие лазерного излучения разных длин волн на углеводородные смеси различного состава, их давлений показало эффективность для поджига топлива. Однако для сверхзвукового прямоточного двигателя лазерная инициация имеет существенный недостаток, обусловленный недостаточным объемом области воздействия.

Существует еще один альтернативный подход – использование СВЧ разрядов для воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока [129, 20, 21, 22, 130, 131, 132]. Условия воспламенения определялись для различных типов возбуждения разрядов, СВЧ мощности, состава смеси.

В результате многолетних исследований были выяснены недостатки и преимущества использования различных типов разрядов для поджига горючей смеси. В работах [133, 60] они были сформулированы в виде таблицы. Ниже полученные результаты приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 Краткая характеристика электрических разрядов, используемых для плазменной инициации горения и контроля потока.
[133].

	Тип разряда	Типичные мощности	Преимущества	Недостатки	Ссылки
1.	Продольный дуговой приповерхностный разряд Постоянный ток	1–10 кВ	Высокие температуры	Положение в пограничном слое, эрозия электродов, малая эффективность	[134–136]
2	Поперечный дуговой приповерхностный разряд Квазипостоянный ток	3–30 кВ	Перемешивание, высокие температуры, большое время взаимодействия	Эрозия электродов, малый объем воздействия	[134, 137]

3	Тлеющий разряд	0,1-1 кВ	Большой объем, эффективная генерация радикалов	Низкие давления газа	[138, 139]
4	Объемная дуга	1–10 кВ	Высокие температуры, большое время взаимодействия	Высокие мощности	[140, 141]
5	Плазменная горелка (плазматрон)	1–30 кВ	Высокие температуры, хорошее перемешивание	Плазма внутри горелки, малая эффективность	[140, 142–146]
6	Радиочастотный волокнистый	0,1-1 кВ	Высокая степень проникновения, перемешивание, один электрод	Малая мощность вложения, непредсказуемое положение	[147–150]
7	СВЧ разряд	0.1–10 кВ, 0.1–10 Джоулей/импульс	Инициированный или безэлектродный, высокая генерация радикалов	Сложное оборудование, большое пробойное поле при высоких давлениях	[144, 151, 152, 153]
8	Барьерный разряд / Корона	1W/см ³	Эффективная генерация радикалов	Локализация в приповерхностном слое, малая плотность вкладываемой энергии	[153–155]
9	Наносекундный импульсный разряд	0.01–1 Джоулей/импульс	Эффективная генерация радикалов, Быстрое время распространения	Низкие давления, используется при однородное распределениях	[160–163]
10	Короткоимпульсная длинная дуга	1–100 Джоулей/импульс	Высокая плотность вкладываемой энергии, хорошее перемешивание	Короткое время взаимодействия, высокие напряжения	[156, 157]
11	Лазерная искра	Широкий диапазон	Высокая плотность вкладываемой энергии	Малая область взаимодействия, Малый КПД лазеров	[158–159, 164, 165]

В последнее время для решения задачи стали использоваться наносекундный импульсный разряд, в котором можно создать высокие напряженности поля и таким образом более эффективно ионизовать, и возбуждать горючую смесь. Необходимые для решения задачи изменения в кинетической схеме приведены в обзоре [62].

1.4. Импульсные плазменные струи, инжектируемые в затопленное пространство

Рассмотрим теперь кратко другие способы воздействия плазмой на течение газа и поджиг топлива. Один из таких способов – использование плазменных струй. Отличие плазменной струи от разряда заключается в том, что в течение вводится не просто энергия, или за счет разряда создаются активные частицы, а вводится вещество, содержащее нагретые и возбужденные молекулы. Эти молекулы создаются газовым разрядом в области, лежащей вне течения. Далее они ускоряются газодинамически (за счет создания избыточного давления газа) или за счет ускорения созданной плазмы электромагнитным полем.

Стационарно генерируемые плазменные струи могут использоваться как для управления течением газа, так и для воспламенения горючей смеси. Мощные же импульсные струи обычно используются для воспламенения потока, содержащего топливовоздушную смесь, за счет ее нагрева, инициации химических реакций активными молекулами и УФ-излучением. Источником этих струй, как уже было отмечено, могут быть плазменные генераторы и плазменные ускорители [166]. Пример плазменного ускорителя, с возможностью создания высокоскоростных потоков плотной эрозионной плазмы – магнитоплазменный компрессор (МПК) [167].

Наиболее распространенный МПК состоит из двух коаксиальных электродов, разделенных диэлектриком.

Импульс напряжения от емкостного накопителя энергии приводит к пробое газа внутри МПК. Протекающий после пробоя мощный ток генерирует магнитное поле, давление которого приводит к ускорению плазмы вдоль оси МПК и формированию на некотором удалении от места пробоя зоны сжатия плазмы – плазменного фокуса. Затем плазма удерживается в данном состоянии силами магнитного давления, независимо от того, осуществлялся первоначальный пробой в веществе электродов (если давление в разрядной камере мало), или в плотном газе (в обратном предельном случае).

В качестве источника плазменных струй могут также использоваться плазменные генераторы. В этом случае вынос возникающей после пробоя

плазмы достигается не за счет взаимодействия тока разряда с собственным магнитным полем, за счет давления, возникающего при резком увеличении температуры и давления газа при протекании импульсного тока. Плазма, как и в предыдущем случае, может содержать как вещество электрода, которое поступает в рабочую камеру вследствие испарения либо взрыва, так и в газе, заполняющем рабочую камеру. Образующаяся плазма вытекает в окружающее пространство через отверстие в электроде со скоростью, близкой к скорости звука в нагретой области и существенно выше скорости звука в холодном газе.

Токи, протекающие через выносимую плазму, сосредоточены в области около среза сопла размером порядка его диаметра, а их величина составляет не более 10% от полного тока.

Анализ показывает, что при формировании плазменных струй истечение плазмы может происходить в двух различных режимах. В первом случае истечение обусловлено электродинамикой процесса (давление магнитного поля выше газодинамического), а во втором – нагревом газа и диссоциацией его молекул, что приводит к повышению газового давления, которое оказывается выше давления магнитного поля. Конечно, возможны и комбинированные режимы.

Отметим, что время существования плазмы в типичных условиях, при которых струи используются для поджига горючей смеси, значительно превышает длительность протекания разрядного тока. Степень превышения зависит от режима работы плазмотрона.

Можно упомянуть еще один способ создания плазменных струй – с помощью слаботочных капиллярных разрядов в миниатюрных импульсных плазмотронах. В обоих случаях обычно создается эрозионная плазма.

В экспериментальных работах [102, 103, 104] эрозионная плазма создавалась с помощью импульсов длительностью $\tau \approx 10$ мс при небольшом энергокладе $\sim 10^2$ Дж. Канал плазмотрона был вырезан в полиметилметакрилате и имел диаметр 1 мм, торцевой электрод был выполнен из графита.

Авторы пришли к выводу о необычности свойств формируемого струей плазменного образования: действии в плазме сил наподобие сил поверхностного натяжения; формировании сложной внутренней структуры струи; проявлении сверхтекучести плазмы; аномально долгим временем жизни плазменного образования и т.д. Эти и другие особенности позволили авторам [102, 103, 104] сделать заключение о неприменимости стандартных подходов к описанию исследуемого объекта. Однако какой-либо анализ экспериментов на основе газодинамического и кинетического подходов не делался.

На данный момент времени, несмотря на большое количество проведенных экспериментов, понимание процессов в эрозионном генераторе находится на уровне эмпирического обобщения – физическая картина явления в целом остается неясной. Причем эта неясность касается как начальной стадии разряда, так и стадии распада плазмы. Химические реакции и запасенная в возбужденных состояниях атомов и молекул энергия имеют большое значение на самых поздних стадиях, однако простой анализ не объясняет сам по себе существенного различие между временами распада шарообразной и тороидальной плазмы.

Плазма в миниатюрных эрозионных плазматронах, генераторах плазмы и плазменных ускорителях имеет сложный состав, меняющийся во времени и в пространстве, сильно неоднородна и нестационарна. Поэтому ее моделирование представляет собой сложную задачу. Число работ, посвященных ее моделированию невелико. Можно упомянуть работу [104], однако в ней рассчитывалась только начальная стадия истечения плазмы.

Проведенный выше анализ показывает, что динамика истечения зависит от удельного энерговклада, диаметра сопла и давления затопленного пространства, т.е. пространства в которое вытекает струя. При расчете нужно учитывать возникновение турбулентности течения в затопленном пространстве и перемешивание вещества струи с окружающим газом. Задачей для теоретиков в данном случае может быть разработка простых качественных моделей для возникновения и эволюции плазменных струй, применимых как на малых, так и на больших интервалах времени на основе полученных в экспериментах и приближенных расчетов результатов.

1.5. Продольный, скользящий (gliding), поперечный и поперечно-продольный разряды

Практически в различных приложениях используются различные типы разрядов (тлеющие, дуговые, сверхвысокочастотные, индуктивные и емкостные высокочастотные, барьерные, на поверхности диэлектрика), с различными конструкциями электродов, инициаторов, механических стабилизаторов [168, 169]. Исследуются разряды в соплах с центральными телами (сопло – анод, центральное тело – катод, см., например, [170]).

В данной работе мы рассматриваем постоянноточковые разряды в потоке между двумя электродами. Этот тип разрядов реализуется наиболее просто. С другой стороны разработаны модели процессов в различных областях разряда (катодный слой, окрестности особой точки, где скорость потока равна скорости дрейфа ионов), положительный столб, которые позволяют по крайней мере качественно проанализировать и объяснить получаемые характеристики.

В рассматриваемом типе разряда есть два выделенных направления – направление электрического тока и направление газового потока. Если эти два направления совпадают – мы получаем продольный разряд, если прямая, соединяющая электроды, перпендикулярна потоку – разряд классифицируется как поперечный. Ниже будет рассмотрен именно этот тип разряда.

Первые ранние эксперименты, выполненные после 2000 года, были посвящены исследованию продольного разряда [171, 172], так как диагностировать разряд в стационарном режиме проще.

В работе [171] исследовался тлеющий разряд в предварительно нагретом до 1800–2500 К потоке воздуха. Нагретый воздух при атмосферном давлении пропусклся через сопло Лаваля и поступал в рабочую камеру. Скорость потока составляла 450 м/с. Разряд зажигался между платиновыми анодом и катодом диаметром 0.5 мм, находящимися на расстоянии 3.5 см. Напряжение на разряде могло подниматься до 10 кВ, ток разряда изменялся от 1 до 250 мА. Нагрев газа не превышал 2–3 К, колебательная температура азота, измеренная по спектрам второй положительной системы в центральной области достигала 900–1000 К. Электрическое поле слабо менялось по длине разряда и

составляло $E_{\text{ср}} = 1.4$ кВ/см. Приведенное поле было равно 42 Тд, концентрация электронов, согласно оценкам составляла 10^{12} см^{-3} .

В работе [35] измерялась вольтамперная характеристика дугового разряда. Разряд зажигался в сверхзвуковой струе, истекающей из атмосферы через сопло Лаваля диаметром 3 см. Для токов 0.5 – 1.5 А измеренная вольтамперная характеристика была падающей. Сравнение ВАХ с характеристикой, рассчитанной по простейшей модели, показало их качественное согласие.

В силу того, что расстояние между электродами много больше длины свободного пробега электронов и ионов в отсутствие электрического поля заряженные частицы движутся со скоростью потока. В квазистационарном разряде электрическое поле должно обеспечить попадание электронов на анод, а ионов на катод, то есть оно должно обеспечить дрейф заряженных частиц в нужном направлении. Теория продольного тлеющего разряда была развита Ю.П. Райзером и Н.Т. Пащенко [170].

Тепловая скорость электронов много больше скорости потока, поэтому если анод расположен выше по потоку, влияние потока на свойства разряда по сравнению с разрядом в неподвижном газе невелико.

В обратном случае ионы движутся против потока, а это означает, что скорость дрейфа ионов должна превышать скорость течения нейтралов (в противном случае они не попадут на катод). С другой стороны, на большом расстоянии от катода поле в плазме определяется стационарным балансом ионизации, рекомбинации и диффузионного ухода электронов в направлении, перпендикулярном потоку. Это поле обычно невелико, поэтому вдали от катода скорость дрейфа и она меньше скорости потока (которая очень часто бывает сверхзвуковой). Пащенко и Райзер показали, что вблизи катода существует область разряда, в которой электрическое поле резко возрастает, обеспечивая скорость движения ионов на катод. В критической точке скорость дрейфа ионов равно скорости течения, ближе к катоду – выше скорости течения, а вниз по течению – ниже. Ширина этой области усиления поля определяется тем, что в ней должен выполняться баланс частиц с учетом потерь ионов вследствие их ухода и вдоль и поперек потока. Усиление поля в

этой области обуславливает усиленный нагрев газа в этой области.

Поперечный разряд более сложен, так как заряженные частицы движутся как вдоль, так и поперек потока. При небольших скоростях течения разряд вытягивается вдоль потока на расстояние, которое больше расстояния между электродами во столько же раз, во сколько скорость потока выше скорости дрейфа ионов в положительном столбе [240, 241].

Если длина разряда велика, то разряд переходит в импульсно-периодическую форму [1, 27].

Разряд в потоке газа был исследован в широких диапазонах скорости потока от единиц метров в секунду до сверхзвуковых. Увеличение скорости приводит к тому, что положительный столб разряда выносится потоком. При этом растет длина разряда, а, следовательно, будет увеличиваться напряжение на разряде. Если скорость течения велика (выше 7 м/с в условиях работы [3]), то в определенный момент напряжение на разряде превысит пробойное напряжение. В этот момент происходит новый пробой разрядного промежутка. После пробоя длина разряда близка к расстоянию между электродами, напряжение на разряде падает, далее опять происходит вынос разрядного канала вниз по течению и процесс повторяется.

Если в условиях работы [3] скорость разряда превысит 38 м/с визуально разряд представляет собой два узких светящихся канала. Длина каналов может достигать 1 м [5]. Первоначальная перемычка переносится потоком с большой скоростью, поэтому она может быть замечена только на фотографиях, сделанных высокоскоростной камерой. Эта конфигурация сохраняется при дальнейшем росте скорости потока.

Напряжение на разряде в десятки раз превышает напряжение в отсутствие потока, поэтому осциллографическая регистрация тока и напряжения показывает наличие колебаний, которые близки к периодическим, частота которых лежит в пределах от 10 до 100 кГц.

При поддержании разряда в потоке с числом маха $M=3$ и статическом давлении 4 кПа в разряд вкладывалась мощность 80 кВт при среднем токе разряда 3 А температура в разряде, измеренная термопарой составляла менее 1000 К [65].

В работе [200] ЦАГИ описаны эксперименты по измерению вращательной температуры по интенсивности спектров второй положительной системы азота в продольно-поперечном разряде при близких условиях (число Маха $M=2.5$, средний ток разряда 1 А). Вращательная температура как в катодной, так и в анодной ветвях разряда согласно измерениям превышала 2000 К. Оценки, сделанные в [200] основании эксперимента при разрядном токе 1 А привели к значениям электрического поля $E \sim 140$ В/см, приведенного поля $E/N \approx 10$ Тд, плотности электронов $N_e \sim 10^{13}$ см⁻³.

На этом данные о параметрах плазмы разрядов в сверхзвуковых потоках воздуха в ранних исследованиях в основном исчерпываются.

В чисто поперечном разряде электроды (катод и анод) имеют малый размер в направлении вдоль потока. Поэтому положение в пространстве начала катодной и анодной ветвей жестко фиксировано. В поперечно-продольном разряде анод и катод разнесены в пространстве в поперечном направлении, но их протяженность вдоль потока составляет несколько сантиметров. При этом расстояние между электродами увеличивается вниз по потоку. Такое построение электродов позволяет жестко зафиксировать точку первичного пробоя (перепробоя) и уменьшить пробойное напряжение. Далее катодное и анодное пятна переносятся потоком вдоль электродов. Конечное положение катодного и анодного пятен определяется формой электродов.

За рубежом один их видов поперечно-продольного разряда (gliding (скользящий) discharge) был реализован в работах [173, 256] и применен для поджига горючей смеси в работе [174]. В этих работах электроды имели достаточно большой размер в направлении поперек потока. На рис.1.3 приведены полученные в [174] последовательные снимки разряда. Промежуток между снимками 20 миллисекунд. (рис. 1.3). Скорость потока составляла 110 см/с. Кроме инициации горения, предлагалось применять разряд для очистки воздуха от примесей и ли осуществления химических реакций: получения синтез газа из углеводородов или получения чистой серы из SO₂.

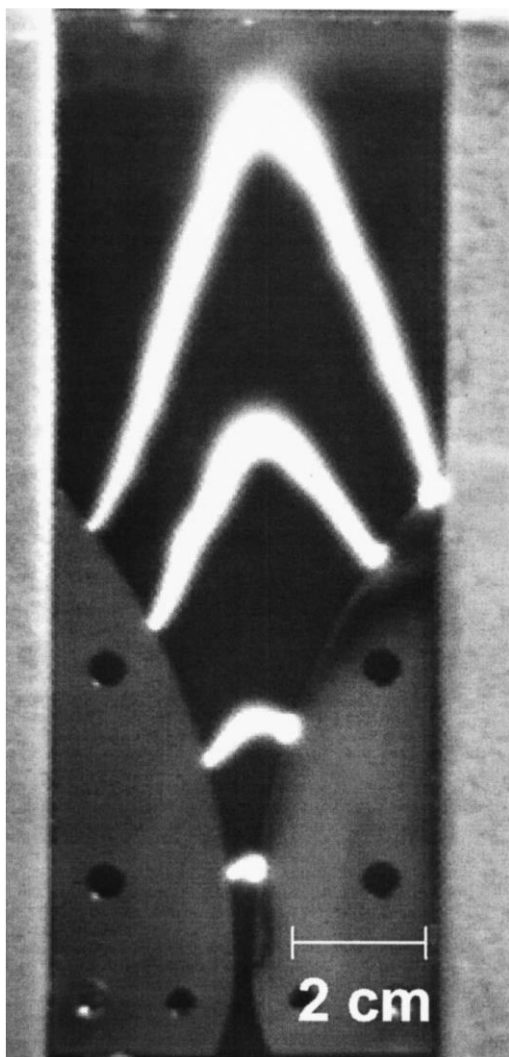


Рис. 1.3. Эволюция скользящей дуги показана с интервалом между снимками 20 мс. Скорость потока 110 см/с. [174]

В России исследованием этого типа разряда занимались в Томске [248–251]. В целом геометрия разряда соответствовала рис. 1.3, толщина электродов составляла 5 мм, скорость потока газа 5 – 40 м/с. Так же, как и в изучаемом ПППР, разряд принимал пульсирующую форму. Другой тип пульсирующего разряда – разряд острие – полуплоскость с переходом коронного разряда в слаботочную искру или контрагированный тлеющий разряд изучался в работах, выполненных в ТРИНИТИ [247, 248].

ПППР, изучаемый в настоящей работе, отличается малой толщиной электродов, которая необходима для того, чтобы слабо возмущать высокоскоростной поток и высокой скоростью течения, которая может достигать 500 м/с и существенно превышать скорость дрейфа ионов в положительном столбе разряда.

Проанализируем результаты экспериментов в целом к настоящему моменту. Несмотря на большое количество экспериментов в разных типах

разрядов нужно отметить узкий диапазон разрядных токов и давлений газа, оценочный характер данных по параметрам плазмы, который связан с глубокой модуляцией тока и напряжения поперечного разряда постоянного тока.

Несмотря на то, что параметры поперечного и продольного разрядов не должны различаться сильно (различие должно быть главным образом обусловлено периодическим характером разряда) сравнение параметров продольного и поперечного разрядов отсутствует. Безусловно, с одной стороны, это вызвано нестационарностью и неоднородностью плазмы поперечного разряда и связанной с этим сложностью его диагностики. С другой проведение экспериментов в аэродинамических трубах означает использование мощных стационарных высоковольтных источников питания и как следствие – высокой стоимостью и трудоемкостью такого исследования.

В целом, изучение физических процессов в разряде должно включать как компьютерное моделирование, так и экспериментальное исследование параметров плазмы и потока. Для исследований предпочтителен импульсный режим, так как он позволяет использовать более простую установку для создания потока и самого разряда, хотя может несколько затруднять диагностику. Кроме того, импульсный режим поддержания разряда дает возможность детально изучить его поведение во времени, в широких пределах изменяя его внешние параметры (скорость потока, давление и состав газа, положение электродов и т.п.). Возможно также использовать источник питания с высоким внутренним сопротивлением (режим генератора тока), что должно повысить стабильность горения разряда. Кроме того, импульсный режим разряда позволит обойтись без применения стационарных аэродинамических труб.

1.6. Моделирование различных типов разрядов в плазменной аэродинамике

Обсудим результаты, полученные при моделировании газовых разрядов более подробно.

Компьютерное моделирование разрядов в сверхзвуковых течениях газа стало одним из основных направлений исследований газового разряда,

начиная с конца двадцатого века. С одной стороны, возможность такого развития была обусловлена быстрым развитием вычислительной техники (повышением скорости вычислений, объема оперативной памяти), а с другой – потребностями развития технологий. Начали разрабатываться различные подходы к построению математических моделей [175, 79, 176, 177, 178, 179, 180, 181]. Одна из наиболее общих моделей [182], основана на решении неоднородных и неоднородных уравнений электродинамики, газодинамики и кинетики. В силу экстремальной сложности решения такой задачи реально решаемые системы уравнений в той или иной степени упрощались [183, 184, 185, 186, 187]. Наиболее часто упрощению подвергались уравнения газодинамики. В случае слаботокового тлеющего разряда (ток меньше 100 мА) обычно можно считать, что поток не возмущается разрядом, мощная стационарная дуга (ток 1000 А и более) обтекается как твердое тело [35, 188]. При средних токах, которые характерны как для модификации обтекания тел, так и для задач поджига горючей смеси, реализуются «промежуточные» режимы. Для этого случая и типичного для них вложения энергии требуется строгое описание газодинамики в потоке, причем нужно учитывать двухмерность (а иногда и трехмерность) задачи.

Ранние работы, посвященные исследованию разрядов в потоках, были связаны с задачей разработки газовых лазеров. Использование разряда в потоке газа было вызвано стремлением ограничить нагрев газа с целью избежать развития перегретой неустойчивости. Результаты анализа (чаще всего аналитического) обобщены в монографии [35, 189]. Развитие работ по численному моделированию привело к созданию библиотеки химических процессов в плазме воздуха при относительно невысоких температурах газа [190, 191, 192], см. также справочник [192] и цитируемую там литературу. Задачи численного моделирования разряда в сверхзвуковых потоках, экспериментально реализуемого в ЦАГИ, обсчитывались в ИПМ имени М.В. Келдыша [33, 188].

Итак, как мы видели в предыдущих разделах, воздействие газовых разрядов на процессы в плазменной аэродинамике в большинстве случаев сводится к локальному нагреву плазмы. Исключением из данного процесса

могут быть попытки разгона ударной волны с помощью инициирования V-T релаксации и передачи энергии из колебательных степеней свободы в поступательные [64– 66]. Однако экспериментально в силу большого времени V-T релаксации для наблюдения этого эффекта необходимо рассматривать движение ударной волны на очень большом участке.

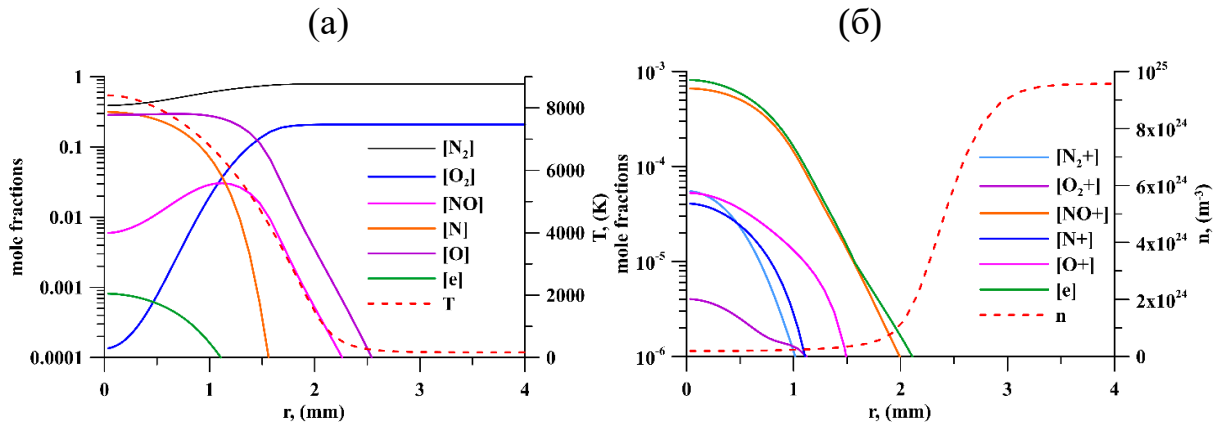


Рис. 1.4. Распределение нейтральных (а) и заряженных (б) компонентов, а также температуры и концентрации для сечения (35 мм) и силы тока (5 А) [185].

Рассмотрим в заключение обзора одну из последних работ по моделированию продольно-поперечного разряда [193, 194]. В работе [193] были проведены расчеты параметров течения и плазмы с помощью пакетов Flowvision и Plasmaero для продольного разряда при давлении 22 кПа, температуре 170 К, скорости потока 500 м/с. Расстояние между катодом и анодом составляло 30 мм. На рисунке 1.4. приведены рассчитанные в [193] радиальные распределения плотностей частиц в сечении 35 мм от катода при токе 5 А. Согласно расчетам, температура газа достигает 5500 К при токе 1 А и 7500 К. при токе 5 А. Замедление роста температуры с ростом тока связывается в работе с началом диссоциации азота, что приводит к резкому росту потерь. Кислород в центре разряда оказывается почти полностью диссоциирован.

В работе [194] проведены двумерные решения (вдоль третьей координаты разряд предполагался однородным) для поперечного потока газа. В расчетах получены поперечные распределения параметров плазмы на различных расстояниях от электродов в момент времени, равный половине

времени между перепробоями. На рисунках 1.5–1.8 приведены зависимости осевого тока, электронной проводимости плазмы, плотности электронов и температуры газа. К сожалению, двумерная задача не учитывает потери частиц в третьем направлении, поэтому не может быть использована для количественного сравнения с экспериментом. В этом смысле расчеты, выполненные для продольного разряда, должны быть гораздо ближе к эксперименту.

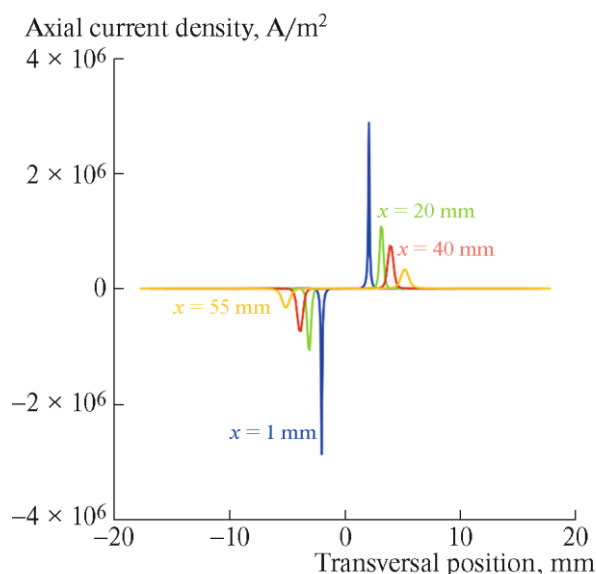


Рис. 1.5. Распределение плотности продольного тока поперек потока в различных осевых положениях для тока $I = 500$ А/м в момент $t = 0,5\tau$. Межэлектродное расстояние $h_e = 4$ мм. [194]

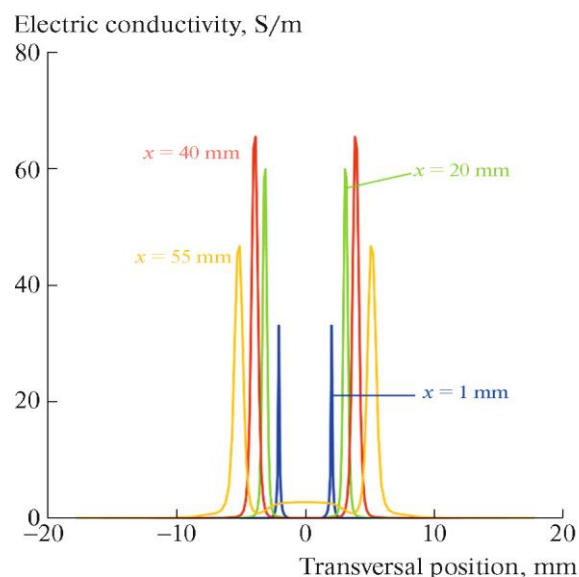


Рис. 1.6. Распределение электропроводности поперек потока в различных осевых положениях для тока $I = 500$ А/м в момент времени $t = 0,5\tau$. [194]

При рассмотрении процесса инициации или стабилизации горения принципиально необходимо проводить расчет кинетики процесса. Очень часто разряды существуют в импульсном режиме. Это означает, что в теории нужно правильно описать процесс пробоя, следующее за ним квазистационарное состояние, а затем процесс распада плазмы [62]. Однако создание теоретических моделей плазмы наталкивается на отсутствие подробных сведений о параметрах плазмы. Именно расширения наших знаний о параметрах плазмы поперечно-продольного разряда одна из задач настоящей работы.

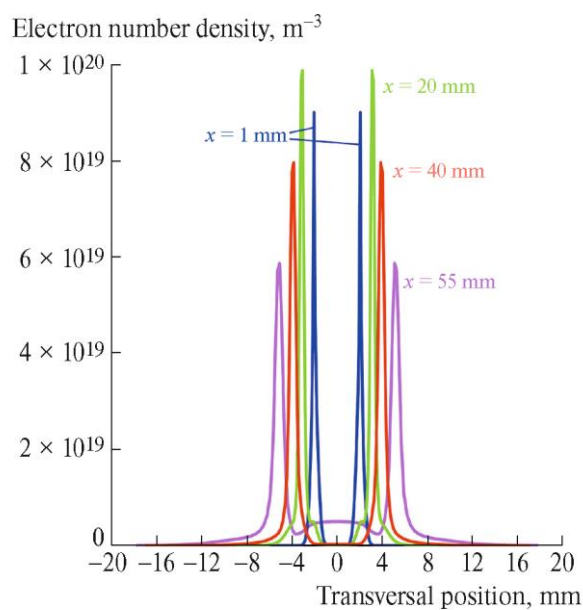


Рис. 1.7. Распределение электронной плотности поперек потока в различных осевых положениях для тока $I = 500 \text{ А/м}$ в момент времени $t = 0,5\tau$. [194]

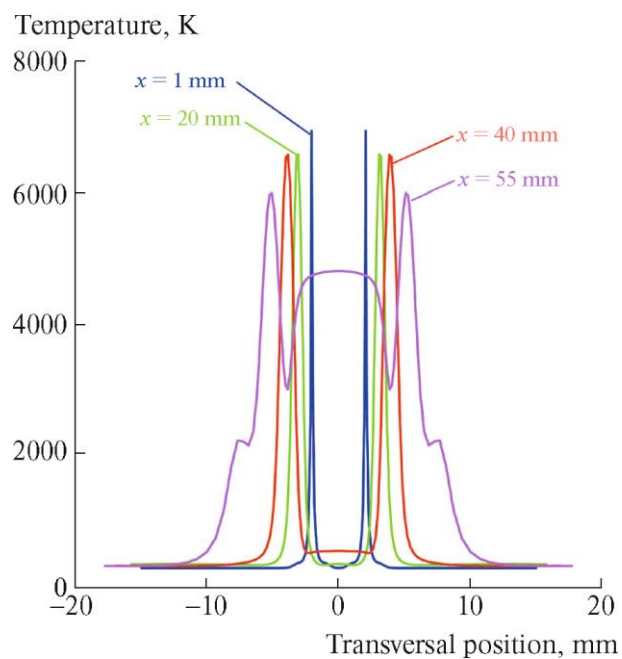


Рис. 1.8. Распределение температуры поперек потока в различных осевых положениях для тока $I = 500 \text{ А/м}$ в момент времени $t = 0,5\tau$. [194]

Глава 2. Экспериментальная установка и её узлы. Методы исследования плазмы продольно-поперечного разряда¹ [A1–A4, A6–A10]

2.1. Общая схема экспериментальной установки.

В соответствии с целями и задачами работы экспериментальная установка состояла из нескольких составных частей (блоков «Б»).

Б1. Функциональный блок организации течения в аэродинамическом канале

Б2. Функциональный блок инициации разряда

Б3. Блок фоторегистрации эволюции разряда с помощью высокоскоростной видеокамеры.

Б4. Диагностический блок для измерения параметров плазменного канала.

Рассмотрим более подробно устройство каждой из частей и их работу в качестве единого измерительного комплекса



Рис. 2.1. Общий вид вакуумной камеры, используемой для создания различных электрических разрядов в сверхзвуковых газовых потоках.

Общий вид экспериментальной установки, используемой в лаборатории

¹ Данная глава основана на работах автора [A1–A4, A6–A10].

Блок организации течения в аэродинамическом канале состоит из следующих узлов: баллон высокого давления с редуктором и клапаном для организации сверхзвукового потока газа, система подачи воздуха, сопло Лавала для преобразования дозвукового течения в сверхзвуковое, подсоединенный к соплу Лавала аэродинамический канал прямоугольного сечения, в котором организуется сверхзвуковой поток газа, Рабочая камера с возможностью

откачки поступающего газа, электродный узел, сопряженный с аэродинамическим каналом

Базовым элементом экспериментального комплекса является откачиваемая цилиндрическая барокамера, которая одновременно служит как для обеспечения необходимого давления при исследовании свойств разряда в неподвижных, так и в высокоскоростных потоках газов и их смесях. Внутренний диаметр цилиндрической вакуумной камеры – 105 см, ее длина – 300 см. Вакуумная камера состоит из двух секций – большой и малой. Вакуумная камера состоит из двух секций - большой и малой. Большая секция камеры, смонтирована на тележке и может с помощью специального запорного устройства отстыковываться от малой секции и откатываться по рельсам, что обеспечивает легкий доступ внутрь камеры для размещения в ней необходимых экспериментальных объектов и для других технологических целей. По боковой поверхности камеры расположено более двадцати диагностических окон различного диаметра $d = 10\text{-}50$ см и ряд герметичных электрических разъемов, что позволяет проводить наблюдения за процессами внутри камеры и обеспечивает подачу необходимых электрических напряжений и других управляющих и вспомогательных сигналов внутрь камеры без нарушения ее герметичности. Вакуумная система позволяет проводить исследования в широком диапазоне давлений $p = 1 - 760$ Тор.

Система подачи воздуха высокого давления состоит из газгольдера объемом 0.2 м^3 с компрессором, поднимающим давление воздуха до максимальной величины $p = 6$ атм.; клапана высокого давления, детектора для измерения динамического давления; запорного клапана и электромагнитного клапана с временем срабатывания $t \sim 10$ мс.

Высокоскоростной поток создается при заполнении барокамеры с использованием соответствующих электромеханических клапанов воздухом или воздушно-углеводородной смесью через специально профилированное сопло Лавалья, установленное на выходной трубке канала. Была собрана система газовых магистралей так, чтобы сверхзвуковой поток был направлен вдоль оси цилиндрической камеры. Наряду с аэродинамическим каналом в поток могла устанавливаться пластина для закрепления анода, катода, зондов

и других элементов. Для работы с аэродинамическим каналом или пластиной были изготовлены специальные системы крепления, позволяющие жестко фиксировать аэродинамический канал или диэлектрическую пластину с закреплёнными электродами в заданном месте вакуумной камеры. Электромеханические клапаны, закрепленные вне камеры, герметично соединяли каналы с ресивером высокого давления ($p = 1\text{--}6$ атм) воздуха (воздушно-углеводородной смеси). При открытии электромеханических клапанов воздух (или воздушно-углеводородная смесь) подавалась по воздуховоду на вход сопла Лавалья, где формировался высокоскоростной поток.

Аэродинамический канал размещен в вакуумной камере, вокруг него располагалось диагностическое оборудование. Установка содержит датчики давления, цифровую высокоскоростную видеокамеру, цифровой фотоаппарат, цифровые осциллографы, спектрометры и компьютеры. Общий вид аэродинамического канала можно видеть на фотографиях (рис.2.3).

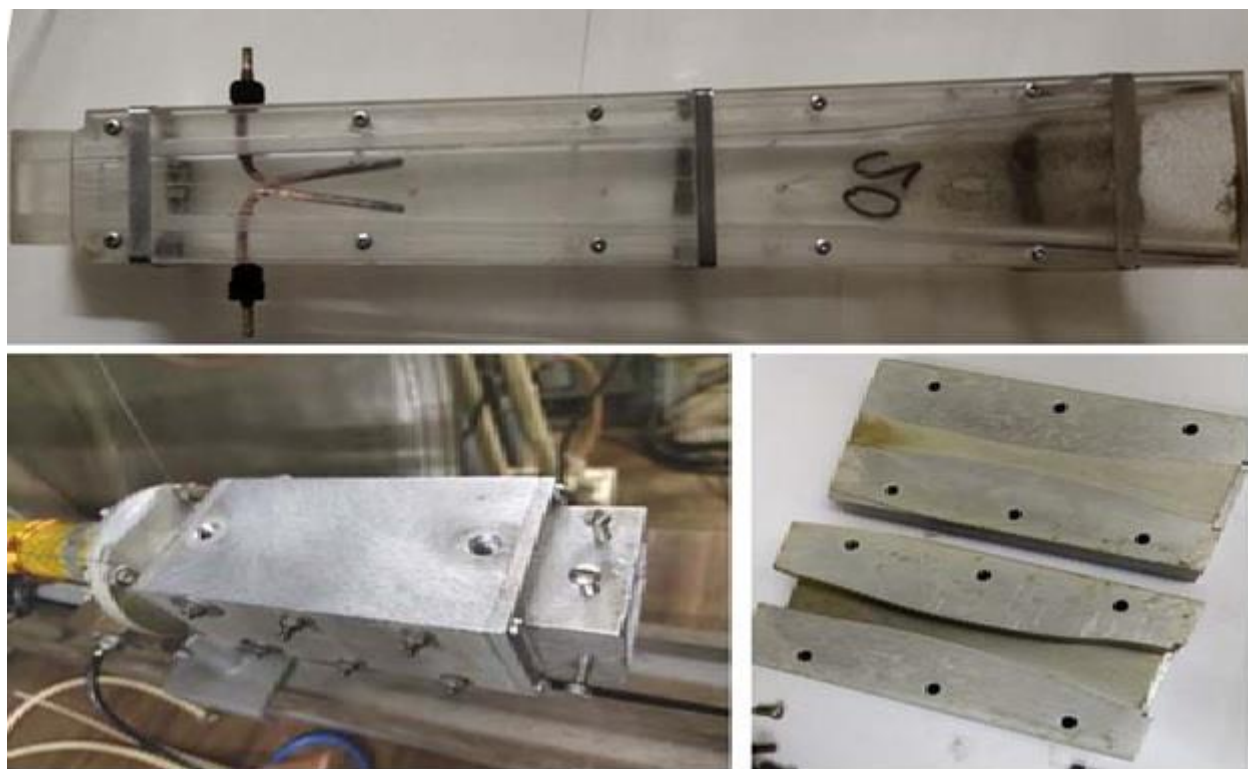


Рис. 2.3. Общий вид блока аэродинамического канала изображен на верхней фотографии, фото блока сопла слева внизу, разобранного сопла справа внизу.

Канал выполнен с переменным прямоугольным сечением, с отношением

выходного сечения к входному $S_2/S_1 = 12,7$. Длина канала 50 см.

Система синхронизации позволяла вводить воздух, и пропан в аэродинамический канал в нужных пропорциях. Разработанная система синхронизации позволяла создавать разряд с временем существования в потоке $\tau = 0,1-2,0$ с). Пульсирующий разряд, создаваемый с помощью источника постоянного напряжения $U = 1-5$ кВ, формировался между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами. Электроды монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала или непосредственно на пластине. Эксперименты проводились как при открытой барокамере при атмосферном давлении воздуха в условиях холодного ($T = 200$ К) высокоскоростного воздушного потока, так и при закрытой. Длительность существования высокоскоростного потока до 4 с, разрядный ток изменялся в пределах от 2 до 18 А; секундный массовый расход воздуха до 105 г/с; длительность импульса разрядного тока была равна 2 с. Выходное сечение сопла было равно входному сечению аэродинамического канала.

Была проведена калибровка массового секундного расхода воздуха, газа. С этой целью измерялись начальные и конечные давления соответствующих компонент.

Функциональные блоки были объединены в несколько экспериментальных комплексов (Рис. 2.4).

Комплекс 1 обеспечивает создание модели прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) и включает в себя узел создания потока, узел организации разряда. Он обеспечивает течение газа с заданными параметрами (состав газа C , давление p , скорость течения v) и зажигание поперечно-продольного разряда в газе. Начальные параметры разряда: разрядный ток i , напряжение на разрядном промежутке U , минимальное межэлектродное расстояние $d_{\text{мин}}$, длина электродов L .

Названные параметры (C , p , v , i , U , $d_{\text{мин}}$, L) представляют собой начальные условия (НУ) организации разряда.

Комплекс 2 объединяет блоки диагностики разряда, позволяющие осуществить измерение концентрации электронов (по уширению спектральных линий водорода H_α , H_β), контроль потока (тензодатчики,

манометры), измерение температуры электронов (по линейчатому и сплошному спектру), измерение температуры газа (по спектрам молекулярного азота и циана) и контроль спектра разряда в целом.

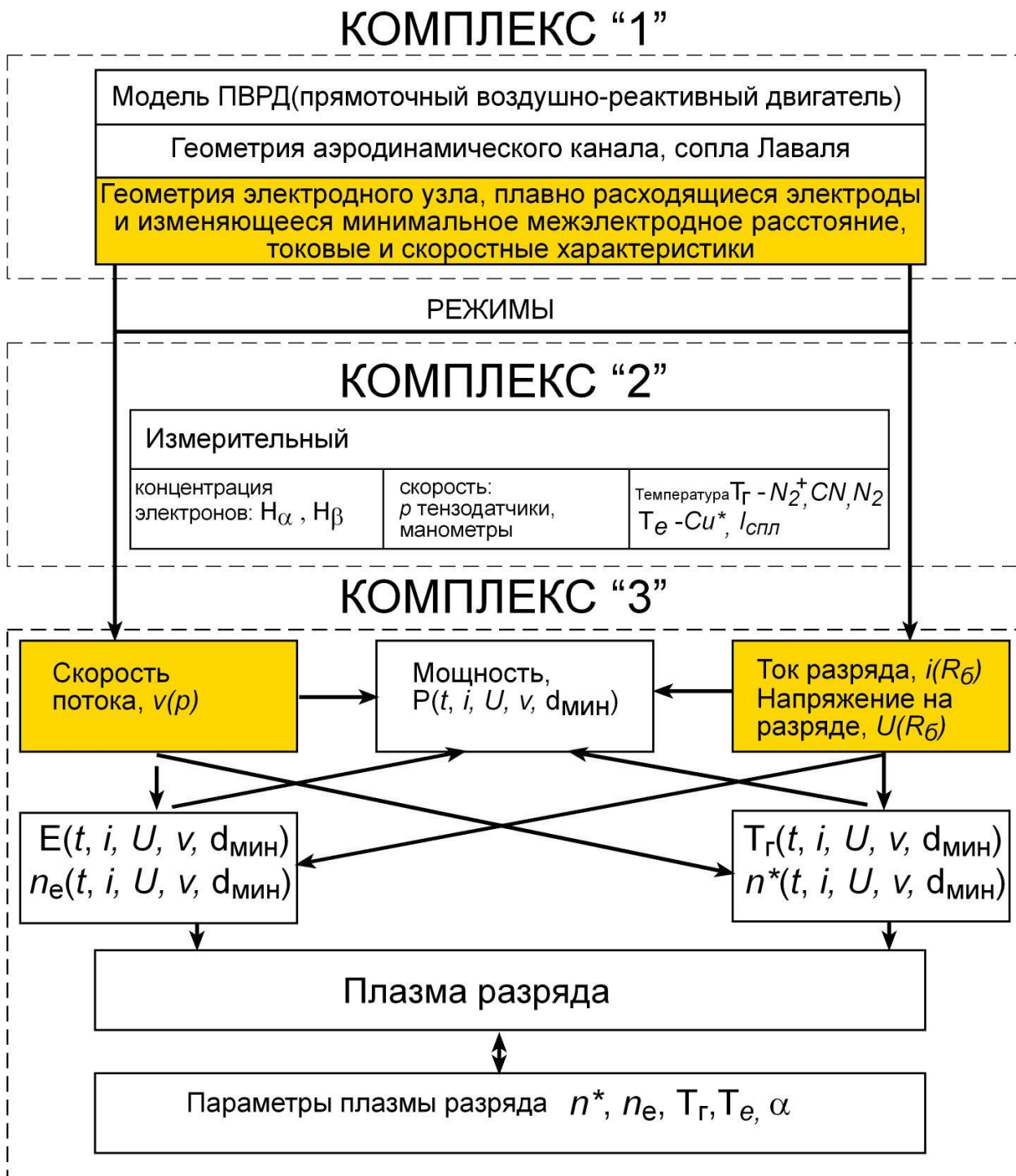


Рис. 2.4 T_{Γ} – температура газа, T_e – температура электронов, n_e – концентрация электронов, n^* - концентрация газа, α – степень ионизации плазмы, U – падение напряжения на разряде, i – ток разряда, E – напряженность электрического поля, v – скорость воздушного потока, $d_{мин}$ – минимальное расстояние между электродами.

Комплекс 3 обеспечивает включение высокоскоростной видеокамеры

(которая контролирует пространственно-временную эволюцию разряда) и регистрацию падения напряжения на разряде U и тока разряда i , т.е. вложенной в разряд мощности. Для измерения плавающего потенциала плазмы использовались зонды.

Блок синхронизации обеспечивает необходимую последовательность включения, работу и взаимодействие комплексов 1, 2 и 3, регистрацию и запись полученных параметров.

2.2. Аэродинамический канал

Схема аэродинамического канала и электродного узла изображены на рис.2.5.

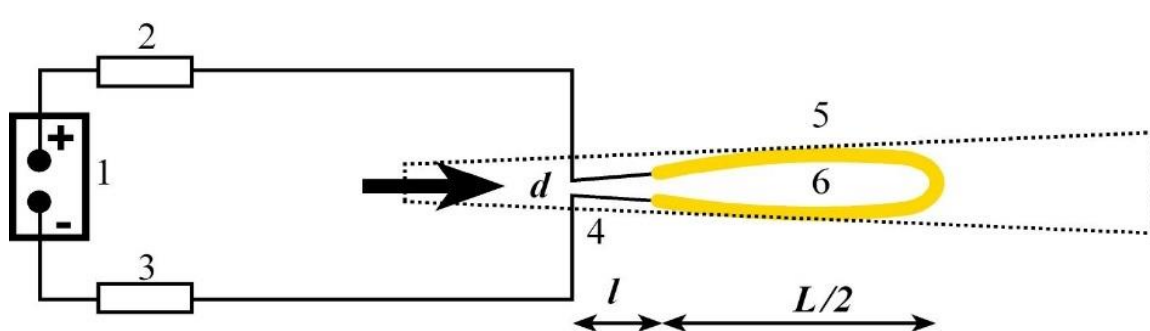


Рис.2.5. Схематическое изображение расширяющегося аэродинамического канала 5 с электродным узлом: анод, катод 4, балластное сопротивление 2, сопротивление для измерения разрядного тока 3, плазменная петля 6, l – продольная длина электродов, L – полная длина плазменного канала. Стрелкой показано направление потока.

Пульсирующий поперечно-продольный разряд создавался внутри аэродинамического канала, который помещался внутри барокамеры. Сверхзвуковой поток в аэродинамическом канале создавался при заполнении барокамеры воздухом через специально профилированное сопло Лавалья. Для предотвращения теплового заклинивания канала за счет тепловыделения, происходящего в условиях горения углеводородного топлива в сверхзвуковых воздушных потоках, использовался канал переменного сечения. При этом отношение выходного сечения $S_2 = 38 \text{ см}^2$ к входному $S_1 = 3 \text{ см}^2$ сечению канала $S_2/S_1 = 12.7$ (см. рис. 2.5). Продольная длина канала 50 см. Пульсирующий разряд, создаваемый с помощью источника постоянного

напряжения $U = 1\text{--}4.5$ кВ, формировался между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами специальной формы. Сечение электродов представляло собой тонкий вытянутый ромб со сглаженными вершинами. Максимальная толщина электродов не превышала 0.1 см, а ширина 0.5 см. Минимальное расстояние между анодом и катодом равно 0.01 см, а максимальное – 20 мм. Длина электродов одинакова и равна 7 см. Анод и катод монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала или на пластине симметрично относительно его(её) продольной оси с точной регулировкой расстояния между ними. Минимальное расстояние между электродами определялось с помощью набора эталонных пластин с шагом 0.1 мм.

В качестве примера на рис. 2.6 приведены фрагменты длительностью 18 мс осциллограмм тока (I) и напряжения (2), произвольно выбранные из полного времени пуска 2 с. Минимальное расстояние между анодом и катодом $d = 0.7$ мм. Скорость воздушной струи $v = 170$ м/с.

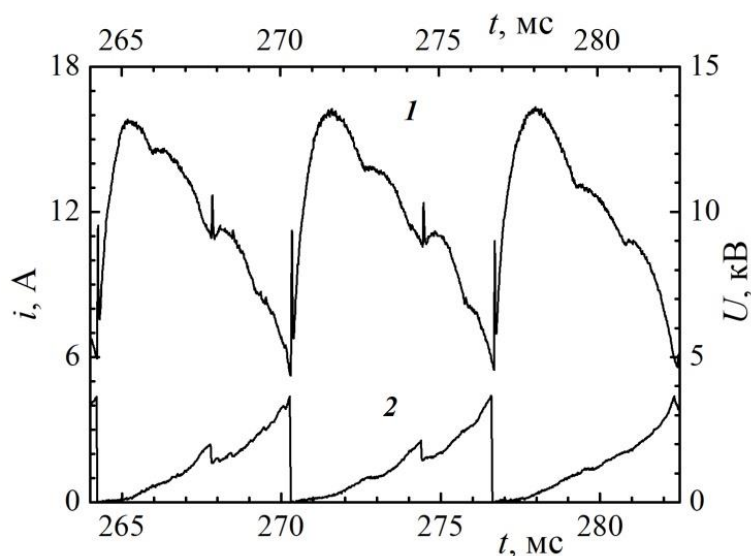


Рис.2.6. Фрагмент осциллограмм тока (I) и напряжения (2) на разрядном промежутке.

Из рисунка следует, что глубина модуляции напряжения (2) на разрядном промежутке достигает 100 %. В данных условиях напряжение в процессе развития петли постепенно нарастает до максимального значения $U = 3.6$ кВ, после чего по минимальному расстоянию между катодом и анодом происходит

повторный пробой, а напряжение падает практически до нуля. Возможны дополнительные пробои между анодной и катодной частями плазменного канала (первая и вторая петли). При этом напряжение на разрядном промежутке не падает до нуля, а остается приблизительно на уровне 1.5 кВ. Максимальное значение разрядного тока i достигает величины порядка 16 А, в то время как минимальное значение тока порядка 6 А, т.е. глубина модуляции i равна 62 %. Особенно следует отметить, что разрядный ток в течение всего пуска длительностью 2 с никогда не падает до нуля. Вначале происходит новый пробой между электродами, образуемая плазма обладает высокой электропроводностью и шунтирует предыдущую плазменную петлю, которая начинает распадаться и сносится вниз по потоку. С увеличением скорости воздушной струи глубина модуляции тока уменьшается, и при $v = 550$ м/с, изменение i в процессе развития каждой петли не превышает 5 % от максимального значения 16 А.

Эксперименты проводились при открытой барокамере при атмосферном давлении воздуха в условиях холодного высокоскоростного воздушного потока при следующих условиях: скорость потока изменялась в диапазоне 200-500 м/с, температура газа в потоке $T = 180-250$ К, длительность существования высокоскоростного потока до $\tau_1 = 3$ с, массовые расходы воздуха 50-105 г/с, разрядный ток изменялся в пределах от 5 до 16 А, длительность импульса разрядного тока до $\tau_2 = 2$ с. Исследуемый разряд представляет собой тонкий плазменный канал диаметром порядка 1 мм. Длина канала увеличивается, падение напряжения на нем растет и может превысить пороговое значение для повторного пробоя. После достижения напряжения на разрядном промежутке порогового значения вблизи минимального расстояния между электродами происходит новый пробой. Образующаяся в этом месте плазма шунтирует предыдущий плазменный канал. Разрядный ток начинает протекать через вновь образовавшуюся плазму, при этом в предыдущей плазменной петле происходит рекомбинация заряженных частиц. Но к этому времени уже сформировался новый плазменный канал и процесс повторяется периодически без полного обрыва разрядного тока. Пульсирующий характер разряда в потоке приводит к осцилляции напряжения на разрядном

промежутке, разрядного тока и свечения плазмы. Глубина модуляция напряжения на разряде равна 100 % как для дозвуковых, так и сверхзвуковых скоростях воздушного потока. Тогда как модуляция разрядного тока при увеличении скорости потока уменьшается от 50 % при скорости потока 100 м/с до 5 % при сверхзвуковой скорости 500 м/с. Поэтому изучаемый разряд, создаваемый в воздушном потоке с помощью стационарного источника питания, представляет собой нестационарный пульсирующий разряд.

2.3. Методы определения газодинамических параметров высокоскоростного воздушного потока и электрических параметров продольно-поперечного разряда

Основные параметры пульсирующего разряда (временной ход падения напряжения на разряде, разрядного тока и свечения плазмы) определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Данная система позволила в масштабах реального времени проводить регистрацию сигналов от электрических зондов, импульсных датчиков давления, термопарных датчиков; фотоэлектронного умножителя; цифрового спектрографа; тензодатчиков; безындукционного малого сопротивления, падение напряжения на котором пропорционально величине разрядного тока, высоковольтного безындукционного делителя, позволяющего измерять напряжение на разрядном промежутке.

В экспериментах проводились измерения средней по длине плазменного канала напряженности электрического поля в различные моменты времени существования плазменной петли. Поле вычислялось по формуле $E(t) = U(t)/L(t)$, где $U(t)$ и $L(t)$ – напряжение и полная длина плазменного канала в данный момент времени. Длина L плазменной петли в различные моменты времени существования пульсирующего разряда определялась с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры «ВидеоСпринт», позволяющей фиксировать разряд с частотой следования кадров до 50 кГц при времени экспозиции каждого кадра 2 мкс. Вычисления E проводились с момента времени, когда плазменный канал фиксировался на концах анодного и катодного электродов. Получено, что в течение развития одной плазменной

петли среднее по длине плазменного канала поле остается практически постоянным. Это позволяет проводить усредненные измерения за время существования нескольких петель концентрации и температуры электронов, а также температуры газа по спектрам, полученным с помощью цифрового спектрографа при времени экспозиции 2 мс.

Однако этот метод измерения не позволяет получить данные о величине напряженности электрического поля в различных местах плазменного канала поперечно-продольного разряда в потоке газа. Для регистрации пространственно-временных распределений напряженности электрического поля в катодных и анодных частях пульсирующей плазменной петли использовался зондовый метод. В этом случае измерялась разность плавающих потенциалов двух вольфрамовых стержней диаметром 0.5 мм каждый, помещаемых на расстоянии 7–10 мм друг от друга (в разных экспериментах), жестко закрепленных на диэлектрическом держателе, который мог перемещаться вдоль плазменного канала. Для высоковольтного делителя напряжения использовались безындукционные сопротивления $R_1 = 10 \text{ МОм}$ и $R_2 = 1 \text{ кОм}$. На цифровом осциллографе регистрировались сигналы от зондов через делители с коэффициентом $k = 10^4$. Так как катод заземлен, то проведение измерений зондовым методом плавающих потенциалов не вызывает дополнительных трудностей.

Параметры высокоскоростного потока в канале (скорость, массовый расход, температура и плотность газа) определялись по экспериментально измеренным значениям статического p_1 и полного p_0 давлений, соответственно, в аэродинамическом канале и ресивере, содержащим сжатый до высокого давления воздух. Давление p_0 неподвижного воздуха в ресивере и статическое давление p_1 в потоке измерялись с помощью датчиков давления, расположенных в воздушном ресивере и на стенке аэродинамической трубы. Используя формулы газовой динамики [217] по измеренному отношению p_1/p_0 по формуле (2.1), рассчитывалась величина λ – безразмерная скорость потока и связанные с ней величины, определяющие скорость (2.2) потока, температуру газа (2.3), плотность (2.4) и концентрацию (2.5) молекул воздуха в холодном высокоскоростном потоке:

$$\lambda^2 = \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \quad (2.1)$$

$$v = 18.3 \lambda \sqrt{T_0(K)} [\text{м/с}] \quad (2.2)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2 \quad (2.3)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.4)$$

$$n = \rho \frac{N_A}{M} = \frac{N_A}{M} \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.5)$$

где $\gamma = c_p / c_v = 1.4$ для невозбужденного воздуха, v – скорость воздушного потока, T_1 – температура газа в потоке, ρ и n – плотность и концентрация молекул воздуха в холодном потоке, ρ_0 , n_0 и T_0 – плотность, концентрация и температура газа в ресивере высокого давления, N_A – постоянная Авогадро, M – молярная масса воздуха.

Основные наблюдаемые и фиксируемые параметры пульсирующего разряда (временной ход напряжения на разряде, соответствующий напряжению разрядный ток и свечение плазмы, температура) определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Данная система позволила в масштабах реального времени проводить регистрацию сигналов от электрических зондов, импульсных датчиков давления, термопарных датчиков, фотоэлектронного умножителя; цифрового спектрографа; тензодатчиков, безындукционного малого сопротивления, падение напряжения на котором пропорционально величине разрядного тока; высоковольтного безындукционного делителя, позволяющего измерять напряжение на разрядном промежутке.

Характеристики разряда (изменение во времени длины плазменного канала, скорости его распространения, диаметра разрядного канала, частоты и, соответственно, периода пульсаций разряда, частоты пульсации интенсивности свечения, частоты пульсаций напряжения на разряде и разрядного тока, напряженности электрического поля) определялась с

помощью высокоскоростной видео- и фотосъемки, зондового метода, осциллографии, фотоэлектронного умножителя.

Ранее в различных работах рассматривались вопросы, связанные с возможностью существования продольного разряда в случае, когда поток распространяется от катода к аноду, а дрейфовая скорость положительных ионов направлена против потока. Для поддержания продольного разряда такой конфигурации напряженность продольного электрического поля в плазме должна с ростом скорости увеличиваться, чтобы дрейфовая скорость ионов оставалась по величине больше скорости потока. В нашем случае поперечно-продольного разряда при включении источника постоянного напряжения по кратчайшему расстоянию между катодом и анодом происходил пробой воздуха, образуемая при этом плазменная перемычка сносилась высокоскоростным воздушным потоком. Так как скорость воздуха в пограничном слое вблизи поверхности электродов меньше по сравнению со скоростью невозмущенного потока, то скорости перемещения анодного и катодного пятен вдоль электродов меньше, чем скорость центральной части плазменной петли. Точка скольжения плазменной перемычки вдоль анода движется быстрее точки скольжения канала вдоль катода. Это связано с тем, что в анодной части плазменного канала дрейфовая скорость движения ионов совпадает по направлению со скоростью потока, тогда как в катодной части петли скорость дрейфа положительных ионов противоположна направлению распространения потока. Анодное пятно раньше достигает конца электрода и фиксируется на нем, затем на конце второго электрода фиксируется катодное пятно. Плазменный канал продолжает вытягиваться в виде петли вниз по направлению распространения потока. Его длина увеличивается, падение напряжения на нем растет и может превысить пороговое пробойное значение. После этого по кратчайшему расстоянию между электродами происходит новый пробой и процесс повторяется периодически с некоторой частотой повторения.

В качестве примера на рис. 2.7 представлена динамика пульсирующего разряда, создаваемого в дозвуковом потоке воздуха с помощью стационарного источника питания в режиме, при котором отсутствовали дополнительные

повторные пробои в течение развития одной петли. Условия эксперимента: давление в воздушном ресивере $p_0 = 1.5$ атм, давление воздуха в барокамере 760 Торр, секундный массовый расход воздуха $dm/dt = 108$ г/с, скорость дозвукового потока $v = 275$ м/с, максимальное значение разрядного тока равно 10 А. Частота съемки 32 кГц, время экспозиции одного кадра 2 мкс. Воздушный поток направлен сверху вниз, время увеличивается слева направо.

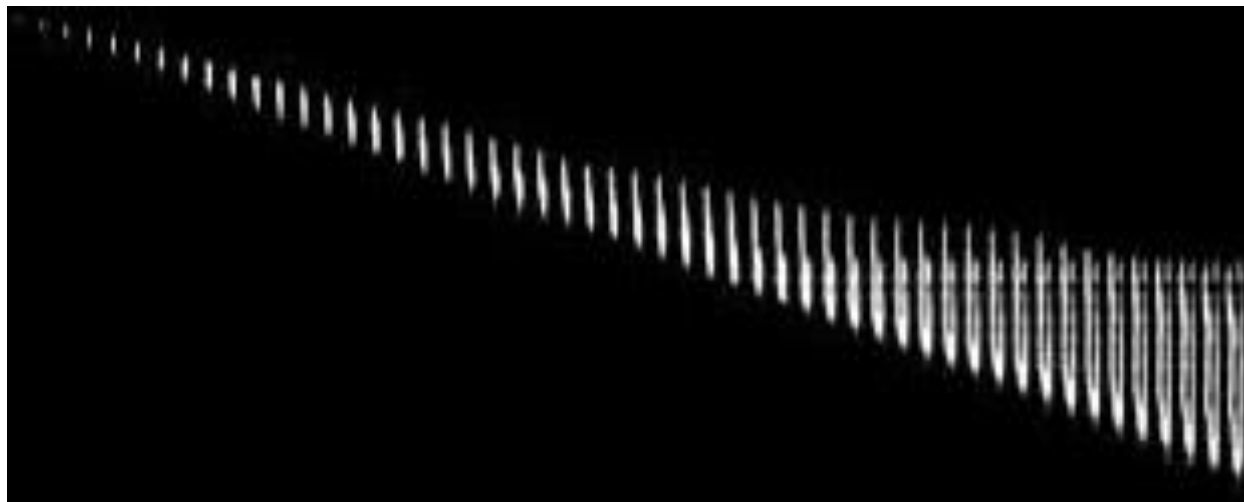


Рис. 2.7. Хронограмма развития пульсирующего разряда, создаваемого в дозвуковом потоке воздуха $v = 275$ м/с. Частота съемки 32 кГц, время экспозиции одного кадра 2 мкс. Воздушный поток направлен сверху вниз, время увеличивается слева направо

2.4. Метод определения температуры газа

Температура газа в плазменном канале пульсирующего разряда определялась спектральным методом по полосам циана [227, 228] и молекулярного иона азота. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос CN и N_2^+ при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора и различных эффектов, приводящих к уширению спектральных линий в плазме изучаемого разряда. Далее проводилось сравнение экспериментально полученного спектра с данными математического моделирования. Температура газа считалась равной температуре, при которой получалось наилучшее совпадение рассчитанных данных с экспериментальными результатами. При расчете для компьютерного моделирования исследуемого спектра использовалась программа,

разработанная в лаборатории, для верификации полученных данных применялась программа SpecAir.

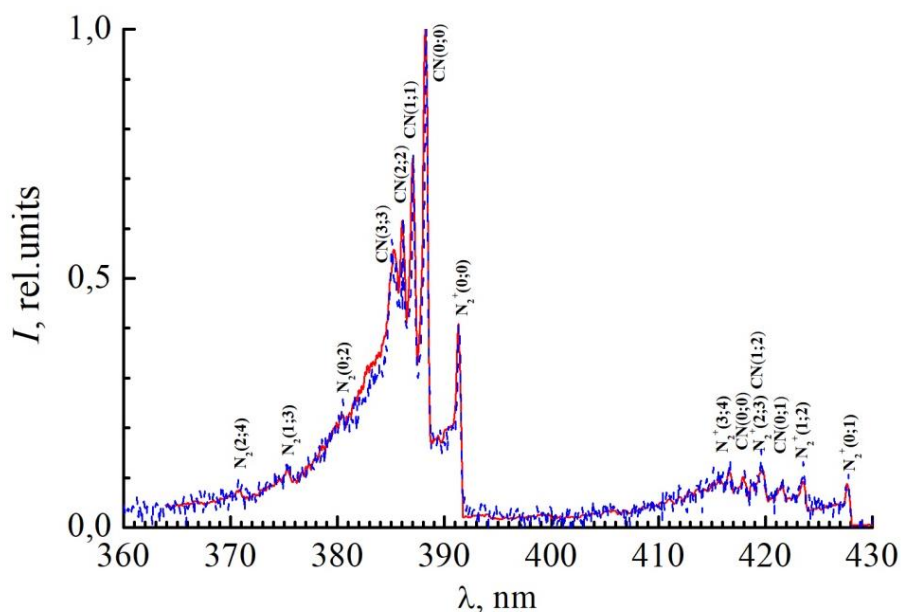


Рис. 2.8 Спектр излучения плазмы поперечно-продольного разряда в области длин волн 360 – 430 нм. Синяя пунктирная кривая – эксперимент, красная сплошная кривая – моделирование при температуре $T = 8000$ К.

На рис. 2.8 представлено сравнение экспериментально измеренного спектра излучения канальной плазмы поперечно-продольного разряда (пунктирная синяя кривая) при атмосферном давлении неподвижного воздуха в барокамере и модельного спектра (сплошная красная кривая), рассчитанного при температуре 8000 К. Эксперимент проводился при открытой барокамере при давлении 750 Торр. Спектр зафиксирован вниз по потоку на расстоянии $z = 10$ мм от электродов при скорости потока 240 м/с, разрядном токе 5.5 А, минимальном расстоянии между электродами $d = 0.7$ мм. В области спектра от 360 нм до 430 нм в условиях высокоскоростного воздушного потока регистрируются только интенсивные полосы циана и молекулярного иона азота. Полосы второй положительной системы азота при этом слабо выражены и не подходят для измерения температуры газа. Из рис. 2.8 следует, что температура газа в канальной плазме нестационарного поперечно-продольного разряда равна 8000 К.

Для апробации спектрального метода измерения температуры газа по неразрешенной вращательной структуре молекулярных полос отдельные

эксперименты проводились также при создании поперечно-продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха потока $M = 2$ при давлении неподвижного газа в барокамере 90 Торр.

В сверхзвуковом потоке при $M = 2$ давление воздуха порядка 98 Торр. В этих условиях в спектре излучения канальной плазмы поперечно-продольного разряда одновременно наблюдаются полосы второй положительной системы азота, молекулярные полосы циана и полосы первой отрицательной системы молекулярного иона азота.

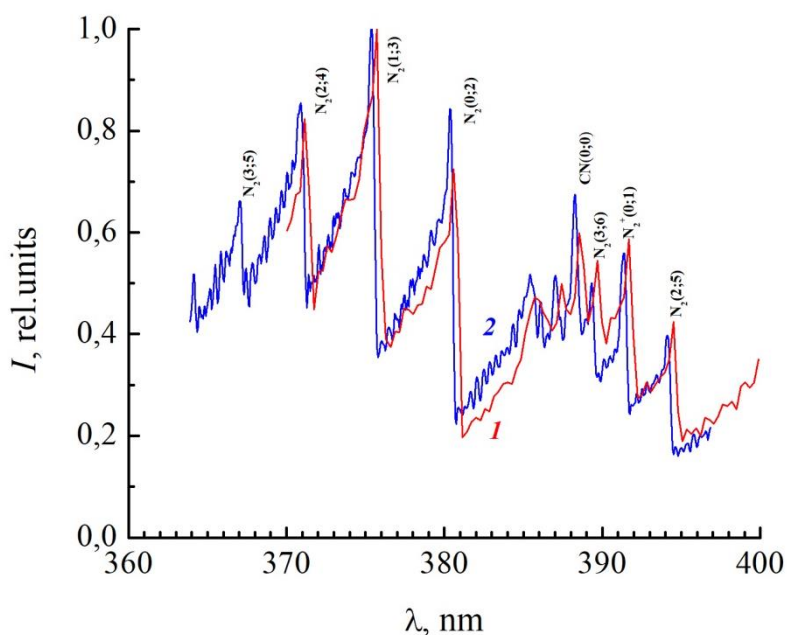


Рис. 2.9. Сравнение экспериментально зарегистрированного спектра (красная кривая 1) с рассчитанным при температуре $T = 7500$ К спектром (синяя кривая 2).

На рис. 2.9 приведено сравнение экспериментально измеренного спектра излучения плазмы канального пульсирующего поперечно-продольного разряда с рассчитанным спектром. Видно, что колебательно-вращательные спектры различных компонент подчиняются единой зависимости $F(T)$ с и хорошо совпадают при одинаковой температуре. На рис. 2.9 обращает на себя внимание тот факт, что электронно-колебательно-вращательный спектр для всех компонентов- молекулярный азот, молекулярный ион азота и циан может быть в первом приближение описан единой температурой по порядку величины равной $T_g = T_v = 7500$ К.

Аналогичный результат был зарегистрирован при исследовании

свободно-локализованного СВЧ разряда в неподвижном воздухе при изменении давления от 1 Торр до 750 Торр. С увеличением давления от 1 до 100 Торр в плазме СВЧ разряда суммарная интенсивность свечения второй положительной системы азота монотонно возрастает, при 200 Торр она достигает максимального при данных условиях значения, а при дальнейшем росте давления интенсивность свечения полос второй положительной системы азота резко уменьшается почти до нуля. В отличие от второй положительной системы с ростом давления интенсивность свечения полос первой отрицательной системы молекулярного иона азота в плазме СВЧ разряда с ростом давления монотонно возрастает и достигает максимального значения при атмосферном давлении. Интенсивность свечения первой отрицательной системы молекулярного иона азота отражает ход зависимости концентрации электронов, которая монотонно увеличивается с ростом давления воздуха.

2.5. Методы определения электронной температуры и концентрации электронов.

В числе полученных экспериментальных данных для определения электронной температуры анализировались спектры, полученные при помощи спектрометров. На рис. 2.10. приведен обзорный спектр излучения плазмы пульсирующего в сверхзвуковом воздушном потоке разряда, зарегистрированный на расстоянии $z = 1$ см от кончиков электродов при разрядном токе $i = 16$ А. Отличительной особенностью спектра является наличие в нем интенсивного сплошного континуума, который может быть связан либо с эффектами торможения электронов на ионах или атомах, либо с рекомбинационным спектром. Оценки показывают, что в условиях эксперимента интенсивность тормозного спектра, возникающего при взаимодействии электронов с ионами, преобладает над интенсивностью спектра, связанного с торможением электронов на атомах. Известно, что интенсивность рекомбинационного спектра немонотонно зависит от длины волны, тогда как экспериментально измеренная интенсивность сплошного спектра имеет монотонную зависимость от λ .

Спектральное распределение интенсивности тормозного спектра в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ дается следующей формулой:

$$dI_{\lambda} = C_1 \frac{n_e n^+}{\lambda^2 T_e^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{h c}{\lambda k T_e} \right\} d\lambda \quad (2.6)$$

где C – константа, n_e и n^+ – концентрации электронов и положительных ионов; T_e – температура электронов; λ – длина волны излучения; и k – постоянные Планка и Больцмана; c – скорость света.

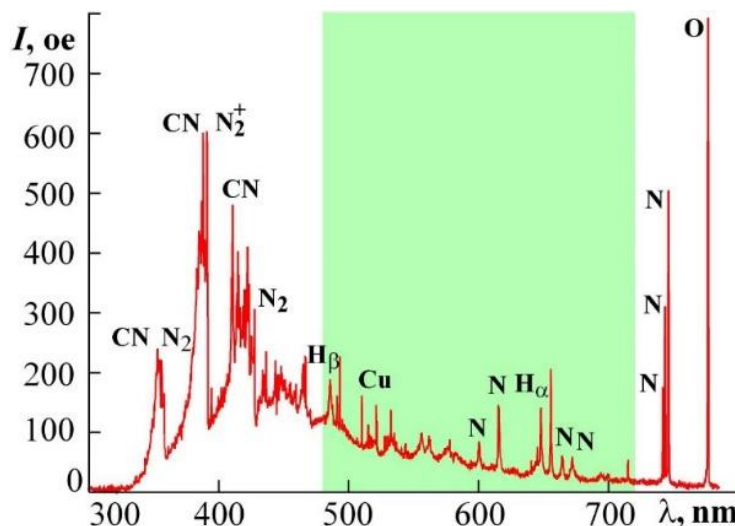


Рис. 2.10. Зарегистрированный на расстоянии $z = 1$ см от концов электродов обзорный спектр излучения пульсирующего разряда, создаваемого в сверхзвуковом потоке.

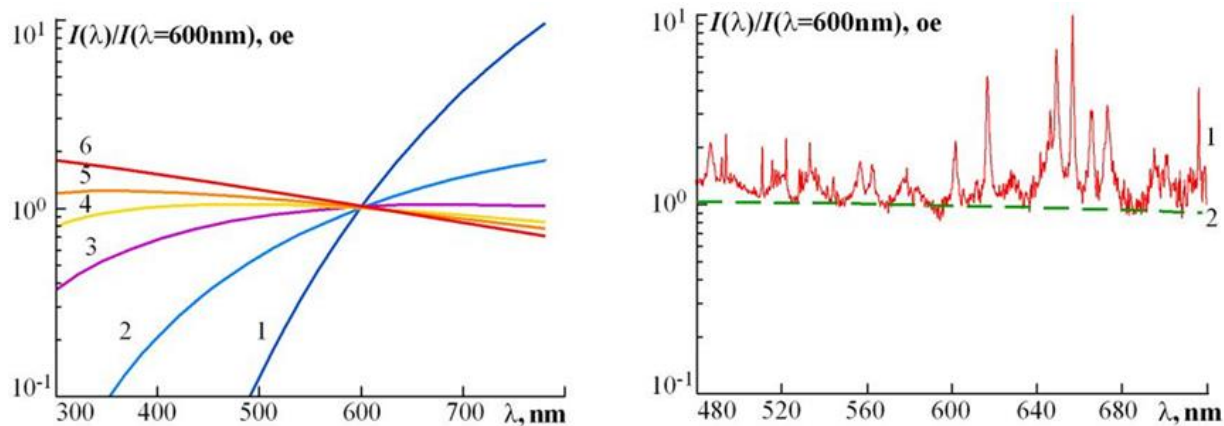


Рис. 2.11. Слева представлены зависимости рассчитанных интенсивностей тормозного спектра, нормированных на единицу при длине волны 600 нм, от длины волны излучения при различных температурах электронов T_e : 1 — 2000 К; 2 — 5000 К; 3 — 10 000 К; 4 — 15 000 К; 5 — 20 000 К; 6 — 30 000 К. Справа- сравнение экспериментально измеренного (1) спектра излучения пульсирующего разряда в воздушном потоке с тормозным спектром при $T_e = 15000$ К (пунктирная кривая).

Температура электронов в канальной плазме определялась с помощью сравнения зарегистрированного в эксперименте спектра рис. 2.11 (правый). с тормозным спектром, рассчитанным по формуле (2.6) при различных температурах электронов рис. 2.11 (левый).

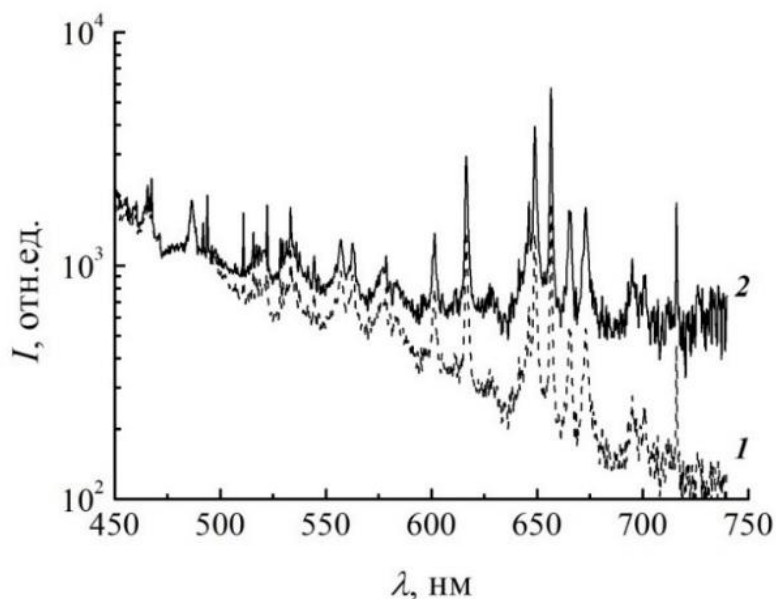


Рис. 2.12. Спектр излучения пульсирующего разряда, зарегистрированный на расстоянии $z = 1$ см от электродов (1) и пересчитанный с учетом спектральной чувствительности спектрографа (2).

Для этого вначале необходимо было провести коррекцию зарегистрированного спектра с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа. Калибровка абсолютной чувствительности спектрографа выполнялась с использованием специальной вольфрамовой лампы накаливания, интенсивность излучения которой определяется температурой вольфрамовой ленты, зависящей от тока, проходящего через лампу. Так как накаливаемая вольфрамовая лампа не излучает как абсолютно черное тело, то при определении коэффициента спектральной чувствительности спектрографа учитывался коэффициент серости вольфрама во всем спектральном диапазоне.. Следует отметить, что в спектре в области длин волн $\lambda < 400$ нм наблюдаются интенсивные перекрывающиеся молекулярные полосы CN и молекулярного иона азота, что приводит к искажению зарегистрированного сплошного спектра. Поэтому измерения проводились только для длин волн $\lambda > 400$ нм. В качестве примера на рис. 2.11

(правый). представлено сравнение нормированного на единицу при длине волны 600 нм абсолютного спектра излучения пульсирующего разряда с рассчитанным тормозным спектром при $T_e = 15000$ К.

В спектре наблюдаются также спектральные линии атомов меди- $\lambda = 510.5$ нм, 515.3 нм и 521.8 нм. Пары меди возникают в плазме в результате абляции, т.е. процесса уноса вещества с поверхности электродов, обтекаемых сверхзвуковым воздушным потоком, при протекании через них электрического тока и образования на кончиках электродов катодных и анодных пятен. По отношению интенсивностей этих линий была определена температура распределения по уровням энергии заселенностей возбужденных атомов меди. Так как роль радиационных процессов резко уменьшается по мере приближения к границе непрерывного спектра (при больших главных квантовых числах n сила осциллятора f пропорциональна n^{-3}), то интенсивность радиационных процессов убывает с уменьшением энергии связи. Интенсивность же ударных процессов с участием электронов, наоборот, резко возрастает, так как сечения I-го и II-го родов взаимодействия электронов с возбужденными атомами пропорциональны n^4 . Это позволяет разбить энергетический интервал на две области. В первой области, где энергия связи ϵ_b меньше некоторой энергии ϵ_R (формула 2.7) доминируют ударные процессы, во второй области, где $\epsilon_b > \epsilon_R$, возбуждение уровней осуществляется электронным ударом, а тушение происходит за счет излучения. Тогда для малых энергий связи распределение концентрации возбужденных атомов по энергетическим уровням будет полностью определяться столкновениями с электронами, а температура распределения атомов по состояниям возбуждения будет близка к температуре электронов. В этом случае величину электронной температуры можно оценить по температуре распределения атомов по состояниям возбуждения, измеренной по относительным интенсивностям спектральных линий. Для этого нужно использовать спектральные линии, для которых выполняется условие

$$\epsilon_b < \epsilon_R = \left(\frac{n_e}{4.5 \times 10^{13}} \right)^{1/4} \frac{1}{T_e^{1/2}} \quad (2.7)$$

где размерность концентрации электронов – см^{-3} , а температуры электронов и энергии связи – эВ. Из формулы (2.7) следует, что в условиях эксперимента ($n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$) электронную температуру можно определить по температуре распределения по возбужденным уровням атомов меди. Температура распределения заселенностей возбужденных атомов меди T_{Cu} измерялась по относительным интенсивностям различных пар спектральных линий меди: I_1/I_2 и I_1/I_3 , где I_1 интенсивность линии с длиной волны $\lambda_1 = 510.5 \text{ нм}$, для $I_2 - \lambda_2 = 515.3 \text{ нм}$ и для $I_3 - \lambda_3 = 521.8 \text{ нм}$, соответственно. Следует отметить, что длины волн линий меди, используемые для измерения температуры распределения, незначительно отличаются друг от друга и расположены в спектральном диапазоне, где чувствительность большинства спектральных приборов высока, а коэффициент спектральной чувствительности незначительно меняется с длиной волны. Это позволяет достаточно просто оценить электронную температуру без использования трудоемкого метода измерения температуры по сплошному спектру. Экспериментально показано, что температура распределения атомов меди лежит в пределах 1.0–1.5 эВ, что близко к температуре электронов, измеренной по тормозному спектру.

Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксировался с помощью цифрового двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы Avantes. Усреднение проводилось за время экспозиции $\tau = 2 \text{ мс}$, частота кадров 20 кГц, т.е. за один пуск длительностью $t = 2 \text{ с}$ последовательно регистрируется несколько сотен спектров. Отличительной особенностью излучения плазмы нестационарного пульсирующего разряда в высокоскоростном потоке газа является то, что, наряду с интенсивными полосами циана и молекулярного иона азота, а также спектральными линиями атомарного водорода, кислорода, азота и меди, в спектре наблюдается мощный континуум. Для измерения параметров плазмы по зарегистрированному спектру необходимо было провести его коррекцию с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа. Калибровка абсолютной чувствительности спектрометра выполнялась с помощью специальной вольфрамовой лампы накаливания, излучение которой определяется температурой вольфрамовой

ленты, определяемой током лампы., проходящего через эту лампу с учетом отклонения излучения вольфрама от излучения черного тела (его серости).

Концентрация электронов в сильно ионизованной плазме поперечно-продольного разряда определялась по уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода H_α и H_β , рис.2.13.

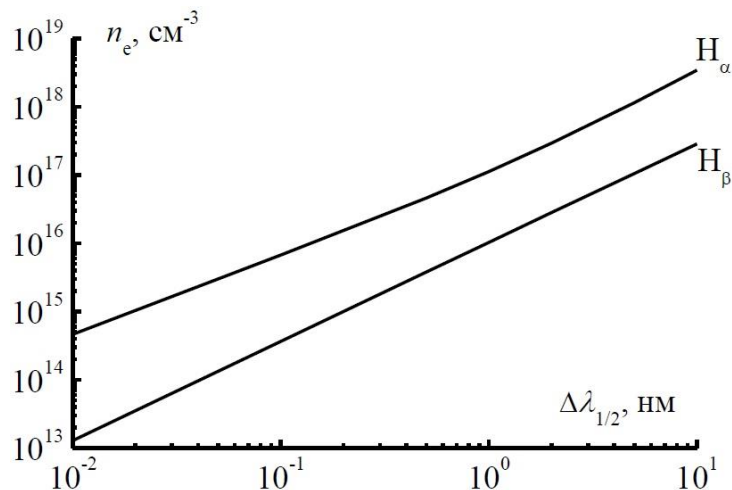


Рис. 2.13. Калибровочные кривые, построенные в двойном логарифмическом масштабе, зависимости концентрации электронов от полуширины спектральных бальмеровских линий H_α и H_β водорода.

Регистрируемое в эксперименте уширение спектральных линий H_α и H_β бальмеровской серии водорода изменялось в диапазоне 0.6 – 2.4 нм. В эксперименте для этой цели использовался цифровой шестиканальный спектрограф «OceanOptics» с обратной линейной дисперсией 0.063 нм/мм, минимальное время экспозиции $\tau = 2$ мс. Уширение линии происходит не только из-за эффекта Штарка, но и за счет эффекта Доплера, эффектов давления и аппаратной функции спектрального прибора. Использовалась непосредственная связь концентрации электронов с полушириной $\Delta\lambda$ спектральной линии. Из экспериментально полученных значений $\Delta\lambda$ выделялась штарковская компонента в соответствии с теорией контуров и эмпирической зависимостью.

Непрерывный спектр излучения плазмы в данном типе разряда может быть связан с тормозным излучением электронов на нейтральных частицах и ионах, а также иметь рекомбинационную природу. Также он может быть связан с излучением металлических микрочастиц. Оценки показывают, что в

условиях эксперимента интенсивность тормозного спектра, возникающего при взаимодействии электронов с ионами, выше интенсивностью спектра, связанного с торможением электронов на атомах. Рекомбинационный спектр немонотонно зависит от длины волны, тогда как экспериментально измеренный сплошной спектр имеет монотонную зависимость от λ .

В сильно ионизованной плазме при $\alpha > 10^{-3}$, что характерно для пульсирующего поперечно-продольного разряда, при тех же значения приведенного электрического поля 20 - 40 Тд реализуется максвелловская функция распределения с температурой электронов порядка 1 - 1.5 эВ, так как в этих условиях функция распределения электронов по энергиям формируется в основном за счет электрон-электронных столкновений, частота которых намного превышает частоту обмена энергией при столкновении электронов с нейтральной компонентой.

В качестве примера на рис. 2.12 (пунктирная кривая 1) приведен спектр излучения плазмы пульсирующего в сверхзвуковом воздушном потоке разряда, зарегистрированный на расстоянии $z = 1$ см от концов электродов при разрядном токе $i = 15.5$ А. Реальный спектр (сплошная кривая 2) получен из зарегистрированного спектра (1) с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа.

Глава 3. Газодинамические параметры высокоскоростного воздушного потока. Электрические параметры поперечно-продольного разряда² [А3 – А5, А7, А10]

3.1. Качественное описание разряда. Повторные пробой.

Разряд постоянного тока формировался между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами, сечение которых представляло собой тонкий вытянутый ромб со сглаженными вершинами (максимальная толщина электродов не превышала 1 мм, а ширина – 5 мм) рис. 3.1. Электроды монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала.

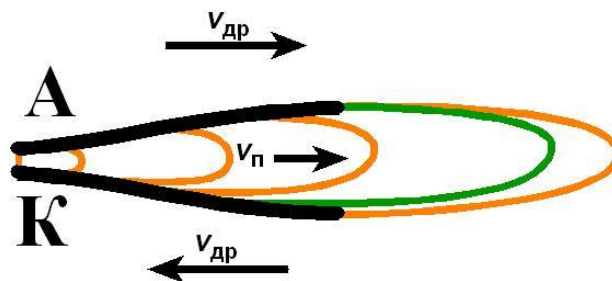


Рис. 3.1. Схематическое изображение различных стадий разряда.

Специальная конфигурация электродов позволила реализовать разряд постоянного тока без его дополнительной инициации в широком диапазоне давления в барокамере $p = 10\text{--}760$ Торр. Основные эксперименты проводились при открытой барокамере и атмосферном давлении окружающего воздуха. Для создания разряда использовался источник питания, обеспечивающий выходное напряжение до 4 кВ, разрядный ток до 20 А при длительности импульса до 2 с. Расход воздуха в эксперименте мог изменяться от 10 г/с до 105 г/с. Скорость воздушного потока составляла 50 – 500 м/с, что соответствует числам Маха потока $M = 0.5\text{--}1.5$.

Скорости перемещения анодного и катодного пятен вдоль электродов меньше, чем скорость центральной части канала (см. рис.3.2). Анодное пятно раньше достигает кончика первого электрода и фиксируется на нем. Затем на кончике второго электрода фиксируется катодное пятно.

² Данная глава основана на работах автора [А3 – А5, А7, А10]].

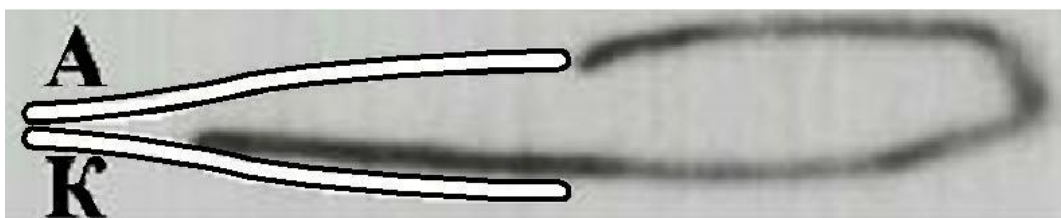


Рис.3.2. Промежуточный кадр, демонстрирующий разность хода катодной и анодной части петли.

Для изучения динамики данного разряда в реальном времени регистрировался общий вид разряда с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры “ВидеоСпринт” с электронно-оптическим наносекундным затвором. при различных разрядных токах и скоростях воздушного потока.

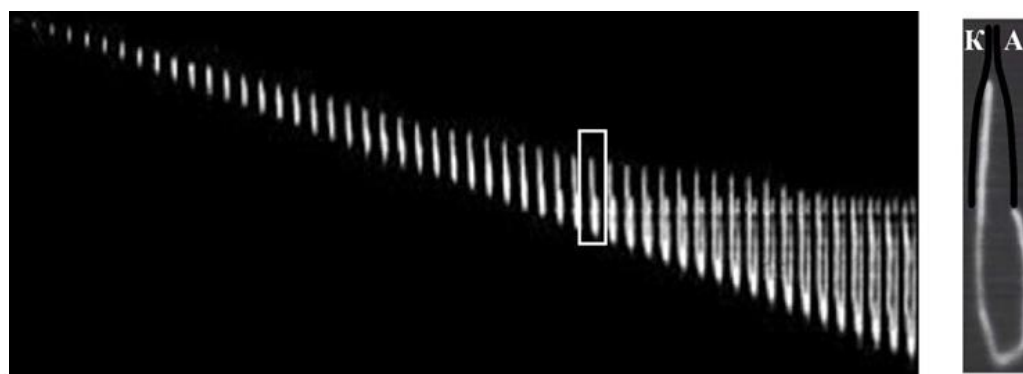


Рис. 3.3. Хронограмма развития пульсирующего разряда, создаваемого в дозвуковом потоке воздуха $V_{п} = 275$ м/с. Частота съемки 32 кГц, время экспозиции одного кадра 2 мкс. Воздушный поток направлен сверху вниз, время увеличивается слева направо. Отдельно изображен увеличенный кадр петли справа с обозначенными электродами- слева катод (К), справа анод (А).

На рис. 3.3. представлен фрагмент хронограммы, характеризующий динамику пульсирующего разряда, создаваемого в высокоскоростном воздушном потоке. Видно, что исследуемый разряд представляет собой тонкий плазменный канал диаметром порядка 1 мм, вытягиваемый потоком вниз по направлению его распространения.

Как говорилось выше, при подаче на электроды постоянного напряжения по кратчайшему расстоянию между катодом и анодом происходил первичный пробой воздуха. Образующийся при этом плазменный

канал начинал скользить по электродам в направлении высокоскоростного воздушного потока. Двигаясь внутри межэлектродного промежутка, плазменный канал искривляется. Это связано с тем, что при обтекании электродов сверхзвуковым потоком вблизи электродов образуется пограничный слой, скорость газа в котором меньше скорости в невозмущенном потоке. Плазменный канал продолжал вытягиваться вниз по потоку. Длина канала увеличивалась, падение напряжения на нем росло и при превышении порогового значения происходил повторный пробой.

Этот пробой мог реализовываться вблизи минимального расстояния между электродами, шунтируя весь плазменный канал, свечение которого начинало уменьшаться, и канальная плазма постепенно распадалась. К этому времени уже формировывался новый плазменный канал и процесс повторялся. С другой стороны, он мог также происходить между анодной и катодной частями плазменного канала или в произвольном месте между электродами. В любом случае повторный пробой приводит к шунтированию оставшейся части канала. За один цикл формирования плазменной петли могло произойти, в зависимости от условий эксперимента, от одного до пяти и больше повторных пробоев. Итак, процесс вытягивания разрядной петли вниз по потоку периодически повторяется, т.е. данный разряд постоянного тока, создаваемый в воздушном потоке, в принципе, представляет собой нестационарный пульсирующий разряд.

3.2. Электрические параметры поперечно-продольного разряда

Как уже указывалось, исследования данных параметров плазмы пульсирующего поперечно-продольного разряда проводились при изменении скорости потока газа от 200 до 500 м/с и разрядного тока от 5.5 до 15.5 А. В экспериментах использовался электродный узел с изменяемым в пределах от 0.1 мм до 0.8 мм кратчайшим расстоянием между анодом и катодом. Регистрировались пространственно-временные спектры излучения разряда и плавающий потенциал плазмы. Процесс измерения плавающего потенциала рассмотрен в п. 2.3. Одновременно с потенциалом фиксировался временной ход разрядного тока и напряжения на разрядном промежутке. Проводилась

видеосъемка с частотой повторения кадров от 5 до 32 кГц с временем экспозиции одного кадра 2 мкс, что позволило определить изменение длины плазменной петли в течение ее развития.

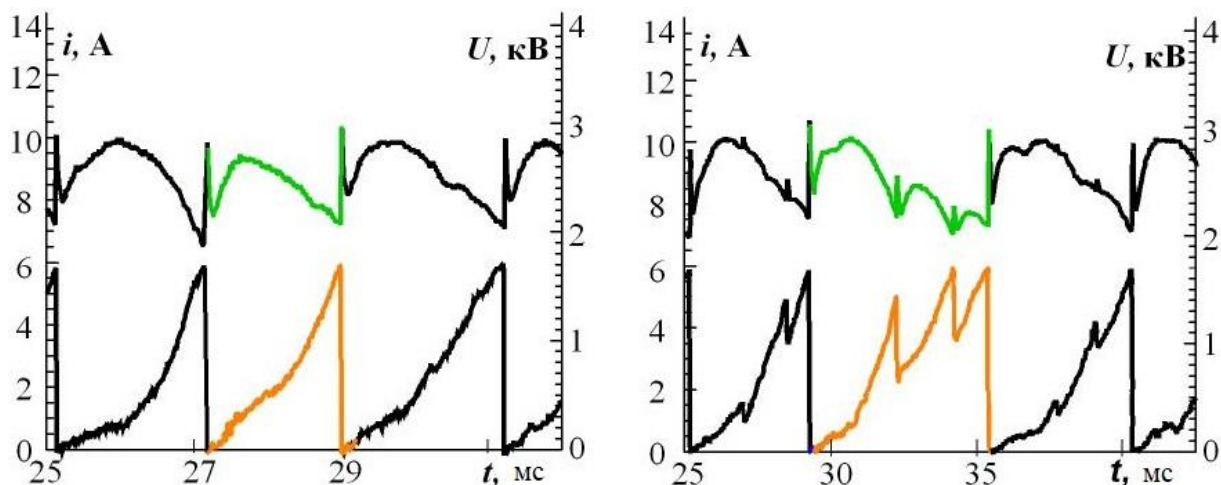


Рис. 3.4. Фрагменты временного хода разрядного тока (1) и напряжения (2) на разряде длительностью $\tau = 2$ с, создаваемого в сверхзвуковом $M = 2$ воздушном потоке без перепробоя слева и с перепробоем справа.

Пульсирующий характер разряда в сверхзвуковом потоке приводит к периодическому изменению напряжения на разрядном промежутке, разрядного тока и свечения плазмы. Особенно сильными являются пульсации напряжения и свечения плазмы. На рис. 3.4. представлены фрагменты временного хода тока и напряжения на разрядном промежутке двух режимов реализации разряда- без перепробоя и с перепробоем. Из рисунка следует, что модуляция напряжения на разряде достигает 100% (кривые 2), тогда как модуляция разрядного тока порядка 5% (кривые 1). Это связано с тем, что в любой момент времени между электродами существует плазменная перемычка, ее длина изменяется во времени, однако разрушение токовой петли происходит только после повторного пробоя и образования новой плазменной перемычки.

Периодический характер разряда реализовывался также в поперечном разряде [27]. Использование катода и анода в виде вытянутых вдоль потока электродов облегчает процесс вторичного пробоя и приводит к большей повторяемости различных полупериодов.

Для примера на рис. 3.5 а приведена временная зависимость тока и напряжения от времени для поперечного разряда [27]. Сравнение с рис. 3.4 показывает отсутствие «тонкой» структуры временных зависимостей тока и напряжения, которые характерны для ПППР.

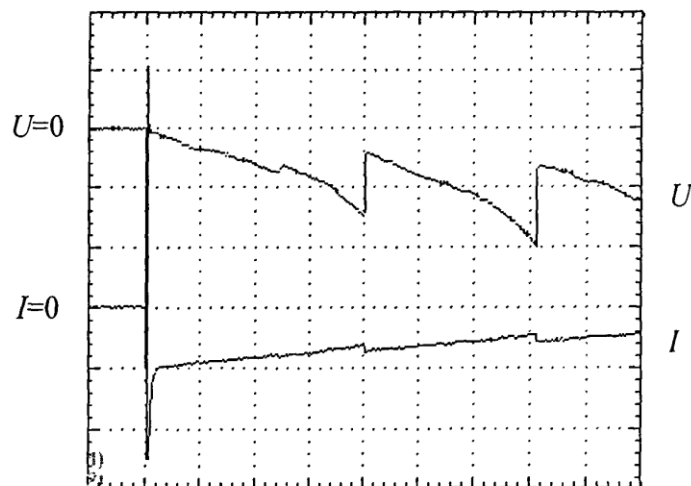


Рис 3.5. Осциллограммы напряжения и тока в поперечном разряде воздушном [27]. Давление в среде 100 Тор, межэлектродное расстояние 15 мм, Масштабы тока 20 А/дел, напряжения – 1кВ/дел, развертка 100 мкс/дел.

На рис. 3.5 справа на осциллограмме напряжения отчетливо наблюдаются моменты повторных пробоев. Осцилляции напряжения на разряде определяются электродвижущей силой источника постоянного напряжения, величиной балластного резистора и скоростью сверхзвукового воздушного потока. Обращают на себя внимание скачки тока в момент повторных пробоев. Они свидетельствуют о том, что в момент повторного пробоя разрядная петля от предыдущего пробоя продолжает существовать. Сразу после момента образования плазмы перемычка, возникшая в результате вторичного перепробоя, начинает движение от места перепробоя к концу электродов. Ток разряда после кратковременного возрастания в момент перепробоя опять уменьшается (но остается слегка больше допробойного), а затем начинает медленно возрастать, что может быть объяснено ростом плотности электронов. Одновременно в связи с уменьшением температуры электронов (которая в момент перепробоя должна быть в этой области существенно выше, чем в квазистационарном режиме) и ростом плотности

электронов вступает в рассмотрение рекомбинация, и напряжение на разряде начинает медленно нарастать, одновременно с нарастанием тока. Как только место контакта разрядной петли достигнет краев электродов, начинается вытягивание петли по потоку, увеличение ее длины, электрического сопротивления и ток разряда начинает падать. Одновременно в этот же момент времени на зависимости напряжения от времени наблюдается излом, что может быть связано с тем, что он обусловлен уже не только ростом рекомбинационных потерь, но и ростом длины разрядной петли в целом.

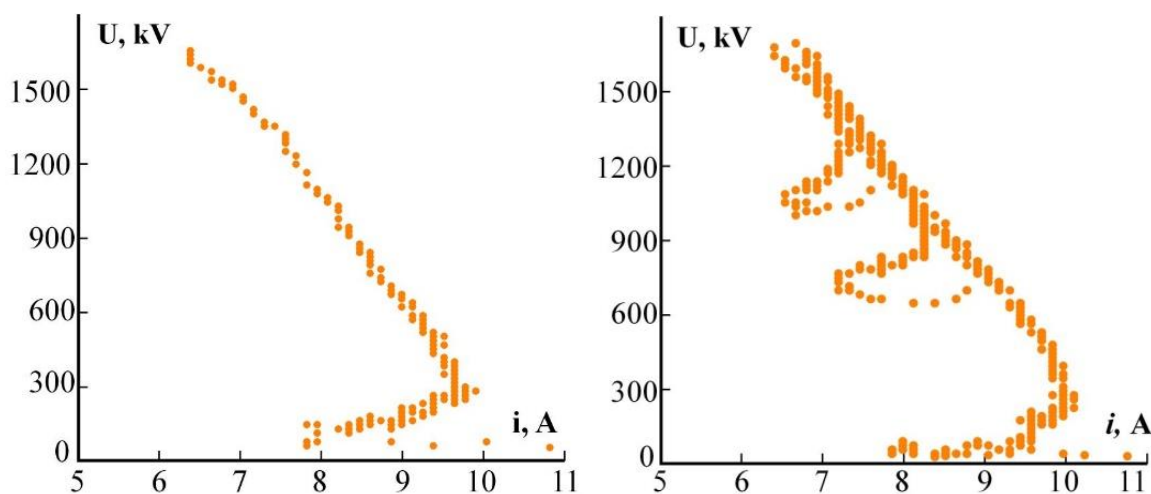


Рис. 3.6. Вольтамперная характеристика пульсирующего разряда, зафиксированная в течение развития одной плазменной петли.

Оценки показывают, что за исключением области резкого нарастания и спада тока в момент перепробоя, положительный столб можно считать квазистационарным, т.е. время установления плотности электронов и поперечного распределения плотности заряженных частиц в петле много меньше характерного времени изменения длины петли. Это соотношение обусловлено тем, что поперечный размер петли много меньше продольного. Поэтому можно считать, что значения напряжения и тока разряда в данный конкретный момент времени представляют собой и могут быть интерпретированы как вольтамперные характеристики разряда для данной длины петли. Эти вольтамперные характеристики приведены на рис. 3.6. В соответствии с вышеизложенным вольтамперная характеристика имеет немонотонный вид. Одному и тому же значению тока соответствует два и

более значения напряжения на разряде. Для интерпретации участков эволюции разряда в момент перепробоя, необходимо учесть индуктивность проводов подвода напряжения к разряду, межэлектродную емкость и сопротивление (а также паразитные индуктивность и емкость) балластного резистора и трансформатора.

Для того чтобы зафиксировать одновременно существующие повторный пробой и достигший максимального размера плазменный канал была увеличена частота повторения кадров на видеокамере до 32 кГц, но включен режим прореживания на видеокамере, когда регистрируется только каждая четвертая строка, при полностью открытой диафрагме, и времени экспозиции одного кадра 10 мкс. При этом уходит качество видеосъемки.

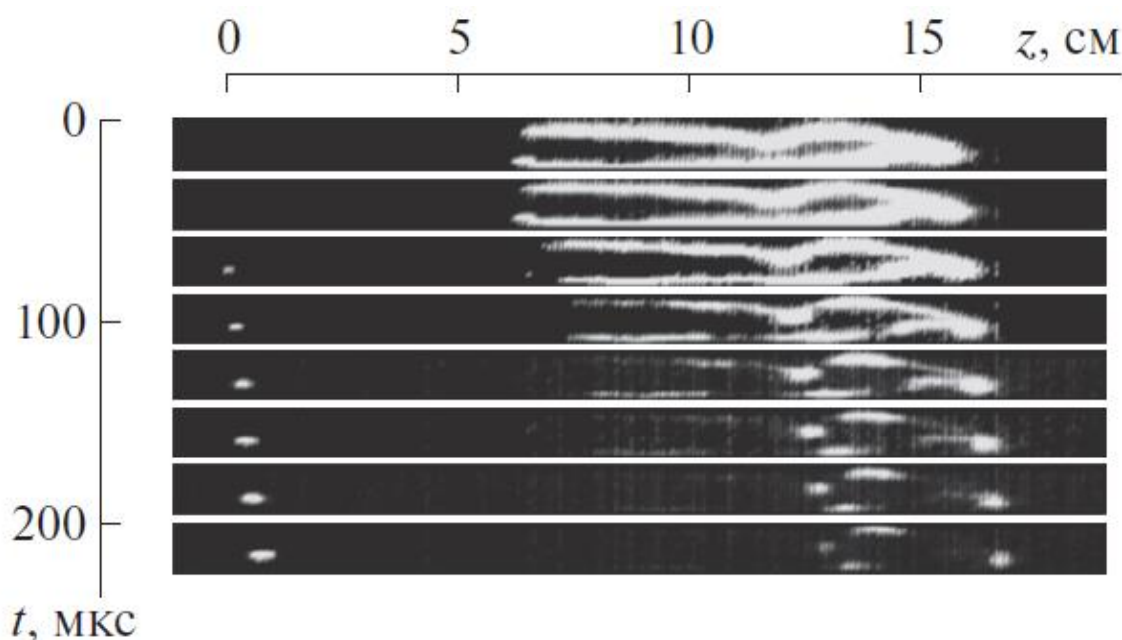


Рис. 3.7. Фотографии разряда в момент повторного пробоя и образования новой плазменной перемычки при существующем плазменном канале.

Восемь последовательно снятых таким образом фотографий пульсирующего разряда представлены на рис. 3.7. Мы видим, что формирование нового плазменного канала происходит при еще существующей предыдущей петле.

На первых двух фотографиях наблюдается плазменная петля, достигшая в условиях эксперимента максимального размера. На третьей сверху фотографии можно видеть момент повторного пробоя, приводящий к

формированию нового плазменного образования в области кратчайшего расстояния между электродами при существующей плазменной петле. На следующих пяти фотографиях виден разрыв петли, следующая за этим стадия деионизации плазмы, приводящая к исчезновению разрядного канала. При этом в области повторного пробоя начинает формироваться новый канал, который постепенно сносится вниз по сверхзвуковому потоку. В течение всего этого времени разрядный ток не прерывается, и его пульсации не превышают 5%.

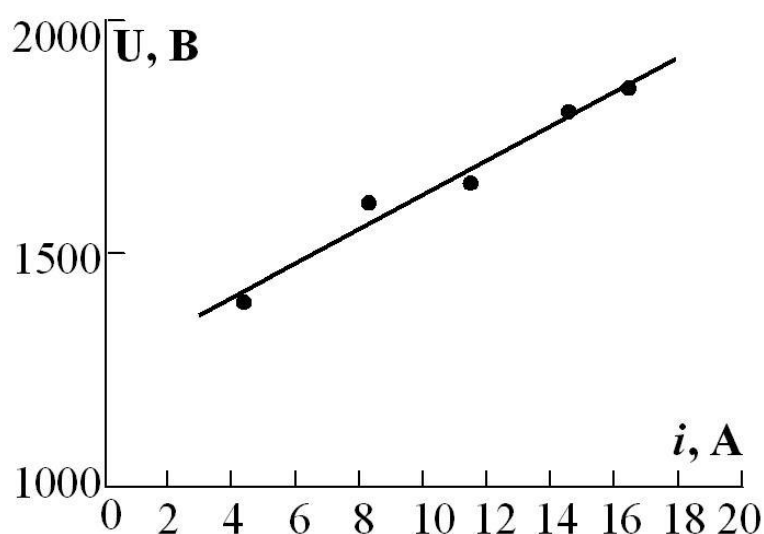


Рис. 3.8. Зависимость напряжения на разрядном промежутке от среднего тока разряда, создаваемого в сверхзвуковом $M = 2$ воздушном потоке.

В эксперименте исследовалась зависимость величины падения напряжения на разрядном промежутке от среднего тока. На рис. 3.8 представлена зависимость максимальной величины падения напряжения на разрядном промежутке от среднего тока разряда, создаваемого в сверхзвуковом $M = 2$ воздушном потоке. Из рисунка следует, что падение напряжения на разряде увеличивается с ростом разрядного тока. При фиксированном токе нарастание напряжения на разрядном промежутке сопровождается одновременным увеличением длины плазменного канала, при этом напряженность электрического поля, определяющая основные параметры плазмы, в течение времени вытягивания плазменной петли остается практически неизменной. Так как температура электронов является функцией приведенного значения напряженности электрического поля, то это

позволяет проводить ее измерения по зарегистрированному спектру излучения плазмы с временем экспозиции 20 мс. За этот промежуток времени успевают образоваться, развиваться и исчезнуть от 10 до 30 плазменных петель. За один пуск длительностью $t = 2$ с последовательно регистрировались до 40 спектров. Следует отметить, что в условиях эксперимента отличие интенсивности последовательно измеренных в различные моменты времени спектров не превышает 5%, что указывает на хорошую повторяемость реализации пульсирующего разряда.

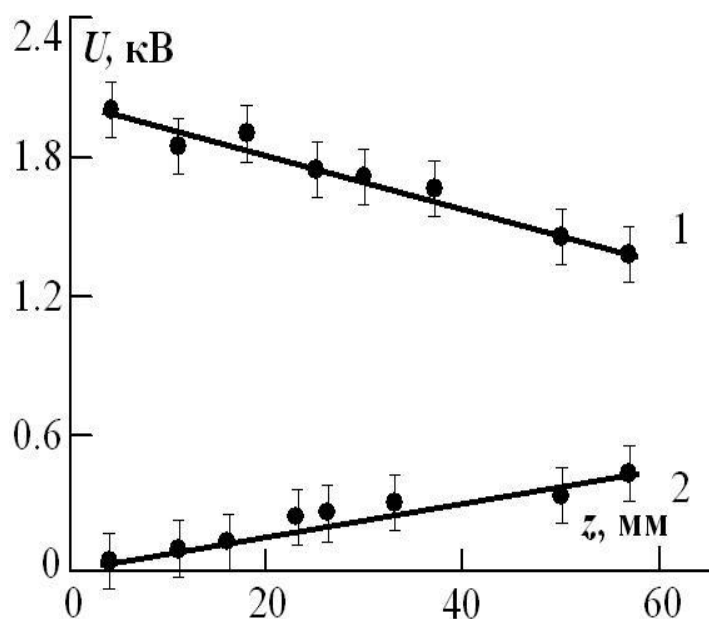


Рис. 3.9. Продольное распределение плавающего потенциала плазмы в анодной (1) и катодной (2) частях плазменной петли. Разрядный ток 12.5 А. Скорость воздушного потока 210 м/с.[А6]

Одним из решаемых вопросов был следующий: одинакова ли величина напряженности электрического поля в различных местах по длине плазменного канала в условиях поперечно-продольного разряда? Для этого зондовым методом были измерены распределение плавающих потенциалов вдоль анодной и катодной частей плазменной петли. Полученные результаты при скорости потока 210 м/с и разрядном токе 12.5 А и представленные ранее на рис. 3.9, где видно, что в анодной части петли потенциал в пределах точности измерения линейно уменьшается с ростом расстояния z от электрода, а в катодной части – растет. Измерения проводились с помощью единого блока из двух зондов, расстояние между которыми составляет 0,7 см. В нашем случае

функция распределения электронов по энергиям в плазме разряда близка к функции Максвелла с температурой порядка эВ. При этом разность плавающего потенциала и потенциала пространства порядка нескольких эВ. Поэтому напряженность электрического поля определялась как разность плавающих потенциалов, деленная на расстояние между зондами [А6].

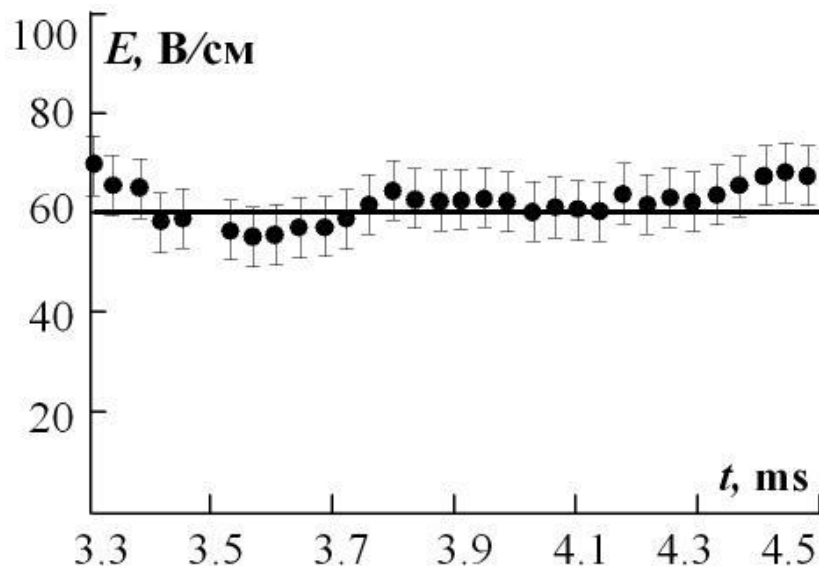


Рис. 3.10. Временной ход напряженности электрического поля в плазме пульсирующего разряда в течение развития одной петли. Скорость потока = 300 м/с, максимальное значение пульсирующего тока $i_{\text{max}} = 14.5$ А. [А7]

Напряженность электрического поля является постоянной величиной как в анодной, так и в катодной части плазменной петли на том или ином расстоянии z . Однако поле в анодной части равно $E_a = 117$ В/см, тогда как в катодной – $E_k = 77$ В/см. При этом превышение величины поля E_a над E_k достигает 35 %. На рис. 3.10 представлен временной ход напряженности электрического поля в плазме пульсирующего разряда в течение развития одной петли при соответствующих значениях скорости потока и разрядного тока [А7]. Данные результаты будут совокупно обсуждаться далее в главе 4 в контексте измерений средней напряженности электрического поля вдоль плазменного канала, описанных в [А6].

Заключение к главе 3

1. В условиях нестационарного поперечно-продольного электродного разряда, создаваемого в высокоскоростном потоке воздуха, синхронно осциллируют длина плазменного канала, разрядный ток, напряжение на разрядном промежутке, а также интенсивность свечения плазмы.

2. Глубина модуляции интенсивности свечения плазмы и напряжения на разряде достигает около 100 %, тогда как глубина пульсации разрядного тока изменяется от 5 % при сверхзвуковой скорости 600 м/с потока до 70 % при скорости $v = 100$ м/с.

3. Увеличение скорости потока не влияет на значение величины максимального напряжения на разрядном промежутке, но ведет к уменьшению полной длины пульсирующего плазменного канала и к росту продольной напряженности электрического поля.

Глава 4. Распределение в пространстве параметров петли разряда постоянного тока как функции внешних параметров³ [A1, A2, A4, A6, A9, A10]

4.1. Основные предположения о свойствах разряда

В предыдущей главе была описана общая пространственно-временная эволюция ПППР разряда в потоке газа. Разряд представляет собой плазменную петлю, вытягивающуюся вдоль по потоку газа и соединяющую катод и анод (см. рис. 3.7). Дальнейшие исследования должны дать возможность «в идеале» определить временную эволюцию параметров плазмы в каждом из сечений петли. Такой подход требует получения и обработки большого количества информации, осуществить которое на данной степени развития эксперимента очень проблематично. Поэтому в дальнейших исследованиях, как правило, исходят из следующих гипотез.

1. Временные зависимости параметров плазмы в разряде в различных пульсациях (после различных перепробоев) близки друг к другу.
2. Параметры плазмы на протяжении развития каждой отдельной плазменной петли в заданном сечении плазменной петли слабо зависят от времени за время ее эволюции.
3. Параметры плазмы в катодной и анодной ветвях близки друг к другу.

Использование гипотез (1) – (3) позволяет измерять не параметры разряда в отдельной точке, а их усредненные по времени значения по всему разряду. В значительной степени их выполнение предполагалось при проведении ранних работ [27, 28, 29, 30, 31], что давало возможность резко уменьшить объем измерений, но тем не менее получить исходные данные для перспективности или неперспективности данного разряда для тех или иных приложений, например, для влияния на течение газа или осуществления поджига горючей смеси.

В данной главе измерение параметров плазмы проводилось в каждом из

³ Данная глава основана на работах автора [A1, A2, A4, A6, A9, A10].

плазменных следов (Рис. 4.1) , точки измерения показаны розовыми метками. Поле зрения оптической аппаратуры было направлено в направлении, перпендикулярном плоскости электродов. В этой же плоскости располагались электрические зонды, с помощью которых измерялось электрическое поле.

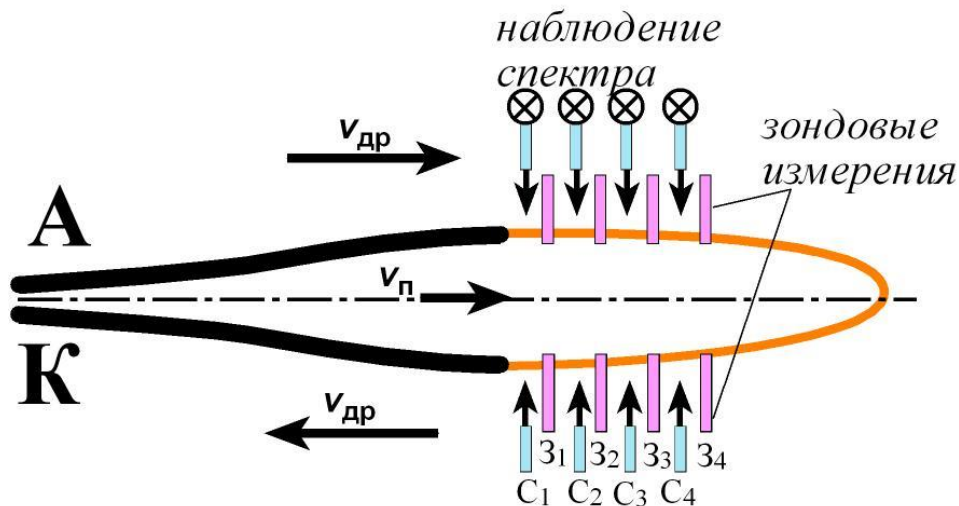


Рис. 4.1. Пространственное распределение точек наблюдения оптического излучения плазмы и областей разряда, из которых собиралось излучение и расположение зондов.

В главе 5 оптические оси измерительной аппаратуры лежали в плоскости электродов (голубые метки). Поэтому в поле зрения оптической аппаратуры находились обе (анодная и катодная) ветви разряда, а измерения температур частиц и плотности электронов проводились с усреднением по обеим ветвям.

Регистрируемые в спектре излучения атомарные линии бальмеровской серии водорода H_α и H_β позволили определить концентрацию электронов n_e . При одной и той же концентрации электронов уширение линии H_β почти на порядок величины превышает уширение линии H_α . При малых разрядных токах, т.е. при низких значениях $n_e < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ измерения проводились только по штарковскому уширению линии H_β , так как в этом случае уширение линии H_α незначительно превышает аппаратную функцию спектрального прибора и точность определения концентрации электронов порядка 30%. При $n_e > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ определение концентрации электронов проводилось одновременно по уширению обеих линий. Получено, что при разрядном токе 16 А полуширина контура линии H_β , составляет 2 нм, чему соответствует концентрация

электронов $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как полуширина H_α равна 0.3 нм, чему соответствует концентрация $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, концентрации электронов, определенные по различным линиям балмеровской серии водорода, в пределах точности измерений согласуются друг с другом.

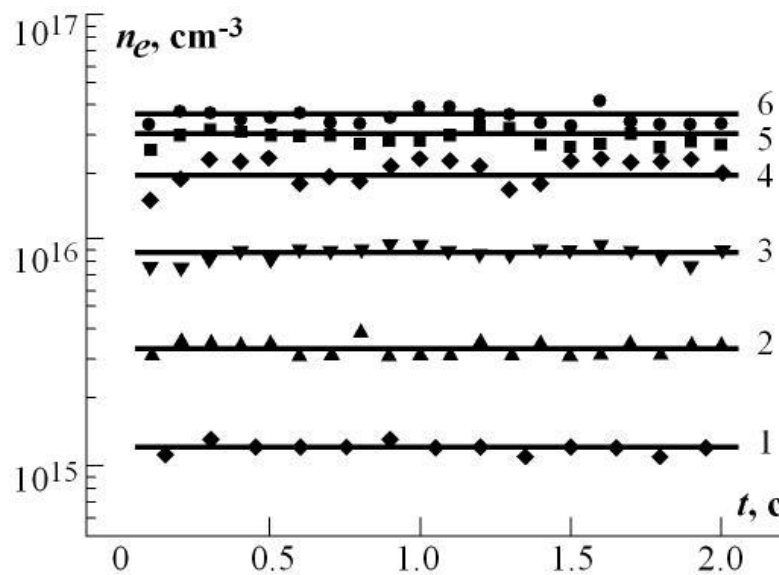


Рис. 4.2. Временной ход концентрации электронов в плазме пульсирующего разряда при различных значениях разрядного тока: 1 – 2.3; 2 – 5.5; 3 – 9.8; 4 – 12.5; 5 – 14.5; 6 – 5.5 А и фиксированной скорости потока воздуха $v = 500 \text{ м/с}$

Временной ход концентрации электронов, измеренный на расстоянии $z = 1 \text{ см}$ вниз по потоку от электродов, при различных значениях разрядного тока и фиксированном значении скорости потока $v = 500 \text{ м/с}$ представлен на рис. 4.2. Пульсирующий разряд создавался в течение времени $t = 2 \text{ с}$. Время экспозиции используемого спектрометра 20 мс. В течение импульса разрядного тока $t = 2 \text{ с}$ регистрировались 100 спектров. Было получено, что концентрация электронов при фиксированной скорости потока увеличивается с ростом разрядного тока, причем в течение пуска нестабильность концентрации не превышает 5–10%.

Поскольку время экспозиции спектрометра составляло 20 мс, фактически при измерениях проводилось усреднение по этому времени. Типичное время между повторными пробоями составляло 2 миллисекунды, таким образом при измерении проводилось усреднение по 10 реализациям плазменной петли. Проведенные измерения позволяют сделать заключение об

устойчивости поджига разряда, о повторяемости параметров разряда в целом, однако малое временное разрешение не позволяет сделать вывод о том, насколько часто происходят резкие изменения свойств отдельных реализаций и насколько отличаются параметры плазмы в плазменной петле при наличии такого разброса.

В дальнейших параграфах приводятся усредненные по нескольким реализациям плазменной петли значения плотности и температуры электронов, температуры газа и напряженности электрического поля в разряде.

4.2. Несимметрия катодной и анодной ветвей плазменной петли

В предыдущем параграфе был рассмотрен вопрос о повторяемости параметров плазмы в плазменной петле во времени. Здесь мы рассмотрим параметры плазмы в катодной (начинающейся на катоде) и анодной (начинающейся на аноде) ветвях. Каждая из ветвей содержит приэлектродную область и положительный столб. Электрическое поле в положительном столбе обеспечивает локальный ионизационно-рекомбинационный баланс, поэтому электрическое поле невелико, а скорость дрейфа ионов в этом поле много меньше скорости потока нейтралов. Поэтому ионы в положительном столбе практически неподвижны относительно потока и каждое сечение положительного столба перемещается в пространстве со скоростью потока [170]. В отсутствие нагрева газа свойства положительного столба в катодной и анодной ветвях согласно [170] идентичны.

В то же время, как уже было отмечено еще В.Т. Пащенко и Ю.П. Райзером [170] (см. п. 1.5 главы 1) в п. 1.5 главы 1), процессы поддержания разряда в приэлектродных областях в катодной и анодной областях качественно различны, что может привести к различным параметрам плазмы в анодной и катодной ветвях разряда. Различные модели процессов мы рассмотрим ниже, после изложения результатов эксперимента.

Несмотря на то, что несовпадение процессов поддержания разряда вблизи катода и анода было известно давно [170, 27] экспериментально

идентичность катодной и анодной ветвей не проверялась.

Экспериментальная установка, согласно Главе 2, позволяла проводить измерения пространственно-временной эволюции плотности электронов, температуры электронов, а также напряженности электрического поля. Результаты измерений приведены на рисунках ниже.

Для того, чтобы найти усредненные значения напряженности электрического поля использовались данные измерения потенциала плазмы, приведенные на рис. 3.9 (Глава 3). Результаты измерений на катодной и анодной ветвях разряда приведены на рис. 4.3. Как следует из рисунка напряженность поля на анодной ветви превышает напряженность поля на катодной, причем разница в измеренных значениях напряженностей превышала ошибку измерений. Разные величины напряженности электрических полей E_a и E_k должны приводить к различным значениям концентрации и температуры электронов в анодной и катодной частях плазменного канала. Расстояние z отсчитывается вниз по потоку от плоскости $z = 0$. В этой плоскости оканчиваются электроды, направленные вдоль потока, на концах которых фиксируется плазменная петля нестационарного пульсирующего в потоке воздуха разряда.

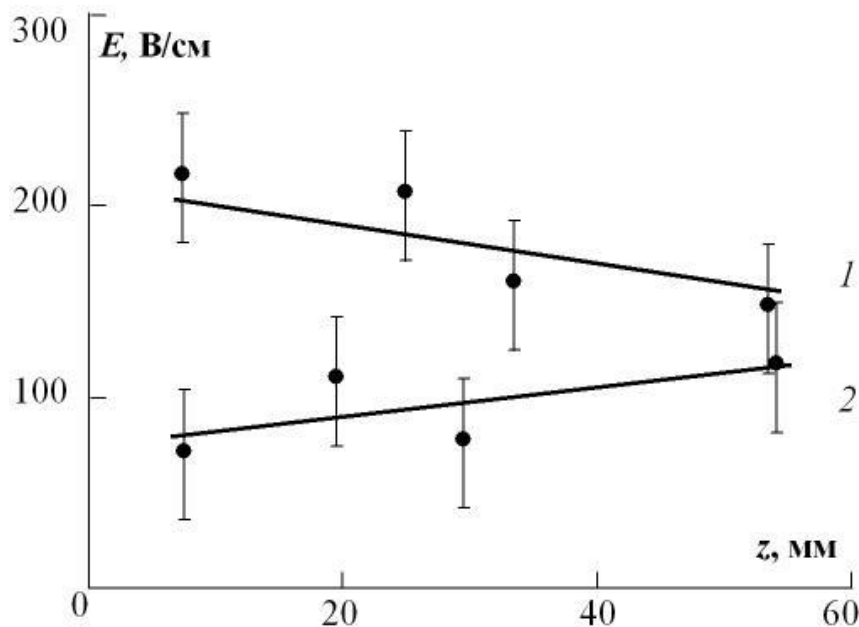


Рис. 4.3. Зависимость от расстояния усредненной по времени напряженности поля в анодной (1) и катодной (2) ветвях плазменной петли. Разрядный ток 12.5 А.

Скорость воздушного потока 210 м/с.

Обсудим влияние усреднения по времени и пространству на результаты измерений. Как плотность электронов, так и их температура и температура тяжелых частиц измерялись спектральными методами. При измерении данных параметров используется не интенсивность излучения, а форма спектров. Поэтому, например, в тех случаях, когда разрядная петля существует в области пространства не в течение всего периода измерений, а только в течение его части излучение разряда в момент отсутствия плазмы также отсутствует (или очень слабо) и, используя полученные спектры, мы всегда получаем значения параметров именно в положительном столбе разряда, а не в окружающем воздухе. Аналогичное утверждение справедливо и в том случае, когда мы рассматриваем неоднородность положительного столба разряда по сечению. Более подробно данный вопрос обсуждался в работе А.А. Фирсова с соавторами [237]. Полученные значения соответствуют области положительного столба, излучение из которой наиболее интенсивно. Полученные значения не зависят от площади сечения, в отличие, например от СВЧ методов диагностики, при которых измеряется фазовый сдвиг внешнего сигнала, который при малых плотностях электронов пропорционален произведению плотности электронов на длину пути луча [238].

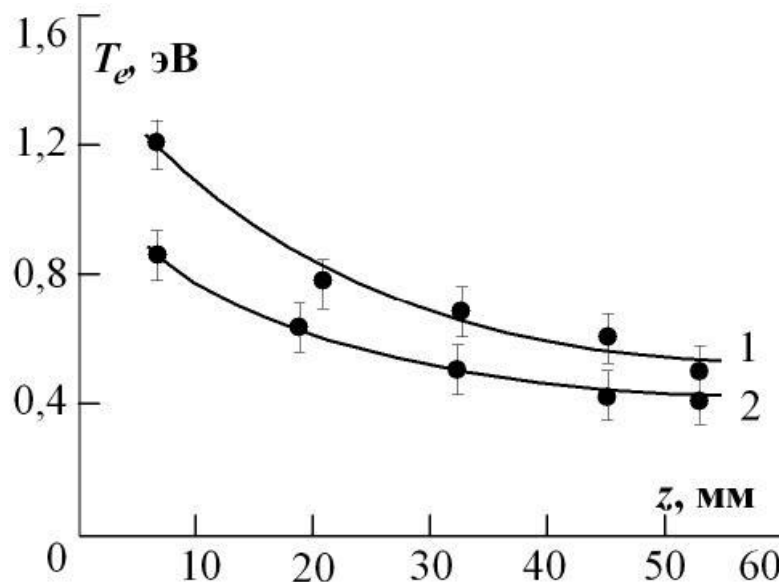


Рис. 4.4. Зависимость от расстояния температуры электронов в анодной (1) и катодной (2) частях плазменной петли. Разрядный ток $i = 12.5$ А. Скорость воздушного потока $V = 210$ м/с.

Результаты измерения температуры электронов в катодной и анодной ветвях приведены на рисунке 4.4. Спектры излучения плазмы поперечно-продольного разряда регистрировались в направлении перпендикулярном плоскости распространения потока и плоскости плазменной петли.

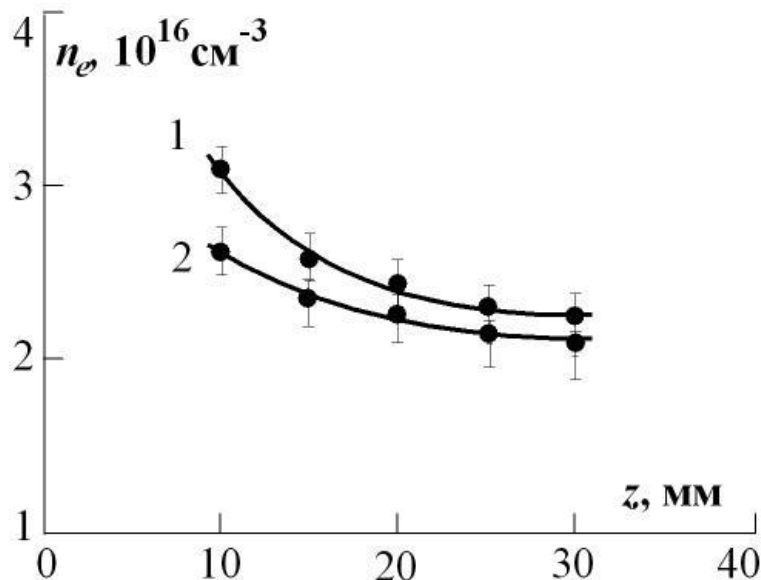


Рис. 4.5. Зависимость от расстояния концентрации электронов в анодной (1) и катодной (2) частях плазменной петли. Разрядный ток 12.5 А. Скорость воздушного потока 210 м/с.

По мере удаления от электродов электронная температура также, как и концентрация электронов уменьшаются. При этом превышение измеренной температуры электронов T_e в плазменном канале вблизи анода над ее значением около катода достигает 30 %.

На рис. 4.5. приведены продольные зависимости концентрации электронов в анодной (1) и катодной (2) частях плазменного канала при скорости потока воздуха 210 м/с и разрядном токе 12.5 А. По мере удаления от электродов концентрация электронов уменьшается, причем в анодной части плазменной петли концентрация электронов систематически превышает значение n_e на тех же расстояниях вблизи катода приблизительно на 10-15 %.

Полученные результаты хорошо согласуются с данными о пространственном распределении электрического поля в плазменной петле поперечно-продольного разряда.

Из рисунков следует, что по мере удаления от электродов электронная

температура, плотность и температура газа уменьшаются. Это уменьшение может быть связано с увеличением сечения плазменного канала с течением времени вследствие процессов переноса. Качественно поведение этих параметров согласуется друг с другом. Рост напряженности поля в катодной части петли может быть связан с особенностями усреднения поля по времени при учете нелинейности зондовой характеристики. На фотографиях разряда можно заметить увеличение поперечного размера плазменного столба, как за катодом, так и за анодом при удалении от электрода. Однако это увеличение незначительно, а также может быть чисто визуальным эффектом, связанным с временной нестабильностью течения и усреднением по нескольким периодам формирования разряда.

Результаты измерений показывают явную несимметрию анодной и катодных ветвей разряда в условиях проведения измерений. Полученные результаты показывают необходимость более тщательного теоретического анализа процессов в прикатодной и прианодной областях и в области перехода от этих областей к положительному столбу.

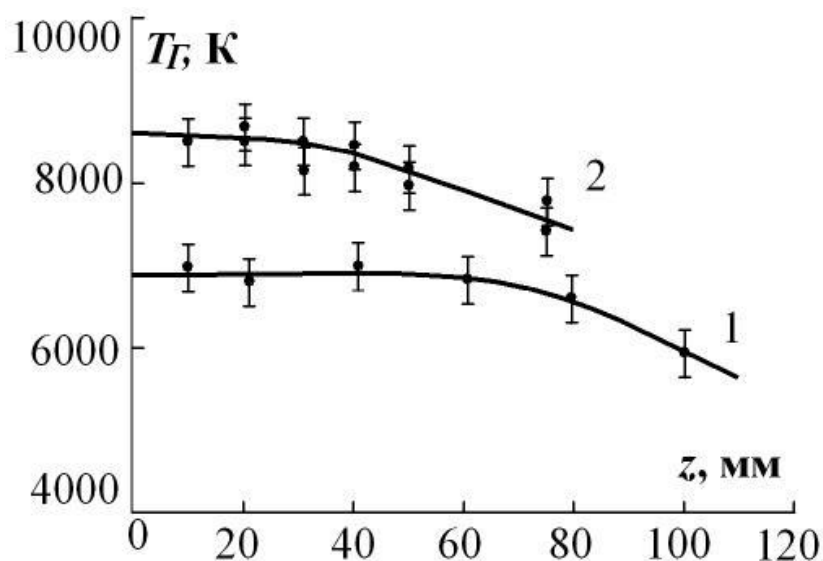


Рис. 4.6. Зависимость температуры газа T_g в плазменном канале от расстояния при $v = 275$ м/с и $i = 12.5$ А (кривая 1) и $v = 475$ м/с и $i = 15.5$ А (кривая 2).

Из-за слабого сигнала зависимость температуры газа от расстояния от электрода измерялась в большинстве случаев интегрально по обеим ветвям (катодной и анодной) плазменной петли. Результаты приведены на рис. 4.6.

Разряд создавался в высокоскоростных потоках воздуха со скоростями 275 м/с (1) и 475 м/с (2) при разрядном токе $i = 12.5$ А (1) и 15.5 А (2). Видно, что вблизи электродов на расстоянии $z = 0-40$ мм температура газа остается приблизительно постоянной, тогда как с увеличением расстояния T_g монотонно уменьшается. При этом с ростом разрядного тока и скорости потока температура газа увеличивается при всех значениях расстояния $z > 0$ мм от электродов.

В целом из рисунков следует, что температура электронов, температура газа и плотность электронов уменьшаются с удалением от катода и анода в обеих ветвях разряда. С другой стороны, ток, протекающий по положительному столбу, должен сохраняться, поэтому казалось бы, должны сохраняться и значения всех параметров плазмы. Объяснением может быть увеличение поперечного размера положительного столба, связанное с диффузионным распылением плазмы с течением времени, т.е. с удалением от электродов. При этом нужная проводимость плазмы достигается при меньшей плотности электронов, что ведет к уменьшению рекомбинационных потерь. В свою очередь уменьшение рекомбинационных потерь должно приводить к тому, что баланс ионизации и потерь частиц будет выполняться при меньших температурах электронов и меньших напряженностях поля.

Как уже указывалось, температуры электронов и колебательная температура определялись одновременно по совпадению колебательно-вращательных спектров. В большинстве случаев колебательная температура превышала вращательную на 500–1000 К, однако ошибка в ее определении была выше, чем у газовой. Систематические данные по измеренной колебательной температуре в диссертации не приводятся, однако на рис. 4.7 приведены данные по измерению колебательной и вращательной температур по молекулярным спектрам N_2 , N_2^+ и циана CN в области вблизи электродов, где сигнал наиболее сильный, в зависимости от расстояния от концов электродов z .

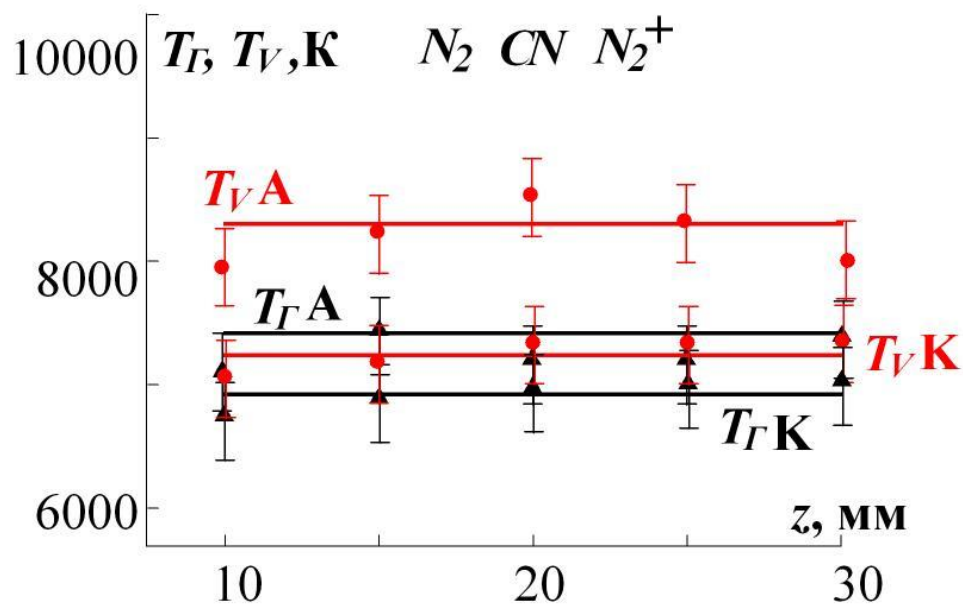


Рис. 4.7. Сравнение колебательной и вращательной температур в разряде по молекулярным спектрам N_2 , N_2^+ и циана CN. Буквы А и К соответствуют анодному и катодному следам, в зависимости от расстояния от концов электродов z . Ток разряда 16А и скорость потока 240 м/с.

Некоторым диссонансом к изложенной здесь цепочке логических связей выступает зависимость напряженности поля от координаты, показанная на рис. 4.3. Согласно измерениям, напряженность поля при удалении от анода падает, как и следует из приведенных рассуждений, а при удалении от катода – растет. В данном случае возможны разные причины. В частности, нелинейное взаимодействие переменной составляющей поля с слоями пространственного заряда, приводящее к отклонению «усредненного с учетом нелинейности» плавающего потенциала от его среднего значения и появления систематической ошибки в эксперименте. Обычно в разряде рост электрического поля сопровождается и ростом температуры газа и температуры электронов. Однако в случае реализации ионизационно-перегревной неустойчивости поле в разряде будет падать, так как с нагревом уменьшается частота столкновений, в то время как температура электронов температура газа будут расти. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании, Тем не менее, можно привести некоторые соображения, поясняющие почему электрическое поле, температуры частиц и плотность электронов в анодной ветви разряда выше, чем в катодной (рис. 4.8).

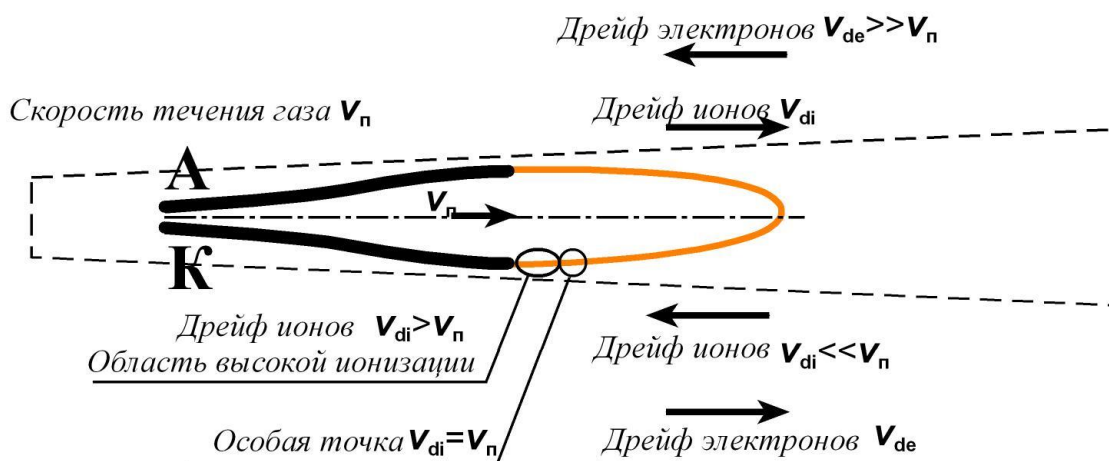


Рис. 4.8. Иллюстрация к объяснению большей напряженности поля в анодной петле.

Как было отмечено еще В.Т. Пащенко и Ю.П. Райзером [170]. Для замыкания тока в разряде постоянного тока необходим постоянный приход заряженных частиц на электрод, который находится выше по потоку. В случае, если этот электрод – анод, то тепловая скорость электронов всегда выше скорости потока и замыкание тока обеспечено. Вблизи анода формируется относительно небольшая область (анодный слой), в которой происходит рождение ионов, в дальнейшем сносящихся нейтральным газом вдоль по потоку.

Вблизи катодной области ситуация меняется. Замыкание тока на катод идет за счет тока ионов, поэтому вблизи катода формируется область сильного поля, в которой скорость дрейфа ионов выше скорости потока. Сильное поле ведет к усиленной ионизации в этой области. Поскольку в положительном столбе дрейфовая скорость ионов ниже скорости потока, между этими двумя областями существует особая точка, в которой скорость движения ионов равна скорости потока. Часть ионов, рожденных в окрестности этой точки, будет двигаться по направлению к катоду, а часть – формировать положительный столб и в дальнейшем сноситься вдоль по потоку. Поперечный размер этой области можно оценить зная выражение для скорости диффузионной волны V_f ионизации волны ионизации $V_f \approx 2\sqrt{D_a \nu_i}$ (D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, ν_i – частота ионизации электронным ударом) и время прохождения частицами этой области. Можно ожидать, что за счет более высокой ионизации в области особой точки и перед ней сечение катодной ветви

положительного столба оказывается выше, чем в анодной. В силу равенства токов в анодной и катодной ветвях и большего сечения положительного столба плотность электронов, рекомбинационные потери и поле в катодной ветви должны оказаться ниже, чем в анодной.

4.3. Зависимость параметров плазмы в разряде от разрядного тока.

В предыдущем разделе были приведены результаты измерений температуры и плотности электронов, а также напряженности электрического поля в катодной и анодной ветвях разрядной петли в одном из режимов разряда, которые показали, что параметры в каждой из петель различны. В данном параграфе мы приведем результаты зависимости параметров разряда от разрядного тока на заданном расстоянии от конца электродов.

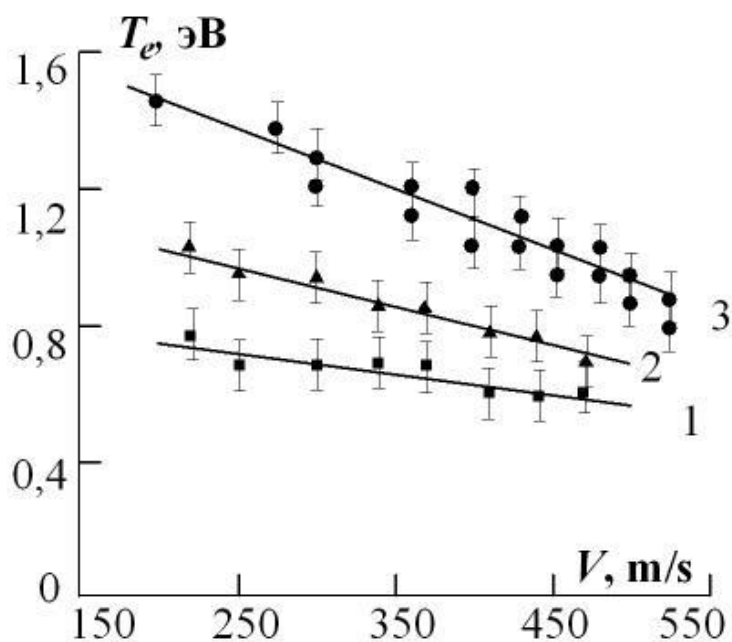


Рис. 4.9. Зависимость температуры электронов от скорости воздушного потока при различных значениях разрядного тока $i = 5.5$ А (1), $i = 12.5$ А (2) и $i = 15.5$ А (3), при фиксированном расстоянии $z = 20$ мм, $d_{\text{мин}} = 0.1$ мм.

Поскольку при этом в измерительный прибор (спектрограф) приходит излучение с обеих ветвей плазменной петли, то измеряются средние значения сразу по обеим ветвям разряда.

Зависимость температуры электронов от скорости воздушного потока при различных значениях разрядного тока представлена на рис. 4.9. В этом случае спектры излучения плазмы регистрировались в направлении перпендикулярном направлению распространения потока и в плоскости параллельной плоскости плазменной петли. При этом при фиксированном расстоянии $z = 20$ мм от концов электродов одновременно регистрировалась сумма излучения от катодной и анодной частей плазменного канала.

График зависимости температуры электронов непосредственно от разрядного тока приведен на рис. 4.10.

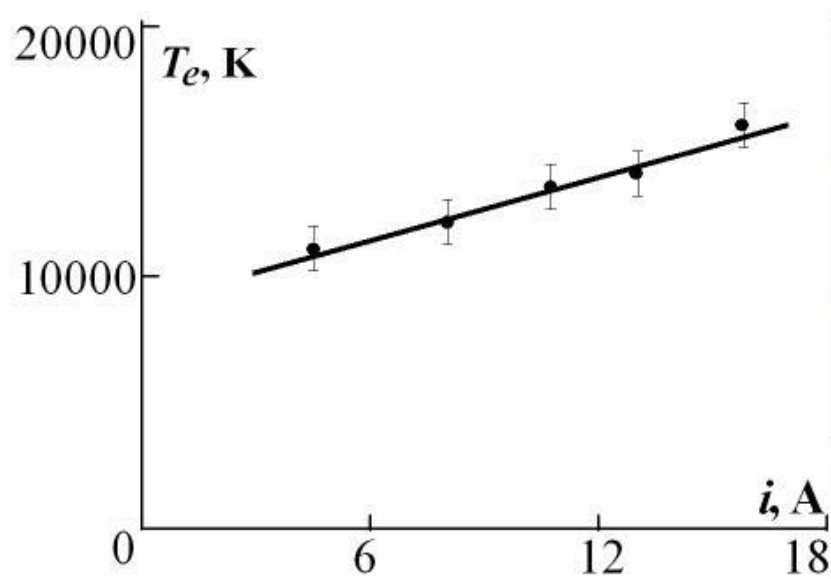


Рис. 4.10. Зависимость температуры электронов от разрядного тока на расстоянии $z=1$ см от электродов. Скорость потока 240 м/с

Из рисунков следует, что температура электронов растет с увеличением разрядного тока. Это обусловлено тем, что рост тока в положительном столбе возможен при увеличении плотности электронов. Поэтому локальное выполнение условий баланса заряженной частиц (равенство ионизации и рекомбинации) требует увеличения частоты ионизации, т.е. увеличения температуры электронов и поля в плазме. Данные рассуждения подтверждаются измерением плотности электронов в плазменном столбе (рис. 4.11), на котором представлена полученная зависимость средней по сечению канала концентрации электронов. Обращает на себя внимание тот факт, что с ростом разрядного тока от 4 А до 16 А концентрация электронов

увеличивается от 10^{17} см^{-3} до $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При больших разрядных токах полученная величина хорошо согласуется с концентрацией электронов, рассчитанной по формуле $i = en_e v_{dr} S$, где i – разрядный ток, e – модуль заряда электрона.

Дрейфовая скорость рассчитывалась по значению напряженности электрического поля в плазме, которая определялась по измеренному падению напряжения U на разряде. При этом длина l и площадь сечения канала разряда регистрировались с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры “ВидеоСпринт” с электронно-оптическим затвором, позволяющей фиксировать разряд с частотой следования кадров до 50 кГц при времени экспозиции каждого кадра 2 мкс.

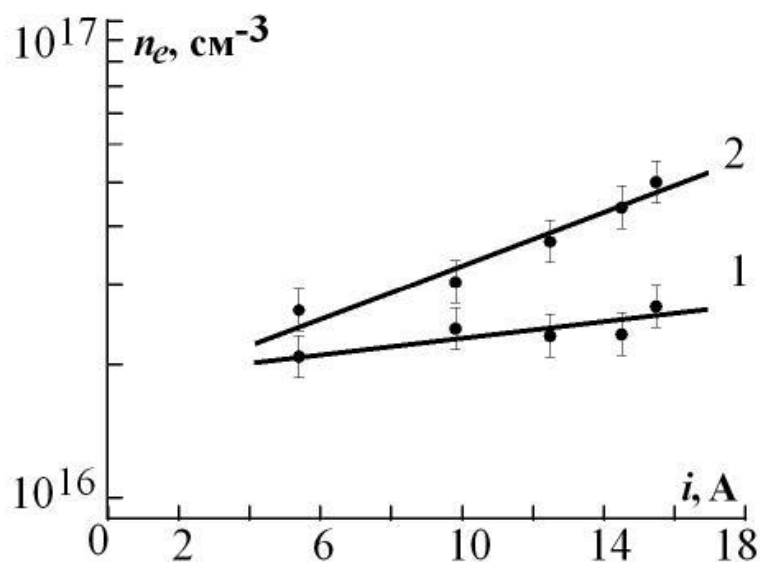


Рис. 4.11. Зависимость от разрядного тока концентрации электронов в канальной плазме пульсирующего разряда, при двух значениях скорости потока: 240 м/с (1) и 420 м/с (2), при расстоянии от электродов 10 мм и мин. расстояние между электродами 0.7 мм.

Полная длина плазменного канала, образующего разрядную петлю в сверхзвуковом потоке с числом Маха $M = 2$, изменяется в эксперименте от 40 мм при токе 2 А до 100 мм при разрядном токе 16 А. Длина плазменного канала изменяется во времени синхронно с падением напряжения на разряде, при этом напряжение на разряде растет медленнее, чем увеличивается длина плазменного канала. Это ведет к уменьшению напряженности электрического

поля в плазме и, соответственно, к уменьшению дрейфовой скорости при увеличении разрядного тока, что является одной из причин нелинейной зависимости $n_e(i)$. Другая причина этого может быть связана с изменением площади сечения плазменного канала при различных разрядных токах, однако точность измерения диаметра канала с помощью имеющегося оборудования не позволяет сделать определенный вывод о зависимости $S(i)$. В спектре излучения плазмы наблюдаются также интенсивные линии атомарного кислорода (неразрешенный триплет 777.2 нм, 777.4 нм и 777.5 нм) и линии атомарного азота в области длин волн $\lambda = 600\text{--}750$ нм. Атомарные кислород и азот возникают в результате эффективной диссоциации молекул в канальной плазме при высоком значении концентрации электронов.

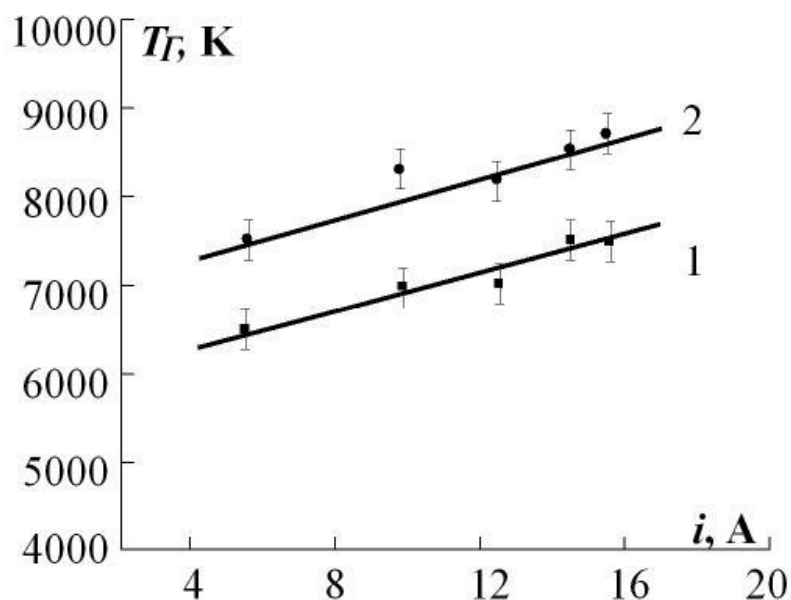


Рис. 4.12 Зависимость температуры газа от разрядного тока при скорости воздушного потока 240 м/с (прямая 1) и 420 м/с (прямая 2) на расстоянии $z = 25$ мм от анода при минимальном расстоянии между электродами $d = 0.7$ мм.

Зависимость температуры газа от разрядного тока при скорости воздушного потока 240 м/с (прямая 1) и 420 м/с (прямая 2) представлена на рис. 4.12. Измерения проводились на расстоянии $z = 25$ мм от анода при минимальном расстоянии между электродами $d = 0.7$ мм. Из рисунка следует, что рост разрядного тока ведет к увеличению нагрева газа как при скорости воздушного потока 240 м/с, так и 420 м/с. При этом темп нарастания

температуры газа при различных токах одинаков. Видно также, что с увеличением скорости воздушного потока температура газа увеличивается, что соответствует увеличению концентрации электронов в плазме пульсирующего разряда.

Полученные данные соответствуют рассуждениям, приведенным ранее.

На рис. 4.13 приведены зависимости распределения заселенностей атома меди как функции тока.

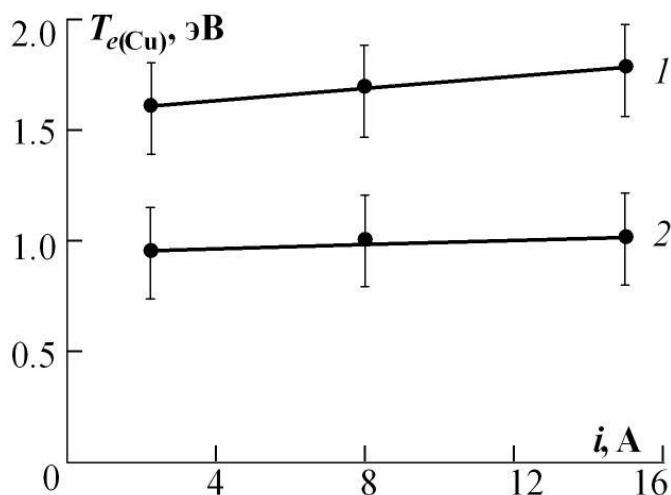


Рис. 4.13. Температура распределения заселенностей возбужденных атомов меди при различных разрядных токах на расстоянии $z = 1$ см от концов электродов вдоль потока, так проводилась оценка температуры электронов по линиям $\lambda_1 = 510.5$ нм, $\lambda_2 = 515.3$ нм, $\lambda_3 = 521.8$ нм: I_1/I_3 (1) и I_1/I_2 (2).

По поводу приведенных выше результатов измерений нужно сделать следующие замечания. Регистрируемый в эксперименте непрерывный континуум мог бы определяться не только излучением молекул газа, но и тепловым излучением с поверхности нагретых в разряде микрочастиц. Однако, во-первых, в условиях эксперимента в сверхзвуковом потоке воздуха не представляется возможным определить сорт и размер таких частиц, если они есть в плазменном канале, во-вторых, чтобы сформировался экспериментально измеренный спектр температура поверхности этих частиц должна быть равна 10000К, но при такой температуре даже тугоплавкий вольфрам перейдет в газовую фазу.

Температура распределения заселенностей возбужденных атомов меди при различных разрядных токах на расстоянии $z = 1$ см от электродов, где

I_1 — интенсивность линии с длиной волны $\lambda_1 = 510.5$ нм, I_2 — $\lambda_2 = 515.3$ нм и I_3 — $\lambda_3 = 521.8$ нм соответственно. По отношению интенсивностей этих линий по методу, описанному в [53], была определена температура распределения заселенностей возбужденных атомов меди. Экспериментально показано, что температура распределения атомов меди лежит в пределах 1.0 – 1.5 эВ, что близко к температуре электронов, измеренной по тормозному спектру.

Заключение к главе 4

Измерены усредненные во времени пространственные зависимости плотности электронов, электронной и газовой температур в поперечно-продольном пульсирующем разряде в воздухе.

1. Показано, что при токе 12.5 А средняя температура электронов, температура газа и плотность электронов в плазменной петле растут с увеличением тока. Типичные значения параметров: температура электронов растет от 10000 К до 16000 К, концентрация электронов растет от $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а температура газа от 6500 до 7500 К, на расстоянии 1 см от электрода.

2. Пространственные распределения плотности электронов в плазменной петле показали, что в анодной ее части плотность электронов превышает плотность в катодной примерно на 15%. С ростом расстояния от катода плотность электронов уменьшается от $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

3. При скорости воздушного потока 220 м/с и разрядном токе 12.5 А температура электронов вниз по потоку вдоль разрядного канала снижается для анодной части плазменной петли от 1.2 до 0.55 эВ, а для катодной части от 0.9 до 0.45 эВ при увеличении продольной координаты от 5 до 55 мм.

4. Температуры газа, определенные по неразрешенной вращательной структуре молекулярных полос CN и N_2^+ , не превышают 7500 К.

Глава 5. Зависимость параметров разряда от скорости потока и межэлектродного расстояния [A2 – A9]⁴

5.1. Зависимость параметров плазмы от скорости течения газа.

Рассмотрим теперь изменение параметров плазмы разряда от скорости течения газа. Эти измерения важны, так как должны ответить на вопрос о том, достигается ли нужная степень нагрева газа при увеличении скорости течения. Эксперименты показывают, что температура электронов в разряде с ростом скорости потока нейтралов падает (рис. 5.1). Рост тока разряда должен приводить к росту плотности плазмы т.к. локальный баланс числа частиц в сечении положительного столба разряда определяется равновесием ионизации и рекомбинации.

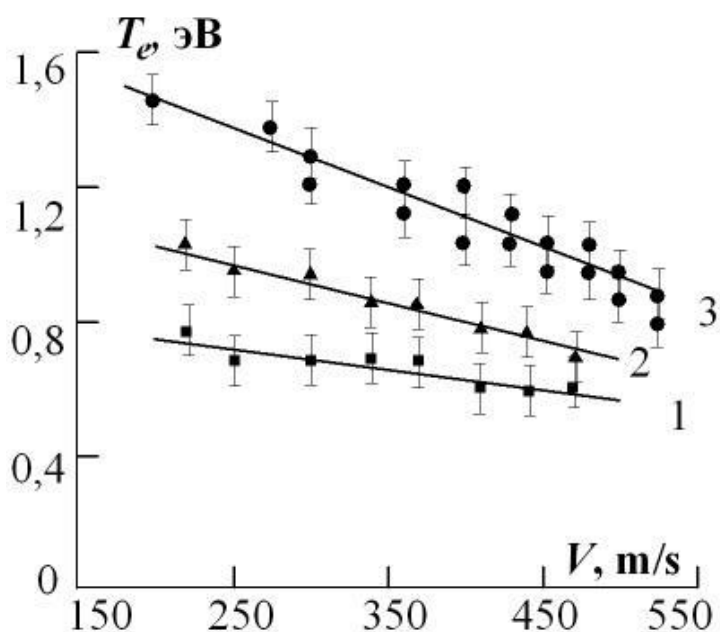


Рис. 5.1. Зависимость температуры электронов от скорости воздушного потока при различных значениях разрядного тока $i = 5.5$ А (1), $i = 12.5$ А (2) и $i = 15.5$ А (3), при фиксированном расстоянии $z = 20$ мм.

Казалось бы, с увеличением скорости потока должны увеличиваться конвективные (связанные с движением газа) потери заряженных частиц и должна расти и температура электронов, однако этого не происходит.

⁴ Данная глава основана на работах автора [A2 – A9].

Действительно, с увеличением скорости воздушного потока средняя температура электронов уменьшается при токе 5.5 А, при токе 12.5 А и при токе 15.5 А. Причем при любом значении скорости потока температура электронов растет с увеличением разрядного тока. Уменьшение температуры электронов при увеличении скорости потока может быть объяснено уменьшением вложения мощности разряда на единицу длины разряда. Казалось бы, при этом с ростом скорости течения должна падать не только температура, но и плотность электронов.

Однако экспериментальные измерения плотности электронов в плазме дает прямо противоположный результат – плотность электронов растет с увеличением скорости течения (рис. 5.2). Измерения проводились при фиксированном значении разрядного тока $i = 15.5$ А. На расстоянии 1 см от электродов при увеличении скорости потока от 150 м/с до 500 м/с, концентрация электронов возрастает почти в сорок раз от 10^{15} см⁻³ до $3.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³. При увеличении расстояния от электрода при всех скоростях течения плотность электронов падает, точно так же как и на рис. 4.5 в предыдущей главе.

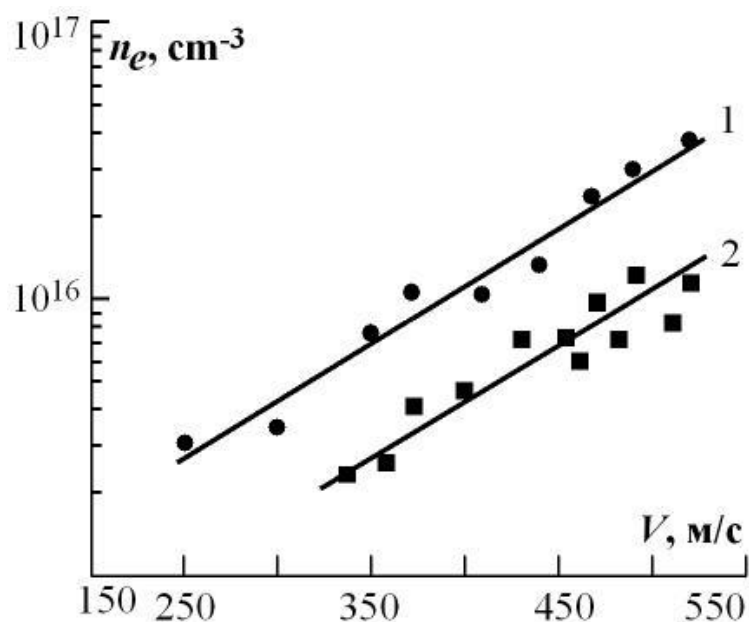


Рис. 5.2. Зависимость концентрации электронов от скорости потока воздуха в плазме пульсирующего канального разряда на различных расстояниях от электродов $z = 1$ см (1) и $z = 3$ см (2), $i = 15.5$ А

С увеличением расстояния от электродов до $z = 3$ см электронная концентрация при всех скоростях потока уменьшается приблизительно в 2–3 раза, но также, как и при $z = 1$ см линейно нарастает с увеличением скорости.

Зависимости измеренной концентрации молекул воздуха с учетом нагрева газа в канале, пульсирующего разряда (кривая 2), и рассчитанной зависимостью концентрации молекул воздуха в холодном потоке (сплошная кривая 1) На представлены на рис. 5.3.

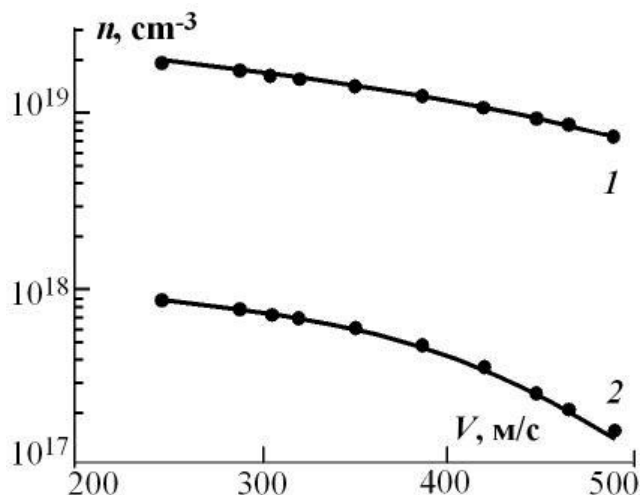


Рис. 5.3. Зависимости от скорости высокоскоростного воздушного потока концентраций нейтральных невозбужденных молекул в холодном потоке (кривая 1) и в нагретом плазменном канале (кривая 2) пульсирующего поперечно-продольного разряда на расстоянии $z = 25$ мм при $i = 14.5$ А

С учетом полученных данных о концентрациях электронов и молекул воздуха была определена степень ионизации плазмы в нестационарном пульсирующем разряде, создаваемом с помощью стационарного источника питания в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. Зависимость степени ионизации воздуха в плазме пульсирующего разряда от скорости потока воздуха при $i = 14.5$ А и $z = 10$ мм и минимальном межэлектродном расстоянии $d_{\min} = 0.1$ мм. представлена на рис. 5.4. Видно, что при низких дозвуковых скоростях воздушного потока степень ионизации газа в плазме порядка 0.01 ед., а с увеличением скорости потока степень ионизации газа резко возрастает и достигает величины 0.3 ед. при скорости потока 500 м/с. Полученные результаты показывают, что вблизи электродов плазменный канал нестационарного пульсирующего разряда представляет собой сильно ионизованную среду.

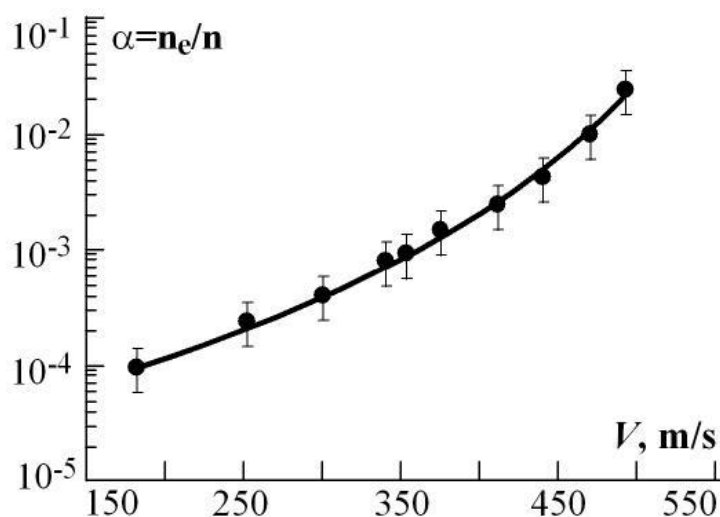


Рис. 5.4. Зависимость степени ионизации воздуха в плазме пульсирующего разряда от скорости потока воздуха при $i = 14.5$ А, $z = 10$ мм, $d_{\min} = 0.1$ мм.

На рис. 5.5 приведена зависимость температуры газа в канальной плазме пульсирующего поперечно-продольного разряда от скорости воздушного потока. Измерения проводились на расстоянии $z = 20$ мм от электродов и значении разрядного тока $i = 12.5$ А (прямая 1), и на расстоянии $z = 10$ мм и токе $i = 14.5$ А (прямая 2). Из представленных на рис. 5.3 данных следует, что увеличение скорости воздушного потока приводит к росту температуры газа, причем скорость нарастания температуры одинакова в обоих случаях. При этом при всех значениях скорости потока рост разрядного тока ведет к увеличению нагрева газа.

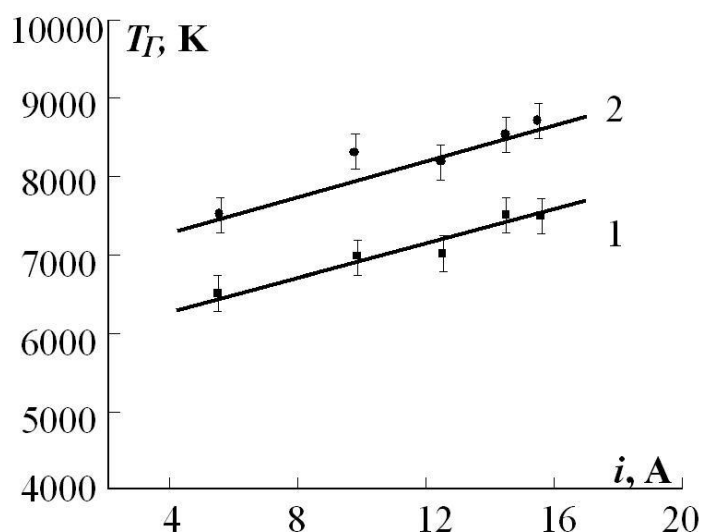


Рис. 5.5. Зависимость температуры газа от скорости потока в плазменном канале при $z = 20$ мм и $i = 12.5$ А (прямая 1) при $z = 10$ мм и $i = 14.5$ А (прямая 2).

5.2. Влияние межэлектродного расстояния на свойства разряда

Как было отмечено во введении, в [34] указывалось, что одним из основных условий поджига горючей смеси является достижение температуры топливной смеси 4000 – 8000 К. В этом смысле измерения температуры газа дали принципиальный результат – увеличение температуры газа в разряде с ростом скорости течения (по крайней мере в диапазоне скоростей, присутствующем в эксперименте). Вопрос здесь только в одном – могут ли быть достигнуты такие скорости, при которых повторный пробой будет невозможен. С другой стороны, при пробое важную роль играет движение электронов, а их скорости составляют порядка 10^8 см/с, что на несколько порядков превышает скорость течения. Поэтому с точки зрения пробоя течение можно считать неподвижным. Конечно, ионы сносятся течением вдоль электродов, но для пробоя требуется лишь, чтобы за время развития пробоя ионный остов не был вынесен за пределы электродов. В отличие от поперечного разряда [27] электроды вытянуты вдоль течения. При длине электрода 5 см и скорости 500 м/с время пролета электрода начальным возмущением составляет 100 мкс, что гораздо больше времени пробоя.

Несмотря на большой запас по времени, представляет интерес исследовать зависимость свойств разряда от межэлектродного расстояния, так как увеличение расстояния приводит как к увеличению пробойного напряжения, так и к увеличению времени пробоя.

В эксперименте исследовалась частота пульсаций разряда, важность которой связана с тем, что она регулирует стабильность режима горения топливных смесей в высокоскоростных потоках. В экспериментах частота пульсаций разряда определялась тремя методами. Первый (и он же основной) – позволял охватить большую часть существования разряда, в результате обработки скоростной цифровой видеосъемки (частота съемки 30 кГц). Второй, вспомогательный – проводился тогда, когда первым методом не удавалось провести измерения. Он заключался в проведении математической обработки осциллограмм тока и напряжения на разряде с использованием

стандартной процедуры – Фурье-преобразования. Методы дополняли друг друга.

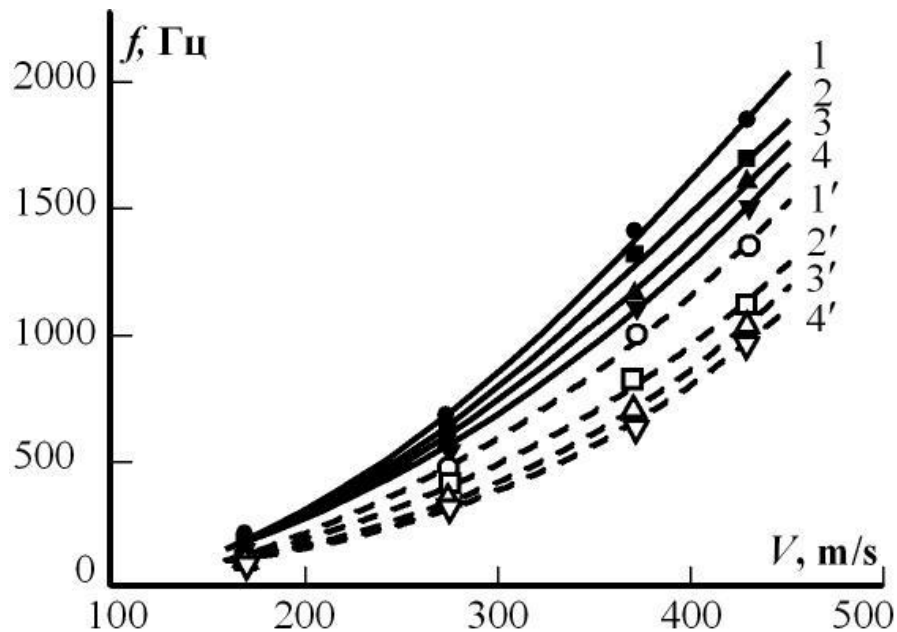


Рис. 5.6. Зависимость частоты пульсаций плазменной петли от скорости потока воздуха при разрядном токе 5.5 А (сплошные кривые) и $i = 14.5$ А (пунктирные кривые) и различных значениях минимального расстояния между анодом и катодом $d_{\min}$, мм: 1 (1') – 0.2; 2 (2') – 0.4; 3 (3') – 0.6; 4 (4') – 0.8.

На рис. 5.6 представлены экспериментально полученные зависимости частоты пульсации нестационарного поперечно-продольного разряда от скорости воздушного потока, разрядного тока и величины минимального расстояния между катодом и анодом. В условиях нестационарного поперечно-продольного электродного разряда, создаваемого в высокоскоростном потоке воздуха, синхронно осциллируют длина плазменной петли, разрядный ток, напряжение на разрядном промежутке, а также интенсивность свечения плазмы. Глубина модуляции свечения плазмы и напряжения на разряде достигает 100 %, тогда как глубина пульсации разрядного тока изменяется от 5 % при сверхзвуковой скорости 430 м/с потока до 70 % при $v = 150$ м/с. При этом увеличение скорости потока не влияет на значение величины максимального напряжения на разрядном промежутке, но ведет к уменьшению полной длины пульсирующего плазменного канала и к росту продольной напряженности электрического поля.

Из рисунка следует, что с ростом тока i частота пульсаций уменьшается

от 1800 Гц до 1300 Гц при скорости потока 430 м/с и минимальном расстоянии между электродами 0.2мм. В экспериментах увеличение тока осуществлялось путем уменьшения балластного сопротивления внешней цепи, т.е. при неизменном напряжении источника уменьшение падения напряжения на балластном сопротивлении должно приводить к росту напряжения на разряде, что и наблюдается в эксперименте. В этом случае при фиксированной скорости воздушного потока источник может обеспечить при больших токах более длительное существование разрядного канала до момента его обрыва. И наоборот, малые токи реализуются при большом балластном сопротивлении, т.е. в этом случае с уменьшением тока основное падение напряжения происходит на балластном сопротивлении, соответственно, на разряде падение напряжения мало и разрыв плазменной петли будет происходить чаще. С увеличением скорости потока частота пульсаций разряда возрастает.

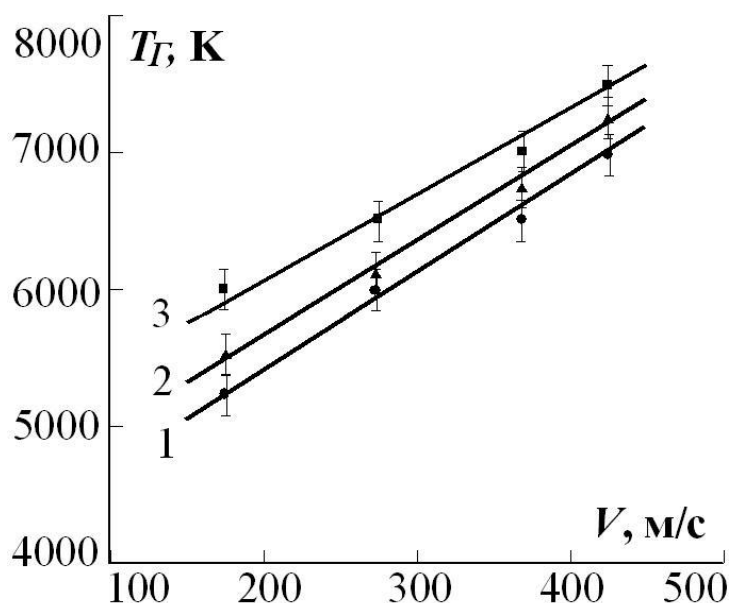


Рис. 5.7. Зависимость температуры газа от скорости потока на расстоянии $z = 3$ мм от анода при $i = 9.8$ А, $d_{\min}$, мм: 1 – 0.35; 2 – 0.5; 3 – 0.7

Зависимость температуры газа от скорости воздушного потока при разрядном токе $i = 9.8$ А и различных минимальных расстояниях $d_{\min}$ между анодом и катодом представлена на рис. 5.7. Из рисунка следует, что при фиксированном разрядном токе температура газа нарастает при увеличении скорости потока при всех исследованных значениях минимального расстояния между анодом и катодом. При этом для любой фиксированной скорости

потока с ростом d нагрев газа увеличивается. В работе ранее показано, что при увеличении межэлектродного минимального расстояния d резко возрастает падение напряжения на разряде, уменьшается длина канала и, соответственно, растет напряженность электрического поля.

Полученные результаты объясняются тем фактом, что с ростом расстояния между электродами d падение напряжения U на разрядном промежутке резко (в 4 раза) возрастает, при этом длина плазменного канала l возрастает незначительно (в 1.5 – 2 раза), что ведет к увеличению электрического поля $E = U/l$ в плазме и росту нагрева газа. Увеличение скорости потока слабо влияет на падение напряжения на разрядном канале, но ведет к уменьшению его длины и, соответственно, к увеличению напряженности электрического поля. С ростом разрядного тока увеличивается концентрация электронов, что ведет при упругом механизме нагрева газа к росту температуры воздуха в канале.

На рис. 5.8 представлены результаты экспериментов по выяснению степени влияния скорости воздушного потока и минимального расстояния между анодом и катодом на максимально достижимую величину напряжения на разрядном промежутке, при котором происходит повторный пробой и формируется новая плазменная перемычка. Чтобы не перегружать рисунок, результаты приведены только при двух значениях разрядного тока и четырех значений минимального расстояния между электродами. Видно, что при токе 5.5 А увеличение межэлектродного расстояния d от 0.2 до 0.8 мм приводит к росту напряжения на разрядном промежутке от 1.7 до 4.2 кВ, причем при любых значениях скорости потока максимально достижимая величина напряжения при фиксированном d остается в пределах точности измерений приблизительно постоянной. Увеличение разрядного тока при больших $d = 0.8$ мм приводит к незначительному на 100 В росту напряжения, тогда как при малых $d = 0.2$ мм напряжение на разрядном промежутке падает приблизительно на 500 В.

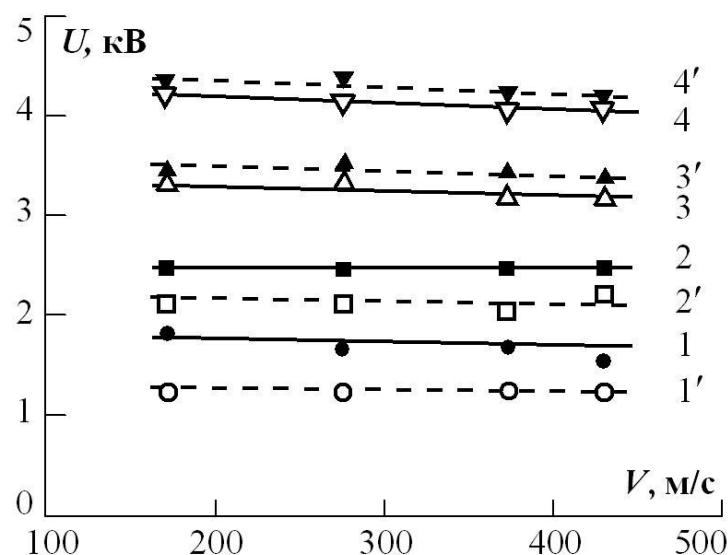


Рис. 5.8. Зависимость максимально достижимого напряжения на разрядном промежутке от скорости воздушного потока для разрядного тока 5.5 А (сплошные прямые) и 14.5 А (пунктирные прямые) и различных значениях минимального расстояния между анодом и катодом d , мм: 1 (1') – 0.2; 2 (2') – 0.4; 3 (3') – 0.6; 4 (4') – 0.8.

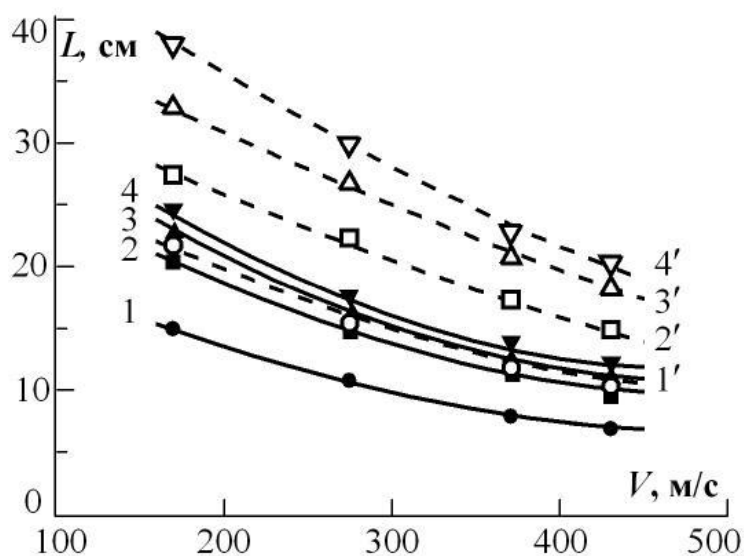


Рис. 5.9. Зависимость длины плазменного канала от скорости потока воздуха при разрядном токе 5.5 А (сплошные кривые) и 15.5 А (пунктирные кривые) и различных значениях минимального расстояния между анодом и катодом d , мм: 1 (1') – 0.2; 2 (2') – 0.4; 3 (3') – 0.6; 4 (4') – 0.8.

Для определения среднего по длине плазменного канала значения напряженности электрического поля наряду с временным ходом падения напряжения на разряде необходимо знать зависимость полной длины плазменной петли в различные моменты времени. Падение напряжения на

плазменной петле определялось в каждом конкретном случае из осциллограммы, подобной приведенной на рис. 3.4 в главе 3). На рис. 5.9 представлены зависимости полной длины плазменного канала поперечно-продольного разряда от скорости воздушного потока при двух значениях разрядного тока и четырех минимальных расстояний между электродами.

При всех условиях эксперимента полная длина L плазменного канала приблизительно равна удвоенному расстоянию, на которое распространяется передняя граница плазменной петли, отсчитываемая от плоскости, в которой оканчиваются концы анодного и катодного электродов, уменьшается с увеличением скорости воздушного потока. При этом увеличение разрядного тока от 5.5 до 15.5 А приводит к увеличению L при всех значениях скорости потока и межэлектродного расстояния. Полная длина плазменной петли возрастает также при увеличении минимального межэлектродного расстояния d в диапазоне 0.2 – 0.8 мм и росте разрядного тока от 5.5 до 15.5 А.

Результаты расчета средней напряженности электрического поля в петле приведены на рис. 5.10. Напряженность электрического поля в пространстве между электродами рассчитывалась по формуле $E = U/d$ (U – напряжение, при котором происходит повторный пробой, d – минимальное расстояние между анодом и катодом), равна 72 кВ/см при $d = 0.2$ мм, 57 кВ/см при $d = 0.4$ мм, 55 кВ/см при $d = 0.6$ мм, 52 кВ/см при $d = 0.8$ мм. Так как пробой осуществляется в высокоскоростном потоке воздуха при скорости 150 – 450 м/с, а для создания поперечно-продольного разряда используется расходящаяся электродная конфигурация, то, как показывают оценки, расстояние по которому осуществляется пробой воздуха увеличивается по сравнению с минимальным расстоянием приблизительно в 1.5-2 раза. В этом случае среднее значение электрического поля в промежутке между электродами приблизительно равно 35 кВ/см, что близко к пробойному полю в неподвижном воздухе при атмосферном давлении.

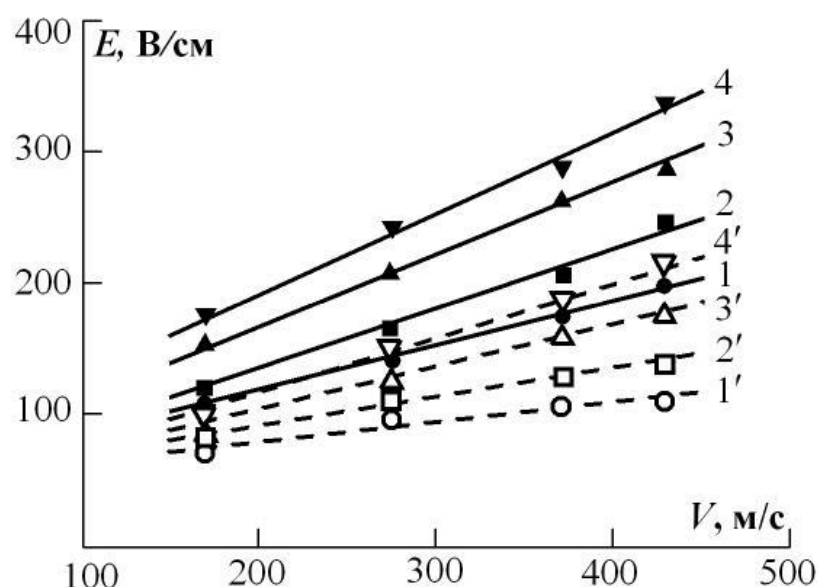


Рис. 5.10. Зависимость средней по длине канала напряженности продольного электрического поля в плазменной петле от скорости потока воздуха при разрядном токе 5.5 А (сплошные кривые) и $i = 15.5$ А (пунктирные кривые) и различных значениях минимального расстояния между анодом и катодом d , мм: 1 (1') – 0.2; 2 (2') – 0.4; 3 (3') – 0.6; 4 (4') – 0.8.

Для существования поперечно-продольного разряда с увеличением скорости потока необходим рост дрейфовой скорости ионов, т. е. увеличение напряженности электрического поля в области вблизи электродов. Полученная зависимость концентрации электронов от скорости воздушного потока при фиксированном значении разрядного тока может быть объяснена только увеличением напряженности электрического поля в направлении вдоль плазменного канала. Зависимость усредненной по времени и длине канала величины напряженности электрического поля в плазме пульсирующего разряда от скорости воздушного потока при двух значениях разрядного тока 5.5А и 15.5А соответственно представлена на рис. 5.10. Видно, что в этих условиях средняя напряженность электрического поля линейно нарастает от 40 В/см до 80 В/см при увеличении скорости потока от 200 м/с до 500 м/с, токе 15.5 А при межэлектродном расстоянии 0.1 мм и при от 150 до 250 В/см токе 5.5 А при межэлектродном расстоянии 0.8 мм. Напряженность поля уменьшается с ростом тока в разряде и растет с увеличением межэлектродного расстояния.

Нарастание электрического поля приводит к росту частоты ионизации и, соответственно, увеличению концентрации электронов. Экспериментально также показано, что при малых разрядных токах поле растет быстрее, чем при больших i .

Следует еще раз подчеркнуть, что данным методом измеряется среднее по длине плазменного канала значение продольного электрического поля. В анодной части плазменной петли потенциал линейно уменьшается с ростом расстояния z от электрода, а в катодной части – растет, т.е. напряженность электрического поля является постоянной величиной, как в анодной, так и в катодной части плазменной петли. Согласно результатам п. 4.1 (рис 4.3) при скорости потока 210 м/с и разрядном токе 12.5 А в анодной части петли потенциал в пределах точности измерения линейно уменьшается с ростом расстояния z от электрода, а в катодной части – растет. Напряженность электрического поля является примерно постоянной величиной как в анодной, так и в катодной части плазменной петли. Однако по модулю поле в анодной части равно $E_a = 117$ В/см, тогда как в катодной – $E_k = 77$ В/см и направлено противоположно. При этом превышение величины поля E_a над E_k достигает 35%.

Для того чтобы интерпретировать результаты экспериментов, представленных на рисунках 5.9 и 5.10 надо перемножить значения длины плазменного канала и величины напряженности электрического поля при том же значении скорости потока. Так это произведение при токе 5.5 А равно $15 \text{ см} \times 300 \text{ В/см} = 4500 \text{ В}$ при скорости потока 360 м/с и $25 \text{ см} \times 180 \text{ В/см} = 4500 \text{ В}$ при скорости потока 200 м/с.

Такие же соотношения получаются и в других случаях при данном токе. Т.е. мы имеем одно и то же значение падения напряжения на столбе во всех экспериментах при данном токе. Если учесть, что сила тока одна и та же, то можно считать, что при данной мощности $U \cdot I$, введенной в разряд, что скорость потока определяет однозначно величину электрического поля и соответствующую длину плазменного канала.

В этом случае длина плазменного канала характеризует сопротивление в разряде, при котором происходит пробой. При большей длине канала при данной скорости потока величина электрического поля падает $E = U/(L + \Delta l)$ и пробоя не происходит. Так происходит регулярно и пробои повторяются.

Рассмотрим это утверждение подробнее. В условиях данного разряда основными процессами, определяющими наличие электронов в разряде, являются прямая ионизация и трехчастичная рекомбинация [232].

Воспользуемся данными, представленными на рис. 5.13 для выяснения роли атомарных ионов в плазме разряда. Согласно расчетам при температурах 4000К- 8000К основными заряженными частицами являются электроны и атомарные ионы азота. Концентрация молекулярных ионов мала. Тогда можно записать следующее уравнение баланса электронов и ионов:

$$\frac{dN_e}{dt} = \nu_i N_e - \alpha_{tr} N_e^2 N_a^+ - \alpha_{disrec} N_e^2 N_m^+ \quad (5.2.1)$$

где N_e - концентрация электронов, N_a^+ концентрация атомарных ионов азота, N_m^+ - концентрация молекулярных ионов NO^+ . ν_i - частота ионизации молекул азота и кислорода, α_{tr} - коэффициент трехчастичной рекомбинации $e + e + N^+ \rightarrow e + N$, α_{disrec} - коэффициент диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов $e + N_m^+ \rightarrow N + N$. Нас интересует характерное время существования плазмы при распаде в импульсных условиях из (*) следует уравнение для распада плазмы:

$$\frac{dN_e}{dt} = - \alpha_{tr} N_e^2 N_a^+$$

Поскольку концентрации электронов и атомарных ионов практически равны, воспользуемся условием квазинейтральности плазмы $N_e \gg N_a^+$, тогда уравнение (**) примет вид:

$$\frac{dN_e}{dt} = - \alpha_{tr} N_e^3 \quad (5.2.2)$$

где

$$\alpha_{tr}(T_e) = \frac{2.5e^{10}}{m^{1/2} T_e^{9/2}} \approx 0.65 \cdot 10^{-26} \frac{1}{T_e^{9/2}} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

Согласно [232] решение последнего уравнения (5.2.2) имеет вид:

$$N_e = \frac{N_{e0}}{\sqrt{1 + 2 \cdot \alpha_{tr}(T_e) t N_{e0}^2}}$$

Согласно (5.2.2) при $N_{e0} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.2 \text{ эВ}$ из нашего эксперимента характерное время распада плазмы (или время существования разряда t) равно $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Это число находится в согласии с частотами пульсаций, имеющих порядок кГц (см. выше). В потоке снова происходит пробой газа и все повторяется.

Итак, пульсирующая природа разряда связана с однозначным установлением при данной скорости потока величины электрического поля столба плазмы и его длины при данной мощности разряда, т.е. при данной мощности $U \cdot I$, введенной в разряд, скорость потока определяет однозначно величину электрического поля и соответствующую длину плазменного канала.

В этом случае длина плазменного канала характеризует сопротивление в разряде, при котором происходит пробой. При большей длине канала при данной скорости потока величина электрического поля падает $E = U/(L + \Delta l)$ и пробоя не происходит. Так происходит регулярно и пробои повторяются.

Установленные выше температура газа, температура электронов и концентрация нейтралов позволяют восстановить величину константы ионизации в плазме используя формулу связывающую константу ионизации и коэффициент тройной рекомбинации полученную в Гл.3.

$$k_i(T_e) = \alpha_{tr}(T_e) \cdot N_e^2 / N_a = \alpha_{tr}(T_e) \cdot N_e \alpha_i$$

На Рис.5.1 представлена зависимость температуры электронов от скорости потока. Так при скорости потока $\sim 450 \text{ м/с}$ на расстоянии 20 мм от электродов при токе $i = 15.5 \text{ А}$ она составляла $T_e \approx 1.0 \text{ эВ}$. Согласно измерениям, представленным на Рис.5.7 температура газа составляла $T_g = 7000 \text{ К}$, измеренная концентрация электронов $N_e \approx 3.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а степень ионизации $N_e/N_a = \alpha_i \approx 0.08$.

При этих параметрах коэффициент тройной рекомбинации равен

$\alpha_{tr}(T_e) \approx 0.65 \cdot 10^{-26} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$ (см. Гл.3), а константа ионизации - $k_i(T_e) \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{см}^3/\text{с}$,

которая по порядку величины равна константе ионизации в тлеющем разряде при температуре $T=2000 \text{ К}$ при $E/N \approx 500 \text{ Тд}$ [181].

Результат расчета оценки константы ионизации атомов азота показывает, что плазма в условиях эксперимента сильно ионизована, и характеризуется высокой скоростью прямой ионизации атомов азота.

5.3. Постепенный переход от неравновесного режима разряда к равновесному. Корректность определения температур. Сравнение с химическим составом равновесной плазмы

Согласно результатам предыдущего параграфа температура электронов падает с ростом скорости потока, в то же время температура газа растет. При максимальной скорости потока превышение температуры электронов над температурой газа составляет около 10–15%. Такое поведение температур свидетельствует о том, что с ростом скорости течения газа состояние плазмы в разряде начинает приближаться к равновесному.

Поэтому представляет интерес сравнить полученные значения плотности электронов с плотностью электронов в равновесной плазме. Кроме того, интересно посмотреть химический состав равновесной плазмы, чтобы оценить справедливость некоторых предположений, используемых при диагностике плазмы.

Результаты таких вычислений химического состава равновесной воздушной плазмы приведены в книге [35], стр. 211, в издании 1987 года, расчеты проведены в [237], а при низких температурах – в [236]. Кроме того, состав плазмы рассчитывался в работе [231]. В виде таблиц полученные данные приведены в таблице 1 и таблице 2 в Приложении II. Результаты в графической форме приведены на рис. 5.11, 5.12, 5.13. Молярные доли различных компонент плазмы приведены на рис. 5.14.

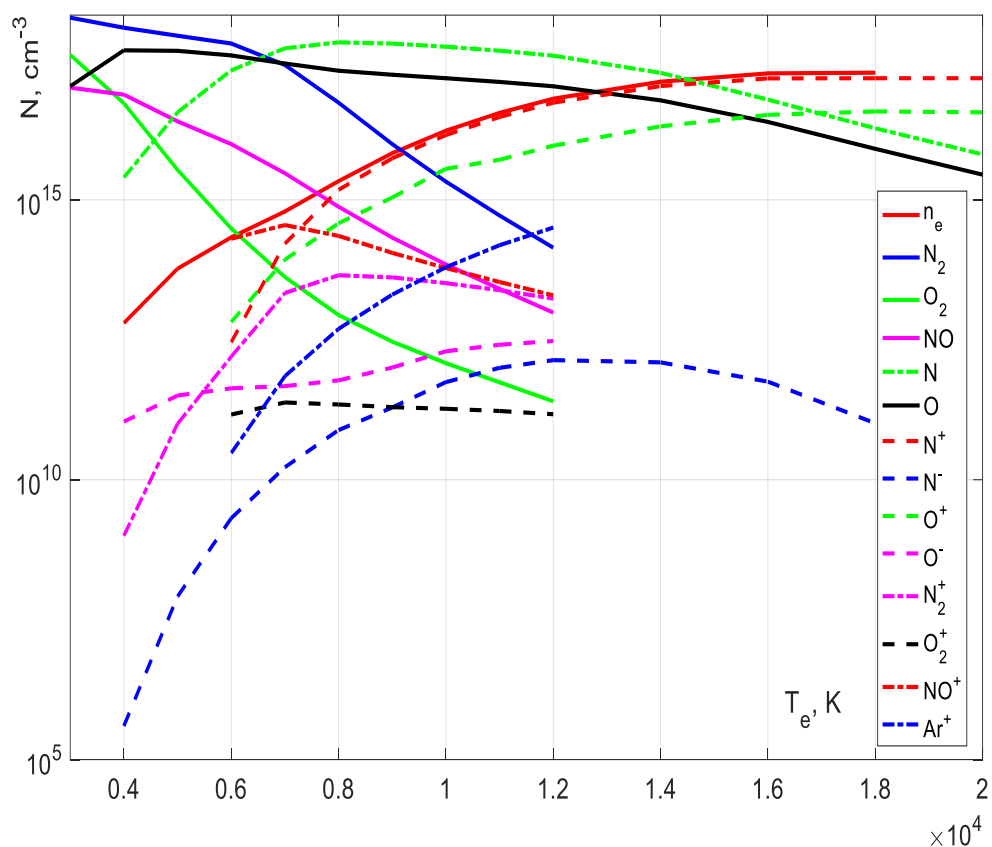


Рис. 5.11. Химический состав равновесной плазмы воздуха при различных температурах. График построен в соответствии с данными [35].

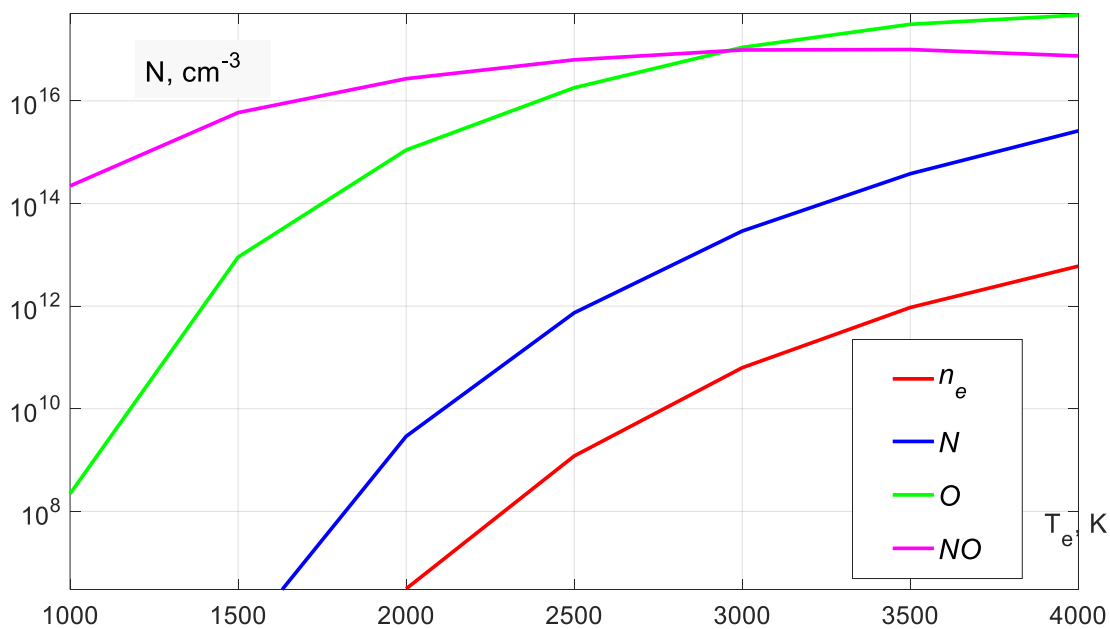


Рис. 5.12. Плотности некоторых компонент равновесной воздушной плазмы при низких температурах в соответствии с результатами [226].

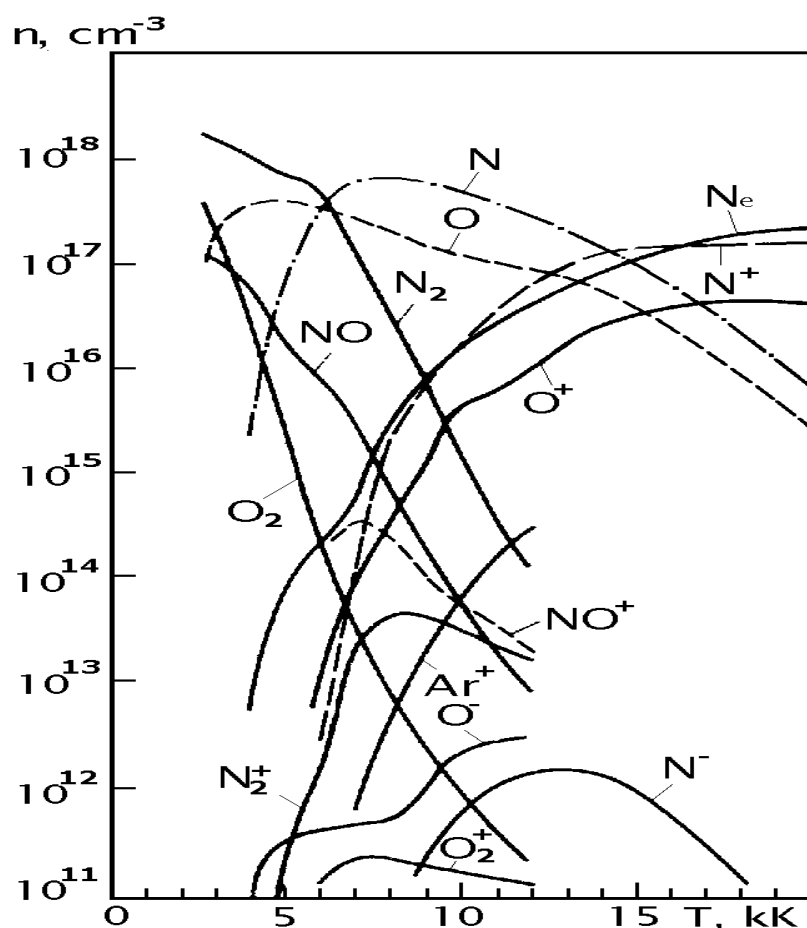


Рис. 5.13. Состав равновесной плазмы воздуха от температуры при высоких газовых температурах согласно расчетам [233]. Состав воздуха при нормальных условиях был принят следующим: N_2 - 78,08% O_2 - 20,95%, все остальные компоненты были заменены Ar.

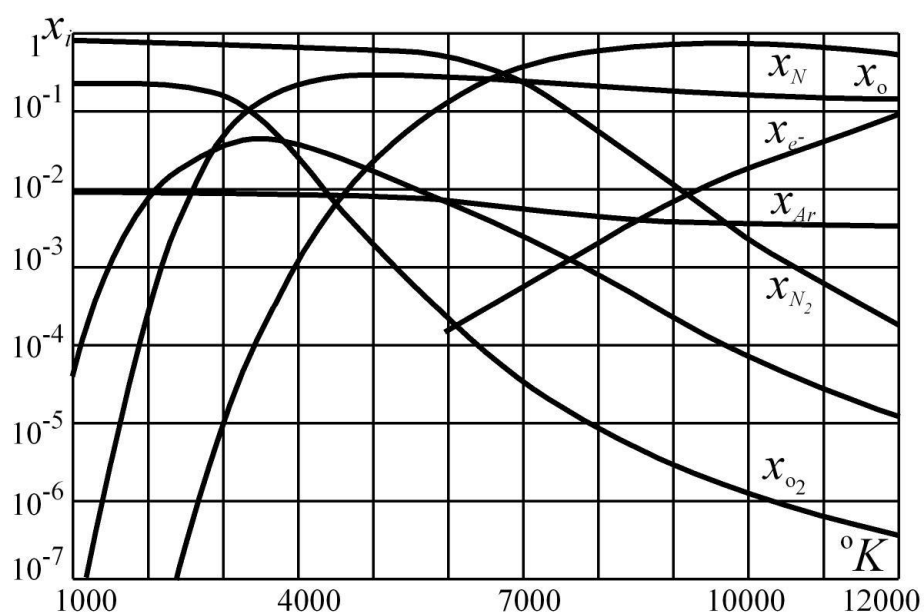


Рис. 5.14. Молярные доли молекулярных, атомарных компонент воздуха и элементов в зависимости от температуры при $p=1 \text{ атм.}$

Рассмотрим теперь, какие выводы можно сделать из оценок состава плазмы. 1. Предварительные оценки и последующие точные расчеты показывают, что при температурах до 6000K при давлениях от 0.001 атм до 1000 атм и влиянием ионизации на термодинамические свойства воздуха можно пренебречь. 2. Во-вторых, можно пренебречь влиянием ионизации порядка выше первого.

С другой стороны, анализ состава воздуха показывает [35, 233], что рост температуры приводит к возрастанию содержания сначала атомарных, а затем ионизованных компонент воздуха: рост давления напротив приводит к понижению содержания ионизованных и атомарных компонент и к возрастанию молекулярных. При любых давлениях с ростом температуры сначала происходит диссоциация молекулярного кислорода при любых давлениях с ростом температуры, реакция диссоциации молекулярного азота начинается значительно позже, поскольку N_2 имеет энергию диссоциации в два раза большую чем энергия диссоциации O_2 . Одновременно с реакцией диссоциации O_2 идет реакция образования NO. Ионизация атомарных и молекулярных компонент практически начинается от температуры 6000K, с увеличением температуры процент ионизованных компонент возрастает.

Использовались приведенные данные при расчете свойств плазмы при высоких газовых температурах 5000-10000 K в главах 2 – 5. В них были учтены электрон-ионные и электрон – атомные процессы при высоких температурах [233, 234].

Результаты расчетов показывают, что при высоких температурах (выше 3500 K) концентрация атомарного кислорода будет превышать концентрацию молекулярного, а при температурах выше 6600 K это же будет справедливо для молекулярного азота. Очевидно, что по мере уменьшения концентрации молекул будет уменьшаться и интенсивность молекулярных спектров. Поэтому получение колебательных и вращательных температур лимитируется наличием участков спектров, на которых эти молекулярные спектры преобладают, то есть превышают по интенсивности, например тормозное излучение электронов. Точно также для определения температуры заселения или температуры распределения электронных уровней необходима

достаточная интенсивность соответствующих линий [239].

Далее уточним, что в силу малого поперечного размера положительного столба, почти при всех длинах волн он прозрачен для излучения, поэтому ниже под равновесным разрядом мы будем понимать разряд в состоянии частичного термодинамического равновесия, когда в равновесии находятся все подсистемы, за исключением излучения. Соответственно спектр излучения разряда, как мы увидим далее, отличается от равновесного. Возможность определения соответствующих температур в неравновесном разряде полностью определяется экспериментально наблюдаемыми спектрами.

Более сложным становится и вопрос соответствия измеренных по линейчатым спектрам значений температуры температуре электронов. Как отмечено в работах [252–254] (см. также главу 2 диссертации), для того, чтобы система электронных уровней была в равновесии с электронами, с одной стороны степень ионизации должна быть достаточно велика, чтобы вероятность тушения уровней электронным ударом была выше, чем вероятность спонтанного излучения. С другой стороны, она же должна быть достаточно высокой, чтобы вероятность переходов, связанных с соударениями с электронами, была выше, чем вероятность аналогичных переходов, связанных со столкновениями с атомами и молекулами (в том числе возбужденными).

В обычных условиях температура тяжелых частиц много меньше температуры электронов (1), поэтому в балансе электронных атомарных уровней (для которых разность энергий много больше температуры тяжелых частиц) существенную роль играют столкновения с электронами и излучение, и поглощение фотонов. Поэтому при достаточно высоких плотностях электронов распределение этих уровней по энергиям полностью определяется столкновениями с электронами и позволяет определить температуру последних, хотя поиск таких линий в спектре может быть непростой задачей. Наоборот, роль столкновений с электронами мала для вращательных переходов, поскольку мала степень ионизации (2) и вращательная температура практически всегда равна температуре газа. Этот вопрос подробно разобран в работе [254].

Как следует из экспериментальных данных главы 4 и главы 5 в поперечно-продольном пульсирующем разряде в отдельных режимах перечисленные в предыдущем пункте условия (1) и (2) могут нарушаться.

Квантовые переходы между уровнями могут быть в равновесии с электронами только если для этих переходов столкновения с электронами происходят чаще, чем с нейтралами.

Какие есть предпосылки чтобы это условие выполнялось?

Пусть сечения столкновения для неупругого столкновения частицы в данном состоянии с электронами и ионами равны σ_e и σ_g , Массы, плотности и температуры электронов и тяжелой частицы m , n_e , T_e , M , N , T_g , а энергия соответствующего перехода – ε . Оценив вероятность перехода при столкновении как $P_e = \exp(-\varepsilon/T_e)$ и $P_g = \exp(-\varepsilon/T_g)$ получим следующие выражения для частот химических реакций в единице объема.

$$\nu_e = \sigma_e N_0 n_e \sqrt{\frac{T_e}{m}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_e}\right) \text{ и } \nu_g = \sigma_g N_0 n_g \sqrt{\frac{T_g}{M}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_g}\right)$$

Отношение частот столкновения с электронами и тяжелыми частицами⁵ будет иметь вид:

$$\frac{\nu_e}{\nu_g} = \frac{\sigma_e n_e}{\sigma_g n_g} \sqrt{\frac{T_e M}{m T_g}} \exp\left(-\frac{\varepsilon(T_g - T_e)}{T_e T_g}\right) = A \frac{n_e}{n_g} \sqrt{\frac{T_e}{T_g}} \exp\left(\frac{\varepsilon(T_e - T_g)}{T_e T_g}\right) \quad (5.3.1.)$$

Соотношение (5.3.1) определяет отношение частот возбуждения некоторого уровня в столкновениях с электронами и тяжелыми частицами. В условиях термодинамического равновесия из принципа детального равновесия следует, что всякий прямой процесс должен уравниваться обратным. Поскольку у обратного процесса порог отсутствует, то для частот получим:

$$\tilde{\nu}_e = \tilde{\sigma}_e N^* n_e \sqrt{\frac{T_e}{m}} \text{ и } \tilde{\nu}_g = \tilde{\sigma}_g N^* n_g \sqrt{\frac{T_g}{M}}.$$

Вообще говоря температура, соответствующая равновесию между

⁵ Строго говоря, нужно было бы еще учесть скорость движения возбужденной частицы, но поскольку это вносит поправку порядка единицы (точнее порядка $\sqrt{2}$) мы ею пренебрежем. Точно также мы будем пренебрегать разницей статвесов нижнего и верхнего уровней.

уровнями, не обязательно должна быть равна T_e , или T_g . Обозначим ее T^* . В этом случае $\tilde{\nu}_g = \tilde{\sigma}_g N^* n_g \sqrt{T_g/M}$

$$N^* = N_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T^*}\right)$$

Таким образом, отношение частот процессов определяется степенью ионизации газа и отношением температур частиц. При качественном рассмотрении будем считать, что сечения столкновения с электронами и с тяжелыми частицами близки, поэтому константа A представляет собой корень из отношения масс электронов и тяжелой частицы и лежит в пределах 30–100. Поскольку электрическое поле греет электроны, то электронная температура в стационарном состоянии всегда больше ионной. Поэтому столкновения с электронами будут преобладать, если:

$$\frac{n_e}{n_g} > \frac{\sigma_g}{\sigma_e} \sqrt{\frac{m}{M}} \quad (5.3.2.)$$

То есть при высоких степенях ионизации (выше 1–3%) при измерениях мы всегда будем получать в измерениях электронную температуру.

Если степень ионизации мала (то есть логарифм справа в формуле ниже положителен), то электронная температура должна быть выше ионной на вполне определенную величину.

$$\Delta T = T_e - T_g > \frac{T_e T_g}{\varepsilon} \ln\left(\frac{\sigma_g n_g}{\sigma_e n_e} \sqrt{\frac{m T_g}{T_e M}}\right) \quad (5.3.3.)$$

Если температуры газа и электронов близки (1), то из (5.3.3) следует

$$\frac{\Delta T}{T_g} > \frac{T_g}{\varepsilon} \ln\left(\frac{\sigma_g n_g}{\sigma_e n_e} \sqrt{\frac{m}{M}}\right) \quad (5.3.4.)$$

Т.е. энергия перехода велика, измерения дадут электронную температуру, а в обратном случае

$$\frac{\Delta T}{T_g} < \frac{T_g}{\varepsilon} \ln\left(\frac{\sigma_g n_g}{\sigma_e n_e} \sqrt{\frac{m}{M}}\right) \quad (5.3.5.)$$

температуру тяжелых частиц. В промежуточном случае

$$\Delta T = T_e - T_g \approx \frac{T_e T_g}{\varepsilon} \ln\left(\frac{\sigma_g n_g}{\sigma_e n_e} \sqrt{\frac{m T_g}{T_e M}}\right)$$

измерения могут дать любое значение температуры, которое лежит в пределах

между температурой газа и электронной температурой.

Если мы наблюдаем постепенный рост температуры газа, то после определенного предела те измерения, которые раньше давали точные значения электронной температуры начинают приближаться к температуре газа. Это еще один вариант объяснения снижения «температуры электронов» в разряде при росте скорости течения газа (рис. 5.1).

Еще один эффект, связанный с заниженным значением температуры электронов может быть связан с тем, что процесс прямого возбуждения уровня, для которого выполнены условия (5.3.4) заменяется ступенчатым, для каждого из которых выполнены условия (5.3.5), либо в плазме сложного состава процесс возбуждения происходит при столкновении с метастабильным атомом, т.е. аналогично Пеннинговской ионизации. Проверка возможностей таких процессов требует тщательного анализа.

С другой стороны, из наших рассуждений следует увеличение степени ионизации может приводить к завышению температуры газа.

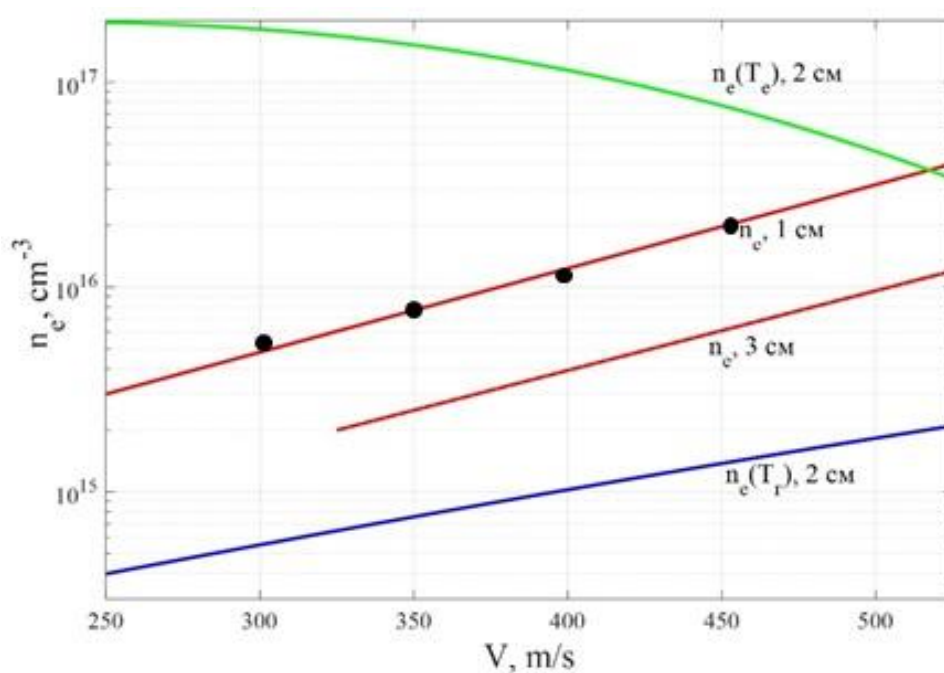


Рис. 5.15. Сравнение измеренной плотности электронов в разряде от скорости потока с плотностями, которые наблюдались бы в равновесной плазме, если бы ее температура была равна температуре электронов, или температуре газа

Сравним теперь измеренные в разряде плотности электронов, как функций скорости воздушного потока с плотностями, которые получились бы, если бы плазма воздуха была равновесной с температурой электронов или с температурой газа (Рис. 5.15) и как функции расстояния от электродов (Рис. 5.16). Верхняя кривая на рис. 5.15 соответствует плотности электронов в равновесной плазме с температурой приведенной на рис. 5.1 (расстояние от электрода 20 мм, ток разряда 15.5 А), нижняя – с температурой плазмы на рис. 5.3 (расстояние от электрода 10 мм, ток разряда 14.5 А) измеренной в разряде температуре электронов, красные кривые – экспериментально измеренные плотности электронов с рис. 5.2 (расстояние от торца электрода 10 мм (верхняя) и 30 мм (нижняя, штрих-пунктирная)).

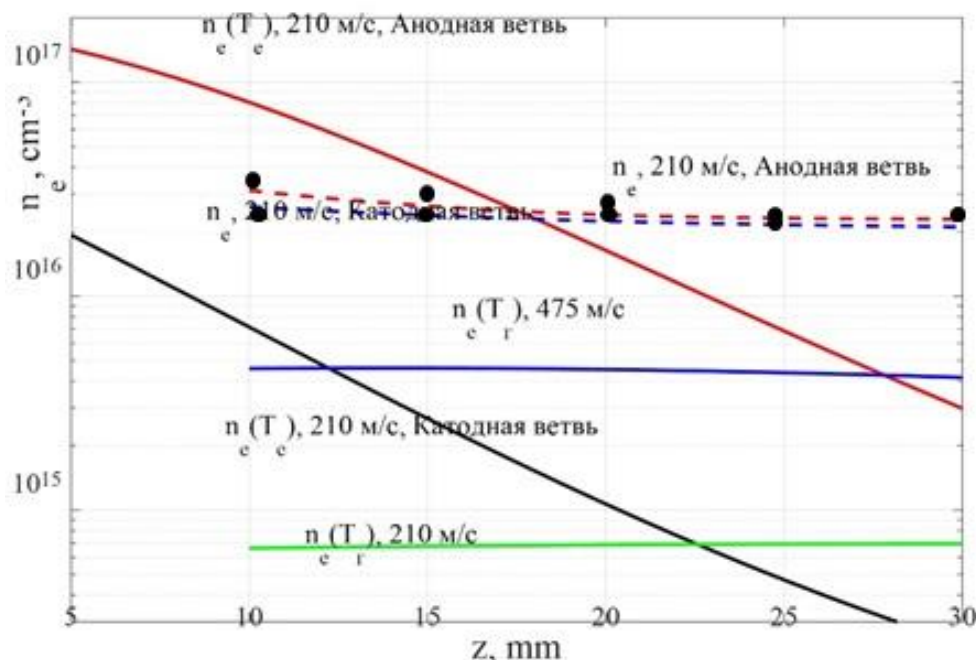


Рис. 5.16 Сравнение измеренной плотности электронов в разряде от расстояния от электродов с плотностями, которые наблюдались бы в равновесной плазме, если бы ее температура была равна температуре электронов, или температуре газа. На рисунок нанесены также экспериментальные точки, по которым проводился расчет

Из рисунка следует, что при малых значениях скорости потока измеренные значения плотности лежат в пределах между значениями для равновесной плазмы, Увеличение скорости приводит к уменьшению измеренного значения температуры электронов и соответствующей ей плотности электронов. При этом это уменьшение может

быть связано как с началом реального перехода к равновесному состоянию, так и с тем, что в условиях роста температуры газа перестают выполняться условия согласования температуры распределения и температуры электронов.

Аналогичный эффект рассогласования температуры электронов при увеличении расстояния от катода был получен и при сопоставлении рассчитанных по электронной (скорость течения 210 м/с), ток 12.5 А) и газовой (интегрально по 2 ветвям, ток 12.5 А, скорость 275 м/с и ток 15.5 А, скорость 475 м/с) температурам плотностей электронов в равновесной плазме с экспериментально измеренными плотностями (скорость течения 210 м/с), ток 12.5 А) (рис. 5.16). С увеличением расстояния от катода измеренные значения плотности электронов начинают превышать равновесные значения для температуры электронов.

Расчет может быть проведен и иначе. Знание плотности электронов позволяет рассчитать так называемую температуру ионизации и сравнить ее с измеренными температурами электронов и тяжелых частиц. Результаты расчетов приведены на рис. 5.17 и 5.18.

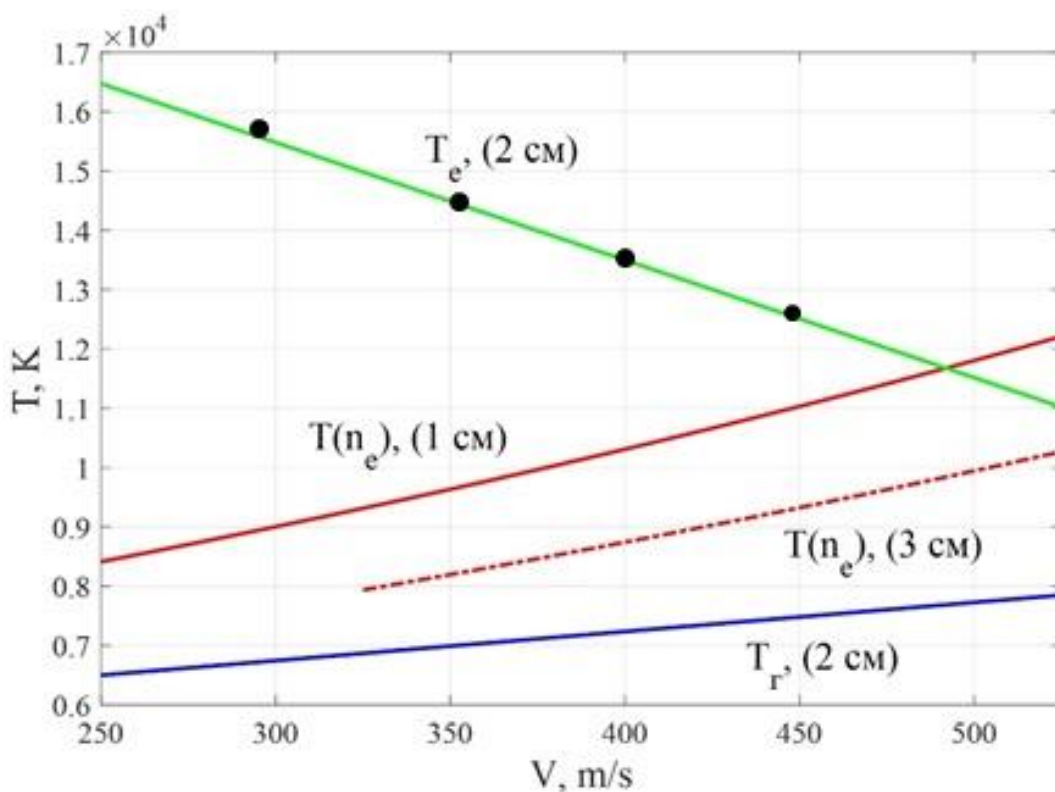


Рис. 5.17 Сравнение «температуры ионизации» $T(n_e)$ в разряде, рассчитанной измеренной плотности электронов, от скорости течения с измеренными температурами электронов и нейтралов.

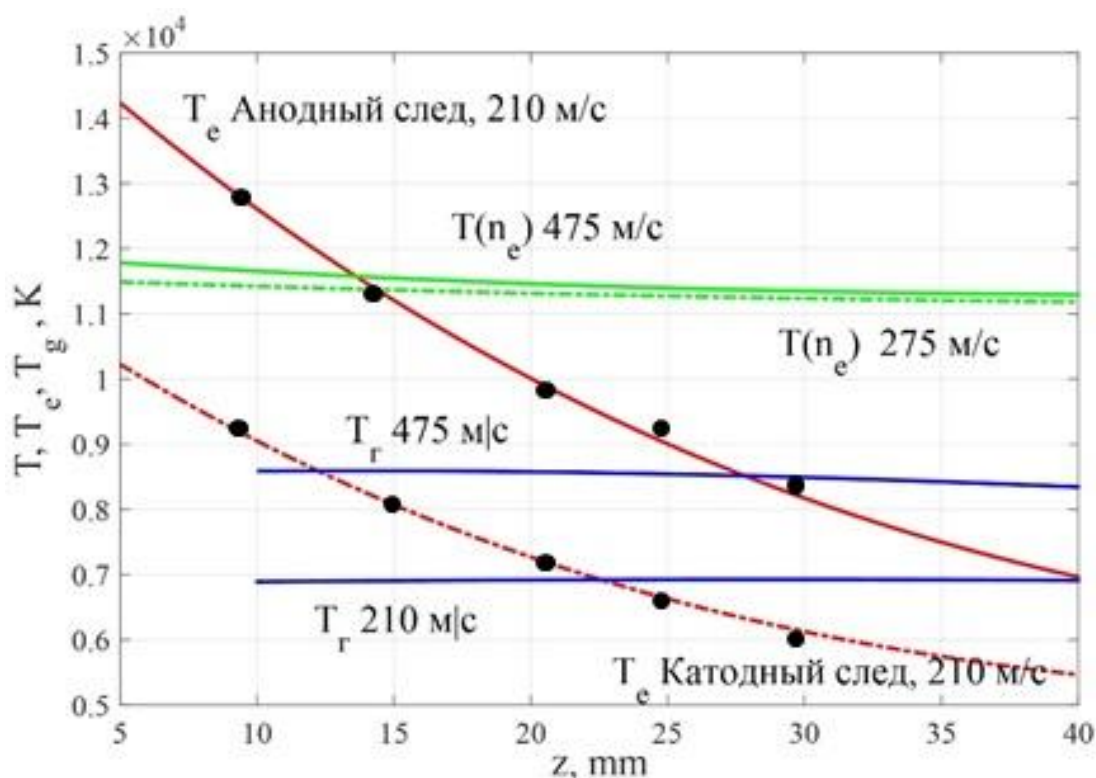
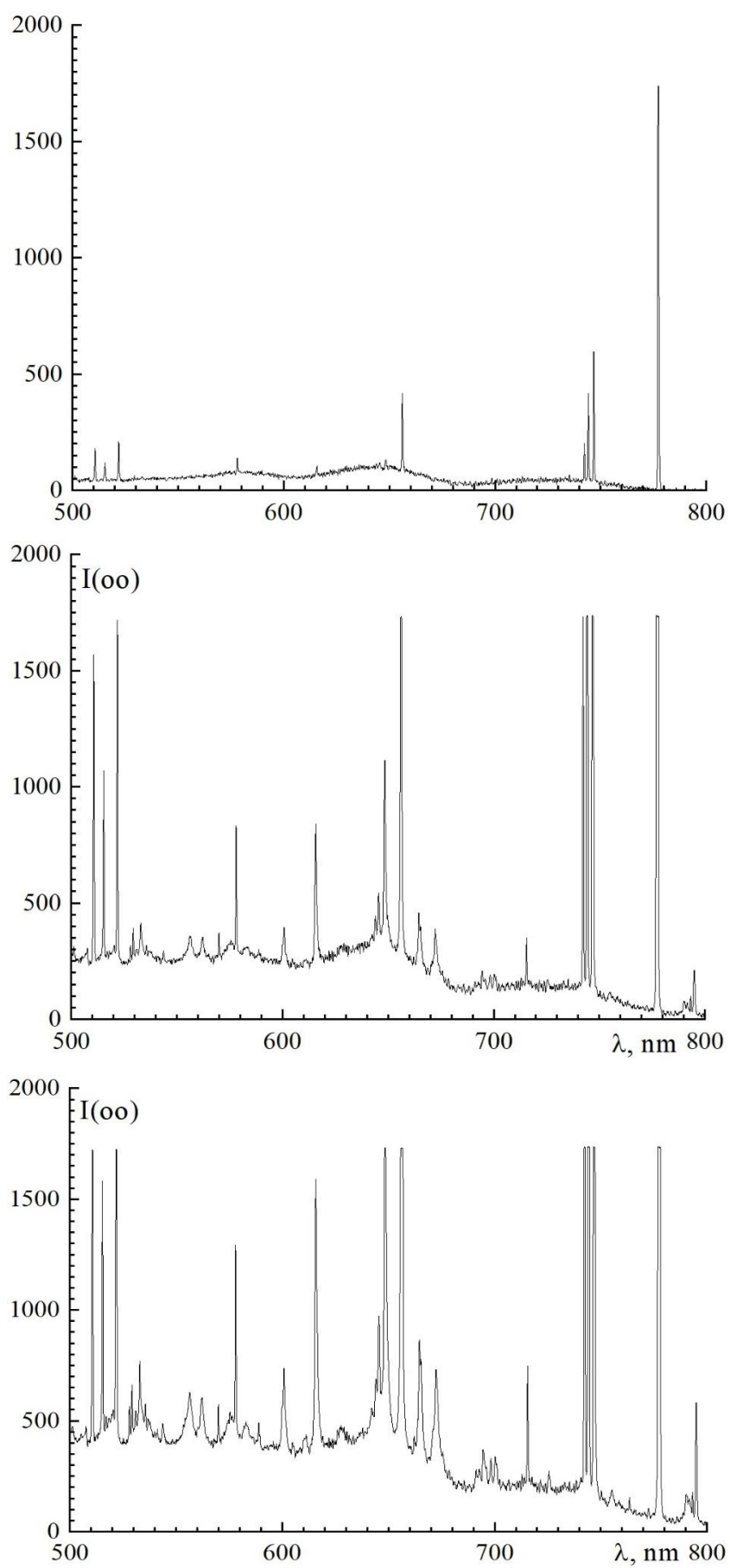


Рис. 5.18. Сравнение «температуры ионизации» $T(n_e)$ в разряде, рассчитанной измеренной плотности электронов как функции расстояния от электродов с измеренными температурам электронов и нейтралов.

Полученные результаты (5.18) свидетельствуют о возможном несоответствии температур распределения, найденным по атомам меди реальным электронным температурам. Несоответствие может быть также связано с неоднородностью разряда и с тем, что наблюдаемое регистрирующей аппаратурой излучение приходит из периферийной области разряда, где температура электронов должна быть меньше.

Отметим так же, что вопрос перехода разряда из неравновесного режима в равновесный обсуждается около 100 последних лет даже для стационарного разряда в отсутствие потоков газа. Этому вопросу посвящено большое количество статей (см. книги [35, 239, 254]). Рассматриваемый автором разряд в потоке газа отличается наличием потока газа, относительно малым сечением плазменного столба и нестационарностью. В связи с этим неравновесность разряда может быть связана с конечным временем развития плазменной петли, в силу которой равновесный режим может не успеть устанавливаться.



Рас 5.19. Эволюция спектров излучения разряда при изменении тока. Скорость течения 200 м/с. Разрядные токи 6, 14 и 16 А (сверху вниз)

Расчеты группы А.С. Предводителя [233, 234] для полученных в эксперименте температур показывают, что в целом ряде режимов в исследуемом разряде полностью диссоциирует не только кислород, но и азот. Поэтому были измерены широкополосные оптические спектры излучения разряда при изменении его тока. Эти измерения дали возможность качественно оценить изменение ее состава с изменением токов (рис. 5.19). Сравнение спектров показывает, что при увеличении тока появляются новые линии. При токе 6А слабо выражены линии атомарного азота, что свидетельствует о том, что при этом токе диссоциация азота мала. При увеличении тока до 14 ампер появляются линии атомарного азота, а при токе выше 16 ампер их амплитуда относительно сплошного спектра растет.

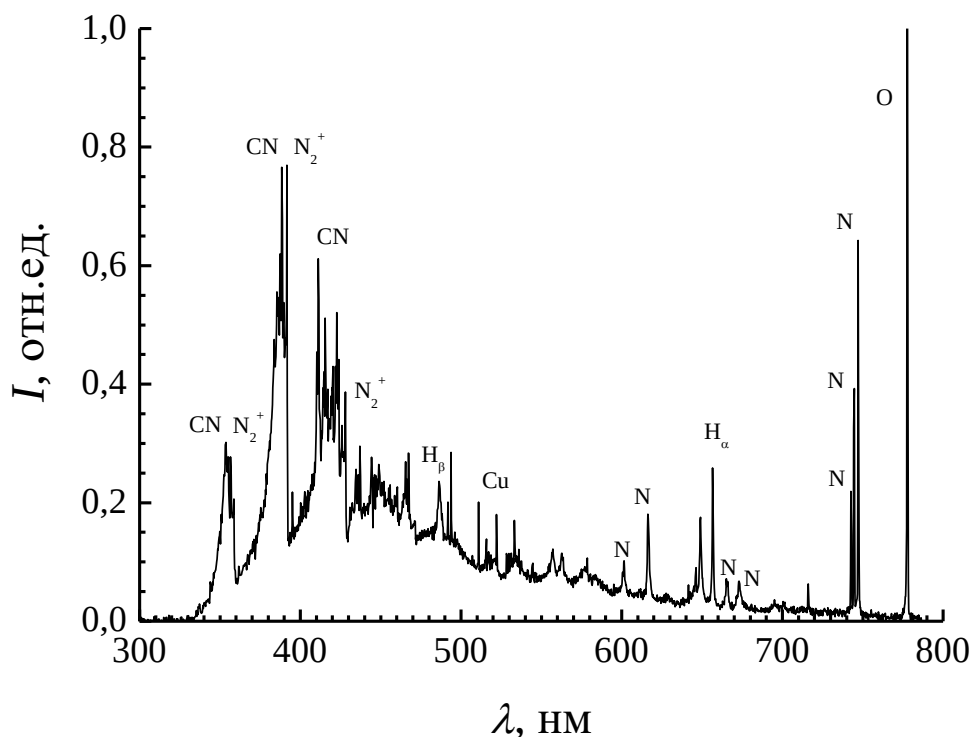


Рис. 5.20. Обзорный спектр излучения разряда, создаваемого в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью источника питания постоянного напряжения, $z = 1$ см от электродов. Спектр пересчитан с учетом спектральной чувствительности прибора. Ток разряда 16 А.

Спектр, приведенный на рис. 5.20, содержит также дополнительно излучение, полученное по коротковолновому каналу, и подтверждает наличие большого количества линий атомарного азота. Тем не менее, хотя по расчетам. Тем не менее, хотя по расчетам [233, 234] в спектре должны быть и линии

атомарных ионов, в спектре эти линии обнаружены не были, в то время как излучение молекулярных ионов азота присутствует.

Данные результаты нуждаются в дальнейшем экспериментальном и теоретическом исследовании, в том числе численном моделировании процессов в разряде, обязательно с учетом неоднородности плазменного столба по сечению и возможности различных механизмов излучения в различных областях разряда..

5.4. Экспериментальная проверка поджига пропана в ПППР

Высокая температура газа в канальной плазме пульсирующего разряда позволила осуществить быстрое воспламенение углеводородного топлива и квазистационарное горение пропана в условиях высокоскоростного воздушного потока.



Рис. 5.21 Экспериментальная проверка поджига пропана. Фотография плазменно-стимулированного горения пропан-воздушного топлива в расширяющемся аэродинамическом канале длиной $L=50$ см. Время экспозиции кадра $t_{\text{exp}} = 16$ мс из полного времени пуска 2 с.

В качестве примера на рис. 5.21. приведена фотография плазменно-стимулированного сверхзвукового горения пропан-воздушного топлива в

гладком расширяющемся аэродинамическом канале. Время экспозиции кадра $t_{\text{exp}} = 16$ мс. Скорость потока на входе в канал 480 м/с, чему соответствует число Маха потока $M_1 = 1.8$. Аэродинамический канал помещен в открытую барокамеру, давление окружающего воздуха равно 760 Торр. Длительность процесса горения 2 с, секундные массовые расходы воздуха 105 г/с и пропана 4.9 г/с, соответственно. Средняя мощность нестационарного пульсирующего разряда порядка 8 кВт.

Из рисунка следует, что в процессе сверхзвукового сгорания пропана на выходе из аэродинамического канала образуется короткий факел голубого цвета, то есть при горении не образуется сажа, поэтому в спектрах, снятых в различных областях вдоль аэродинамического канала и на выходе из него, полностью отсутствуют полосы Свана молекулярного углерода. Величина повышения давления в процессе реализации сверхзвукового горения пропан-воздушного топлива внутри закрытой барокамеры, увеличение температуры воздуха, а также значение возникающей при горении пропана в сверхзвуковом воздушном потоке тяги указывают на то, что в условиях плазменно-стимулированного горения достигается высокая степень сгорания топлива внутри канала, моделирующего камеру сгорания сверхзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя.

Заключение к главе 5

В результате проведенных исследований выявлено существенное превышение напряженности продольного электрического поля в анодной части плазменной петли пульсирующего поперечно-продольного разряда над полем в катодной части петли.

1. Показано, что средняя температура электронов, измеренная на расстоянии 20 мм от электродов, при увеличении скорости воздушного потока от 200 до 500 м/с уменьшается от 1.5 до 0.9 эВ при разрядном токе 15.5 А, и от 0.8 до 0.6 эВ при $i = 5.5$ А.

2. При скорости воздушного потока 220 м/с и разрядном токе 12.5 А температура электронов вниз по потоку вдоль разрядного канала снижается

для анодной части плазменной петли от 1.2 до 0.55 эВ, а для катодной части от 0.9 до 0.45 эВ при увеличении продольной координаты от 5 до 55 мм.

3. Температуры газа, определенные по неразрешенной вращательной структуре молекулярных полос CN и N_2^+ , не превышают 7500 К.

4. Экспериментально показано, что при низких дозвуковых скоростях воздушного потока степень ионизации газа в плазме порядка 0.01, а с увеличением скорости потока степень ионизации газа резко возрастает и достигает величины 0.3 (30%) при скорости потока 500 м/с. Полученные результаты показывают, что вблизи электродов плазменный канал нестационарного пульсирующего разряда представляет собой сильно ионизованную среду.

5. Результат расчета оценки константы ионизации атомов азота на основе данных данного эксперимента показывает, что плазма в условиях эксперимента сильно ионизована, и характеризуется высокой скоростью прямой ионизации атомов, константа которой имеет порядок $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$

Основные результаты диссертационной работы.

1. Проведено усовершенствование экспериментального стенда, которое позволило исследовать параметры поперечно-продольного разряда в высокоскоростных потоках воздуха в режиме реального времени в условиях характерных для потоков газа в ПВРД. На усовершенствованном стенде исследованы основные параметры разряда в канале при атмосферном давлении и скорости потока от 50 м/с до 500 м/с.

2. Реализован разряд со следующими параметрами: частота пульсаций плазменного канала 50 – 2000 Гц, напряжение на разрядном промежутке от 1000 до 4500 В, длина плазменного канала от 10 до 40 см, диапазон разрядных токов от 4.5 до 16 А, минимальное межэлектродное расстояние от 0.1 до 1.0 мм. Показано, что скорость распространения плазменного канала равна скорости потока.

3. Получены пространственные зависимости концентрации и температуры электронов и нейтрального газа в плазме разряда в потоках воздуха при указанных выше значениях внешних параметров. При постоянной скорости потока рост разрядного тока приводит к увеличению температуры электронов, в частности, с ростом тока от 4.5 А до 16 А при скорости потока 240 м/с, от 10000 К до 15000 К. Температура газа также увеличивается от 6000 до 7000 К. Плотность плазмы также растет от 10^{16} см^{-3} до $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

4. Рост скорости потока от 250 м/с до 500 м/с приводит к увеличению температуры газа от 6500 К до 7500 К, а плотности электронов от $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Увеличение межэлектродного расстояния также приводит к увеличению нагрева газа.

5. При увеличении скорости потока газа и с ростом расстояния от электродов полученные в эксперименте значения температуры электронов уменьшаются на 1000 -1500 К, при этом разряд существует в любой момент времени без перерывов. Снижение температуры может быть вызвано как постепенным переходом к равновесному состоянию, так и изменением механизмов заселения уровней и рассогласованием температуры заселения и температуры электронов.

6. Рост скорости потока приводит к увеличению как напряженности электрического поля, так и приведенного электрического поля. Температура газа при этом растет от 5000 до 7500 К, а степень ионизации плазмы от 0.01 при дозвуковой (50 м/с, $M = 0.15$) до 0.3 при сверхзвуковой (500 м/с $M = 1.5$) скорости течения газа. Рост межэлектродного расстояния от 0.35 до 0.7 мм приводит к росту газовой температуры на 10 %.

7. Напряженность электрического поля в разряде и длина плазменного канала определяются скоростью потока, током разряда и минимальным расстоянием между электродами.

8. Экспериментально установлены условия, при которых данный тип разряда позволяет реализовать управляемый миллисекундный нагрев газа до температур воздуха в диапазоне от 4000 К до 8000 К.

Благодарности

Автор благодарен своему научному руководителю Валерию Михайловичу Шибкову за постановку задачи и руководство проведением исследований в течение большей части работы;

Также автор выражает особую благодарность своему научному руководителю профессору Сергею Александровичу Двинину, поддержавшему и оказавшему существенную помощь в трудный момент при завершении написания работы, за его терпение и понимание и большую организационную работу, проделанную при подготовке окончательного варианта диссертации;

Отдельная благодарность от автора доктору физ.-мат. наук, ведущему научному сотруднику Владимиру Львовичу Бычкову, доценту Владимиру Антоновичу Черникову, младшему научному сотруднику Константину Николаевичу Корневу и ведущему инженеру Олегу Стефановичу Сурконту за консультации и упорядочивание материала в ходе написания диссертации;

Огромную благодарность автор выражает заведующему кафедрой физической электроники профессору Владимиру Савельевичу Чернышу, за организацию и курировании всего процесса написания диссертации, и ее подготовки к защите;

Автор благодарен всем сотрудникам кафедры, у которых он имел возможность учиться как в студенческие годы, в аспирантуре, так и в последующие годы работы на кафедре, а также аспирантов и сотрудников лаборатории, поддерживавших его во время написания работы.

Список литературы

1. Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. /Под ред. В.А. Фабриканта. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 369 с.
2. Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд в потоке газа // УФН. 1982. Т.137. вып.1. С.117-146.
3. Алферов В.И., Бушмин А.С. Электрический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха // ЖЭТФ. 1963. Т.44. №6. С.1775.
4. Алферов В.И., Бушмин А.С., Калачев Б.В. Экспериментальное исследование свойств электрического разряда в потоке воздуха // ЖЭТФ. 1966. Т. 51, Вып. 5(11). С. 1281-1287.
5. Алферов В.И. Исследование структуры электрического разряда большой мощности в высокоскоростном потоке воздуха // Изв. РАН. МЖГ. 2004. №6. С.163-175.
6. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П., Шибкова Л.В. Свободно локализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа // Физика плазмы, 2005. т.31, №9, с.857-864.
7. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны //ЖТФ, 2005. т.75, вып.4, с.67-73.
8. Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Malykh N.I., et al. Plasma coaxial discharge as a new type of the microwave surface wave discharge. -Preprint of Russian Academy of Sci. General Phys. Institute. №1. Moscow, Russia, 1999.
9. Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. Стримерный СВЧ разряд в сверхзвуковом потоке воздуха // ЖТФ, 1999, Т.69, №11, с.14-18.
10. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И. и др. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргоне // ДАН. 1994. Т.336, №4, с.466-467.
11. Klimov A., Bityurin V., Kuznetsov A. et al. External and Combined Discharge Plasma in Supersonic Airflow //42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 4-8 January 2004, Reno, Nevada, AIAA 2004-0670.

12. Starikovskaya S. M. Plasma assisted ignition and combustion. (Review)// J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. No. 16. P. R265-R299.
13. Starikovskii A. Y., Anikin N. B., Kosarev I. N., Mintoussov E. I., Nudnova M. M., Rakitin A. E., Roupasov D. V., Starikovskaia S. M., Zhukov V. P. Nanosecond-pulsed discharges for plasma-assisted combustion and aerodynamics. // Journal of Propulsion and Power. 2008. V. 24. N. 6. P. 1182.
14. Adamovich I. V., Lempert W. R., Rich J. W., Utkin Y. G. Repetitively pulsed nonequilibrium plasmas for magnetohydrodynamic flow control and plasma-assisted combustion. // Journal of Propulsion and Power. 2008. V. 24. No. 6. P. 1198.
15. Van Wie D. Oral Presentation 7th WIG Summary, 8th WIG Assessment, and Welcome (Review). // Proceedings of 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA, 2006, American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA-2006-0830. Session 29-WIG-1.
16. Fomin V.M., Tretyakov P.K., Taran J.-P. Flow Control Using Various Plasma and Aerodynamic Approaches (Review). // Aerospace Science and Technology. 2004. V. 8. P. 411.
17. Shibkov V. M., Aleksandrov A. F., Chernikov V. A., Ershov A. P., Shibkova L. V. Microwave and DC Discharges in High-Speed Flow: Fundamentals and Application to Ignition. // Journal of Propulsion and Power. 2009. V. 25. No. 1. P. 123.
18. Jacobsen, L.; Carter, C.; Baurle, R.A.; Jackson, T.A.; Williams, S.; Bivolaru, D.; Kuo, S.; Barnett, J.; Tam, C.-J. Plasma-assisted ignition in scramjets. J. Propuls. Power 2008, 24, 641–654. [[CrossRef](#)]
19. Esakov I., Grachev L., Khodataev K., Van.Wie D. Experiments on propane ignition in high-speed airflow using a deeply undercritical microwave discharge. // AIAA Pap. 2004. V. 2004. P.840.
20. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. Воспламенение горючей газовой смеси в замкнутом объеме, инициированное свободно локализованной лазерной искрой // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 3. С. 281-288.

21. Александров Н.Л., Киндышева С.В., Кукаев Е.Н., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. Моделирование динамики воспламенения метановоздушной смеси высоковольтным наносекундным разрядом. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 10. С. 941-956.
22. Копыл П. В., Сурконт О. С., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551.
23. Bityurin V., Leonov S., Yarantsev D. and Van Wie D. Hydrocarbon fuel ignition by electric discharge in high-speed flow. The 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 9 – 11 April 2002. P. 200-210.
24. Sinkevich O.A. Influence of the Electrical Discharges on Ignition of a Combustible Mixture and the Flame Speed. Proceedings of the 5th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7 – 10 April 2003, p.300 –302.
25. Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Влияние газового разряда на воспламенение водородно-кислородной смеси. // Кинетика и катализ, 2005, №6, с.821-834.
26. Bocharov A., Bityurin V., Klement'eva I., Klimov A. Experimental and numerical study of MHD assisted mixing and combustion. // Proceedings of 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2006, Reno, NV, USA, AIAA-2006-1009.
27. Ершов А.П. Взаимодействие электрических разрядов со сверхзвуковыми газодинамическими возмущениями. Дисс. д-ра физ.-мат. наук. . М., МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 2006. Гл.3, с. 103.
28. Колесников Е.Б. Взаимодействие плазмы импульсных разрядов со сверхзвуковыми потоками воздуха. Дисс. канд. физ.-мат. наук. . М., МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 2010. Гл.5, с. 113.
29. Каменщиков С.А. Взаимодействие плазмы продольно - поперечного и плазмодинамического разрядов со сверхзвуковым воздушно -

- пропановым потоком. Дисс. канд. физ.-мат. наук. МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 2011. Гл.5, с. 124 с.
30. Константиновский Р.А. Плазменно-стимулированное воспламенение высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда. Дисс. канд. физ.-мат. наук. МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 2012. 156 с.
 31. Копыл П.В. Воспламенение и стабилизация горения углеводородного топлива в высокоскоростных воздушных потоках в условиях низкотемпературной газоразрядной плазмы. Дисс. канд. физ.-мат. наук. МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 2014. 184 с.
 32. Mirabo L.N., Raizer Yu.P. Laser-induced air spike for advanced transatmospheric vehicles // 25th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Colorado Springs, USA. 1994. AIAA Paper 94-2551.
 33. Гридин А.Ю., Ефимов Б.Г., Забродин А.В., Климов А.И., Луцкий А.Е. и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части. Препринт №19.М.: ИПМ им.М.В.Келдыша, 1995, 31с.
 34. Артемов О.А. «Прямоточные воздушно-реактивные двигатели», Компания Спутник, М.: 2006 г.
 35. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М. Наука. 1987. 591 с.
 36. Гордиец Е.Ф., А.И.Осипов., Шелепин Л.И.. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, ГРФМЛ, 1980, 512 с.
 37. Tsien H.-S. Similarity laws of hypersonic flows, J. Math. Phys. 25 (1946) 247–251, <https://doi.org/10.1002/sapm1946251247>.
 38. Anderson J.D. Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, third ed., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Washington, DC, 2019 <https://doi.org/10.2514/4.105142>.
 39. Caruana, D. Plasmas for Aerodynamic Control. *Plasma Phys. Control. Fusion* 2010, 52, 124045. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/12/124045>.

40. Knight, D.D. Energy Deposition for High-Speed Flow Control; Cambridge University Press: Cambridge; UK; New York, NY, USA, 2019; Volume 47, ISBN 1108605516.
41. Roupassov D., Nudnova M., Nikipelov A., and Starikovskiy A., Flow separation control by plasma actuator with nanosecond pulse periodic discharge in Proceedings of the 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2008, Paper AIAA 2008-1367.
42. Zheng J. G., Cui Y. D., Zhao Z. J., Li J., and Khoo B. C., Flow Separation Control over a NACA 0015 Airfoil Using Nanosecond-Pulsed Plasma Actuator AIAA J. 56, 2200 (2018).
43. Flitti A. and Pancheshnyi S., Gas heating in fast pulsed discharges in N₂–O₂ mixtures, Eur. Phys. J.: Appl. Phys. 45, 21001 (2009).
44. Zhu Y. and Starikovskaia S., Fast gas heating of nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: spatial distribution and fractional contribution from kinetics, Plasma Sources Sci. Technol. **27**, 124007 (2018).
45. Oswatitsch K., Report No. 90 (German Aerospace Center, Cologne, 1959).
46. Shneider M. N., Macheret S. O., Zaidi S. H., Girgis I. G., and Miles R. B. Virtual Shapes in Supersonic Flow Control with Energy Addition, J. Propul. Power 24, 900 (2008).
47. Meyer R., Palm P., Ploenjes E., Rich J. W., and Adamovich I. V. Nonequilibrium Radio Frequency Discharge Plasma Effect on Conical Shock Wave: M = 2.5 Flow AIAA J. 41, 465 (2003).
48. Miles R. B., Macheret S. O., Martinelli L., Murray R., Shneider M., Ionikh Yu. Z., Kline J., and Fox J., Plasma control of shock waves in aerodynamics and sonic boom mitigation, in Proceedings of the 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference and 4th Weakly Ionized Gases Workshop, Anaheim, CA, 2001, Paper AIAA 2001-3062.
49. Billingsley, M.; O'Brien, W.; Schetz, J. Plasma Torch Atomizer-Igniter for Supersonic Combustion of Liquid Hydrocarbon Fuel; AIAA Paper 2006-7970; AIAA: Reston, VA, USA, 2006.

50. Takita, A.; Shishido, K.; Kurumada, K. Ignition in a supersonic flow by a plasma jet of mixed feedstock including CH₄. *Proc. Combust. Inst.* 2011, 33, 2383–2389.
51. Li, F.; Yua, X.-L.; Tong, Y.-G.; Shen, Y.; Chen, J.; Chen, L.-H.; Chang, X.-Y. Plasma-assisted ignition for a kerosene fueled scramjet at Mach 1.8. *Aerosp. Sci. Technol.* 2013, 28, 72–78.
52. Firsov, A.; Savelkin, K.; Yarantsev, D.; Leonov, S. Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow. *Philos. Trans. A* 2015, 373.
53. Ma, A.; Lei, Q.; Wu, Y.; Xu, W.; Ombrello, T.M.; Carter, C.D. From ignition to stable combustion in a cavity flameholder studied via 3D tomographic chemiluminescence at 20 kHz. *Combust. Flame* 2016, 165, 1–10.
54. Vincent-Randonnier, A.; Packan, D.; Sabelnikov, V.; LeJouan, F.; Rouxel, B.; Roux, P.; Leonov, S. First Experiments on Plasma Assisted Supersonic Combustion at LAERTE Facility; AIAA Paper 2017-1975; AIAA: Reston, VA, USA, 2017.
55. Leonov, S.B.; Kochetov, I.V.; Napartovich, A.P.; Sabel'nikov, V.A.; Yarantsev, D.A. Plasma-Induced Ethylene Ignition and Flameholding in Confined Supersonic Air Flow at Low Temperatures. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2011, 39, 781–787.
56. Savelkin, V.; Yarantsev, D.A.; Adamovich, I.V.; Leonov, S.B. Ignition and flameholding in a supersonic combustor by an electrical discharge combined with a fuel injector. *Combust. Flame* 2015, 162, 825–835. [[CrossRef](#)]
57. Kimura, A.; Aoki, H.; Kato, M. The use of a plasma jet for flame stabilization and promotion of combustion in supersonic air flows. *Combust. Flame* 1981, 42, 297–305.
58. Masuya, G.; Kudou, K.; Komuro, T.; Tani, K.; Kanda, T.; Wakamatsu, Y.; Chinzei, N.; Sayama, M.; Ohwaki, K.; Kimura, I. Some Governing Parameters of Plasma Torch Igniter/Flameholder in a Scramjet Combustor. *J. Propuls. Power* 1993, 9, 176–181.
59. Sato, Y.; Sayama, M.; Ohwaki, K.; Masuya, G.; Komuro, T.; Kudou, K.; Murakami, A.; Tani, K.; Wakamatsu, Y.; Kanda, T. Effectiveness of plasma

- torches for ignition and flameholding in scramjet. *J. Propuls. Power* 1992, 8, 883–889.
60. Leonov, S. Electrically Driven Supersonic Combustion. *Energies* 2018, 11, 1733. <https://doi.org/10.3390/en11071733>.
 61. Liu, Q.; Baccarella, D.; Lee, T. Review of Combustion Stabilization for Hypersonic Airbreathing Propulsion. *Prog. Aerosp. Sci.* 2020, 119, 100636. <https://doi.org/10.1016/J.PAEROSCI.2020.100636>.
 62. Starikovskiy, A.Y.; Aleksandrov, N.L. Gasdynamic Flow Control by Ultrafast Local Heating in a Strongly Nonequilibrium Pulsed Plasma. *Plasma Phys. Rep.* 2021, 47, 148–209. <https://doi.org/10.1134/S1063780X21020069>.
 63. Коган Е. Я., Молевич Н. Е., Возбуждение волн в неравновесном газе с VRT-механизмом релаксации, ЖТФ, 1985, том 55, выпуск 4, 754–756
 64. Коган Е. Я., Молевич Н. Е., Самофокусировка звука в средах с отрицательной второй вязкостью, Письма в ЖТФ, 1986, том 12, выпуск 2, 96–99
 65. Коган Е. Я., Молевич Н. Е., Коллапс акустических волн в неравновесном молекулярном газе, ЖТФ, 1986, том 56, выпуск 5, 941–943
 66. Коган Е. Я., Молевич Н. Е., Ораевский А. Н., Структура нелинейных акустических волн в неравновесном колебательно-возбужденном газе, Письма в ЖТФ, 1987, том 13, выпуск 14, 836–839
 67. Завершинский И. П., Коган Е. Я., Моисеев С. С., Ионизационная вторая вязкость в плазме и эволюция акустических волн, Письма в ЖТФ, 1988, том 14, выпуск 16, 1483–1486
 68. Галечян Г.А. «Акустические волны в плазме» 165 1357–1379 (1995)
 69. Завершинский И. П., Коган Е. Я., Обтекание тел потоком неравновесного газа, ТВТ, 1999, том 37, выпуск 5, 779–783
 70. Завершинский И. П., Коган Е. Я., Ослабление ударных волн в неравновесном газе, ТВТ, 2000, том 38, выпуск 2, 293–297
 71. Завершинский И. П., Коган Е. Я., Резонансное взаимодействие акустических волн в неравновесных газах, ТВТ, 2006, том 44, выпуск 1, 141–147

72. Арамян А.Р., Галечян Г.А. «Вихри в газоразрядной плазме» 177 1207–1230 (2007)
73. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. // Физические явления в газоразрядной плазме. М., Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1987. 160 с.
74. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. Исследование нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом //ТВТ. 1990. Т.28. №6, с.1156-1163.
75. Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. Продольный электрический разряд в сверхзвуковом потоке газа // Письма в ЖТФ. 1992. Т.18. Вып.15. с.86-92.
76. Фомин В.М., Лебедев А.В., Иванченко А.И. Пространственные энергетические характеристики электрического разряда в сверхзвуковом газовом потоке // ДАН. 1998. Т.361, №1, с.58 – 60.
77. Фомин В.М., Alziaru de Roquefort, Лебедев А.В., Иванченко А.И. Самоподдерживающийся тлеющий разряд в гиперзвуковом газовом потоке // ДАН. 2000. Т.370, №5, с.623-626.
78. Fomin V.M., T.Alziaru de Roquefort, Lebedev A.V., Ivanchenko A.I.Supersonic flows with longitudinal glow discharge // The 3rd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 24 – 26 April 2001. с.66-72.
79. Тарасов Д.А., Фирсов А.А. Моделирование разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке. В книге: XLVI Академические чтения по космонавтике. Сборник тезисов, посвященные памяти академика С.П. Королёва и других выдающихся отечественных ученых - пионеров освоения космического пространства. В 4-х томах. Москва, 2022. С. 478-481.
80. Klimov A., Lutsky A. Experimental and numerical investigation of supersonic flow around model N with surface electric discharge// The 3rd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 24 – 26 April 2001. PP. 93-98.

81. Kolesnichenko Yu.F., Azarova O.A. Brovkin V.G. etal. Basics in Beamed MW Energy Deposition for Flow/Flight Control. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 5-8 January 11, 2004. Reno, Nevada, AIAA 2004-0669. 14 p.
82. Shibkov V.M., Chernikov A.V., Chernikov V.A., Ershov A.P. etal. Surface Microwave Discharge in Supersonic Airflow // The 2nd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 5 – 7 April 2000. PP.163-168.
83. Shibkov V.M., Alexandrov A.F., Chernikov P.A., Ershov A.P. etal. Streamling by supersonic airflow of a wedge-shaped dielectric body with a combined microwave discharge // The 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 9 – 11 April 2002. PP. 56-59.
84. Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Экспериментальное исследование обтекания тел вращения при энергоподводе в набегающий поток //ИФЖ. 1994. Т.66. №5. с.515-520.
85. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // ДАН. 1996. Т.351, №3.
86. Ganiev Y.C., Gordeev V.P., Krasilnikov A.V. etal. Aerodynamic drag reduction by plasma and hot-gas injection //Journal Thermophysics and Heat Transfer. 2000. V.14. №1. p.10-17.
87. Fomin V.M., Maslov A.A., Fomichev V.P.etal. Experimental investigation of counter-flow plasma jet in front of blunted body for high Mach number flow // The 2nd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 5 – 7 April 2000. PP.112-115.
88. Tretyakov P. Supersonic flow around axisymmetric bodies with external supply of mass and energy // The 2nd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 5 – 7 April 2000. PP.128-132.

89. Белоконь В.А., Руденко О.В., Хохлов Р.В. Аэродинамические явления при сверхзвуковом обтекании лазерного луча // Акуст. Журн. 1977. Т.23, №4, С.632.
90. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, №8. С.684-687.
91. Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С. Оценка энергозатрат при снижении лобового сопротивления тела в сверхзвуковом потоке газа // ИФЖ. 1992. Т.63. №6. с.659-664.
92. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Известия РАН. МЖГ. 2003. №5. С.152-165.
93. Георгиевский П.Ю. Управление сверхзвуковым обтеканием тел при помощи локализованного подвода энергии в набегающий поток. Автореферат дис. к.ф.м.-н. М. Институт механики МГУ. 2003. 32 с.
94. Chernyi G.G. Some Recent Results in Aerodynamic Applications of Flows with Localized Energy Addition // 9th Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf. and 3rd Weakly Ionized Gases Workshop, 1–5 November 1999, Norfolk, VA, USA. AIAA-99-4819.
95. Knight D., Kuchinskiy V., Kuranov A., Sheikin E. Aerodynamic Flow Control Using Energy Deposition. The 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 9 – 11 April 2002. PP.14-30.
96. Зудов В.Н., Третьяков П.К., Тупикин А.В., Яковлев В.И. Обтекание теплового источника сверхзвуковым потоком // Известия РАН. МЖГ. 2003. №5. С.140.
97. Мирабо Л., Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. Расчет и теория подобия эксперимента, моделирующего эффект “Air-Spike” в гиперзвуковой аэродинамике // ТВТ, 1998, Т.36, №2, с. 304-309.
98. Starikovskiy, A., Aleksandrov, N. Plasma-assisted ignition and combustion. Prog. Energy Combust. Sci. 2013, 39, 61–110. [[CrossRef](#)]

99. Tanoff M.A., Smooke M.D., Teets K.E., and Sell J.A. Computational and Experimental Studies of Laser-Induced Thermal Ignition in Premixed, // *Combust. Flame*, 1995, vol.103, No.4, p.253.
100. Ma J.X., Alexander D.R., and Poulain D.E., Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures, // *Combust. Flame*, 1998, vol.112, No.4, p.492.
101. Morsy M.H., Ko Y.S., and Chung S.H. Laser Induced Ignition a Conical Cavity in CH₄-Air Mixtures, // *Combust. Flame*, 1999, vol.119, No.4, p.492.
102. Nalbandyan A.B. // *Zh. Fiz. Khim.* 1946, vol.20, p.1259.
103. Bozhenkov S.A., Starikovskaya S.M., and Starikovskii A.Y., Nanosecond Gas Discharge Ignition of H₂- and CH₄-Containing Mixtures. *Combust. Flame* // *Combust. Flame*, 2003, vol.133, p.133.
104. Seleznev A.A., Aleinikov A.Yu., and Yaroshenko V.V. // *Khim. Fiz.*, 1999, vol.18, No.5, p.65.
105. Dautov N.G., Starik A.M. On the Problem of Choosing a Kinetic Scheme for the Homogeneous Reaction of Methane with Air, // *Kinetics and Catalysis*. 1997, vol.38, No.2, p.185.
106. Starik A.M., Titova N.S., Yanovskiy L.S. Peculiarity of kinetics of oxidation of destruction products of C₃H₈ and C₄H₁₀ with air mixture, // *Kinetics and Catalysis*. 1999, vol.40, No.1, p.11.
107. Basevich V.Ya. and Belyaev A.A. // *Khim. Fiz.*, 1989, vol.8, No.8, p.1124.
108. Leonov S., Bityurin V., Bocharov A et al. // Discharge plasma influence on flow characteristics near wall step in a high-speed duct. The 3rd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 24 – 26 April 2001. P. 58-65.
109. Semenov N.N. Some Problems of Chemical Kinetics and Reactivity, Moscow: Akad. Nauk SSSR, 1958.
110. Leonov, S.; Yarantsev, D.; Sabelnikov, V. Electrically driven combustion near the plane wall in a supersonic duct. In *Progress in Propulsion Physics; EUCASS Book Series; EDP Sciences: Les Ulis, France, 2011; Volume 2*, pp. 519–530.

111. Brovkin V., Afanas'ev O., Kolesnichenko Yu., Khmara D. Structures in Combined MW-DC-Laser Discharge // Fifteenth International Conference on MHD Energy Conversion and Sixth International Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics. Moscow, May 24-27, 2005. V.1. P.138.
112. Starikovskaia S.M., Kosarev I.N., Starikovskii A.Yu. Ignition of Homologous Series of Hydrocarbons by Nanosecond Pulsed Discharge // Fifteenth International Conference on MHD Energy Conversion and Sixth International Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics. Moscow, May 24-27, 2005. V.1. P.335.
113. Macheret S. O., Ionikh Y. Z., Chernysheva N. V., Yalin A. P., Martinelli L., and Miles R. B., Shock wave propagation and dispersion in glow discharge plasmas Phys. Fluids 13, 2693, 2001.
114. Klimov A.I. External and internal plasma assisted combustion. Int. Symposium "Thermochemical and plasma processes in aerodynamics". St-Petersburg, 15-19 July 2002. Holding Company Leninetz. PP.138-146.
115. Jacobsen Lance S., Carter Campbell D., Baurle Robert A., and Jackson Thomas A. Toward. Plasma-Assisted Ignition in Scramjets. Тр. III Междунар. Симп. «Термохимические и плазменные процессы в аэродинамике». С-Петербург. 28–31июля, 2003. С. 103-128.
116. Sinkevich O.A., Isakaev E.Kh., Kalinin S.V., Ochkan S.L. Using the Plasmatron with Self-Established Arc Length for Enhancement of Burning. Proceedings of the 5th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7 – 10 April 2003, p.303 –307.
117. Klimov A.I., Bityurin V.A., Kuznetsov A.S., etal. External and Internal Plasma Assisted Combustion. The 5rd International Workshop on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7 – 10 April 2003. PP. 33-38.
118. Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu. Ignition of Hydrogen-Air and Methane-Air Mixtures at Low Temperatures by Nanosecond High-Voltage Nanosecond Discharge. The 5rd International Workshop on Magneto- and

- Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7 – 10 April 2003. PP. 166-171.
119. Leonov S., Bityurin V., Savelkin K., Yarantsev D. Plasma-Induced Ignition and Plasma-Assisted Combustion in High-Speed Flow. The 5th International Workshop on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7 – 10 April 2003. PP. 172-186.
 120. Liu Jian Bang, Ronney Paul D., Wang Fei, et al. Transient Plasma Ignition For Lean Burn Applications. 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 6-9 January 2003, Reno, Nevada, AIAA 2003-877. 6 p.
 121. Старик А.М., Титова Н.С. Иницирование горения метано-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке за УВ при возбуждении молекул O₂ лазерным излучением. ЖТФ. 2004. Т.74. Вып.9. СС.15-22.
 122. Jiao C.Q., DeJoseph C.A., and Garscadden A. Ionization rates and charge production in hydrocarbon fuels. Тр. III Междунар. Симп. «Термохимические и плазменные процессы в аэродинамике». С-Петербург. 28–31июля, 2003. С. 85-92.
 123. Shibkov V.M., Alexandrov A.F., Chernikov A.V. et al. Freely Localized Microwave Discharge in Supersonic Flow AIAA Paper No.2001-2946.
 124. Shibkov V.M., Chernikov V.A., Ershov A.P. et al. Propane-butane-air mixture ignition and combustion in the aerodynamic channel with the stagnant zone, //AIAA Papers No.2004-0513 and 0838.
 125. Shibkov V.M., and Konstantinovskii R.S. Kinetic Model of Ignition of Hydrogen-Oxygen Mixture under Conditions of Non-Equilibrium Plasma of the Gas Discharge, //AIAA Papers No.2005–0779 and 0987.
 126. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A. et al. Combined MW-DC Discharge in a High Speed Propane-Butane-Air Stream //AIAA Paper No.2006–1216.
 127. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Ershov A.P., et al. Freely localized microwave discharge in a supersonic gas flow //Plasma Physics Reports, 2005, vol.31. No.9, p.795.
 128. Van Wie D. // 10th Weakly Ionized Gas Workshop. January 8, 2008. Johns Hopkins University, Applied Physics Laboratory.

129. Igor Kossyi, S. Gritsinin, P. Guschin, V. Knyazev and N. Popov Microwave Torch as a Tool for an Airflow Chemical Transformation // Proc. of 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2007. Reno, NV. USA. AIAA-2007-0429.
130. Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. Transverse electric discharge in supersonic air flows: Mechanics of discharge propagation and instability // High Temperature, , 42, № 4, c. 516..
131. Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. Transverse electric discharges in supersonic air flows: Space-time structure and current-voltage characteristics of discharge // High Temperature, , 42, № 5, c. 667.
132. Ershov A.P., Kalinin A.V., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. Transverse electric discharges in supersonic air flows: Microscopic characteristics of discharge // High Temperature, , том 42, № 6, c. 865.
133. Leonov, S.B.; Yarantsev, D.A.; Napartovich, A.P.; Kochetov, I.V. Plasma-Assisted Ignition and Flameholding in High-Speed Flow; AIAA Paper 2006-563; AIAA: Reston, VA, USA, 2006.
134. Leonov, S.B.; Yarantsev, D.A. Near Surface Electrical Discharge in Supersonic Airflow: Properties and Flow Control. J. Propuls. Power 2008, 24, 1168–1181. [[CrossRef](#)]
135. Su, C.; Li, Y.; Cheng, B.; Wang, J.; Cao, J.; Li, Y. MHD Flow Control of Oblique Shock Waves around Ramps in Low-temperature Supersonic Flows. Chin. J. Aeronaut. 2010, 23, 22–32.
136. Sun, A.; Li, Y.; Cheng, B.; Cui, W.; Liu, W.; Xiao, Q. The characteristics of surface arc plasma and its control effect on supersonic flow. Phys. Lett. A 2014, 378, 2672–2682. [[CrossRef](#)]
137. Houpt, A.; Hedlund, B.; Ombrello, T.; Carter, C.; Leonov, S. Quasi-DC Electrical Discharge Characterization in a Supersonic Flow. Exp. Fluids **2017**, 58, 25. [[CrossRef](#)]

138. Korolev, Y.D.; Frants, O.B.; Landl, N.V.; Geyman, V.G.; Matveev, I.B. Glow-to-Spark Transitions in a Plasma System for Ignition and Combustion Control. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2007, 35, 1651–1657. [[CrossRef](#)]
139. Kimmel, L.; Hayes, J.R.; Crafton, J.W.; Fonov, S.D.; Menart, J.; Shang, J. Surface Discharge for High-Speed Boundary Layer Control; AIAA Paper 2006-710; AIAA: Reston, VA, USA, 2006
140. Ivanov, V.V.; Skvortsov, V.V.; Efimov, B.G.; Pyndyk, A.M.; Kireev, A.Y.; Krasheninnikov, V.N.; Shilenkov, S.V. Spectroscopic Investigations of Longitudinal Discharge in Supersonic Flow of Air with Injection of Propane into the Discharge Zone. *High Temp.* 2008, 46, 3–10. [[CrossRef](#)]
141. Chernikov, V.; Ershov, A.; Shibkov, V.; Timofeev, B.; Timofeev, I.; Vinogradov, V.; Wie, D.V. Gas Discharges in Supersonic Flows of Air-Propane Mixture; AIAA Paper 2001-2948; AIAA: Reston, VA, USA, 2001.
142. Cross, A.; Sanders, D.; O'Brien, W.F.; Schetz, J.A. Operation of Plasma-Torch for Supersonic Combustion Applications with Simulated Cracked JP-7 Feedstock; AIAA Paper 2003-6935; AIAA: Reston, VA, USA, 2003.
143. Billingsley, M.; Sanders, D.; O'Brien, W.; Schetz, J. Improved Plasma Torches for Application in Supersonic Combustion; AIAA Paper 2005-3423; AIAA: Reston, VA, USA, 2005.
144. Takita, A. Ignition and Flame-Holding by Oxygen, Nitrogen and Argon Plasma Torches in Supersonic Airflow. *Combust. Flame* 2002, 128, 301–313. [[CrossRef](#)]
145. Kitagawa, T.; Moriwaki, A.; Murakami, K.; Takita, K.; Masuya, G. Ignition Characteristics of Methane and Hydrogen Using a Plasma Torch in Supersonic Flow. *J. Propuls. Power* 2003, 19, 853–858. [[CrossRef](#)]
146. Kuo, S.P.; Koretzky, E.; Orlick, L. Design and Electrical Characteristics of a Modular Plasma Torch. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1999, 27, 752–758. [[CrossRef](#)]
147. Klimov, A.; Bityurin, V.; Brovkin, V.; Leonov, S. Plasma Generators for Combustion. In *Proceedings of the Workshop on Thermo-chemical Processes in Plasma Aerodynamics*, Saint Petersburg, Russia, 30 May–3 June 2000; p. 74.

148. Klimov, A.; Byturin, V.; Brovkin, V.; Vinogradov, V.; Wie, D.V. Plasma Assisted Combustion; AIAA Paper 2001-491; AIAA: Reston, VA, USA, 2001.
149. Chintala, A.; Bao, A.; Lou, G.; Adamovich, I. Measurements of Combustion Efficiency in Nonequilibrium RF Plasma Ignited Flows. *Combust. Flame* 2006, 144, 744–756. [[CrossRef](#)]
150. Chintala, A.; Meyer, R.; Hicks, A.; Bao, A.; Rich, J.; Lempert, W.; Adamovich, I. Non-Thermal Ignition of Premixed Hydrocarbon-Air Flows by Nonequilibrium RF Plasma. *J. Propuls. Power* 2005, 21, 583–590. [[CrossRef](#)]
151. Esakov, I.; Grachev, L.P.; Khodataev, K.V.; Vinogradov, V.A.; Wie, D.M.V. Propane–Air Mixture Combustion Assisted by MW Discharge in a Speedy Airflow. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2006, 34, 2497–2506. [[CrossRef](#)]
152. Grachev, L.; Khodataev, K.; Wie, D.V.; Esakov, I. Investigation of the Undercritical Microwave Streamer gas Discharge for Jet Engine Fuel Ignition; AIAA Paper 2001-2939; AIAA: Reston, VA, USA, 2001.
153. Leonov, S.; Adamovich, I.; Soloviev, V. Dynamics of near-surface electric discharges and mechanisms of their interaction with the airflow, Topical Review. *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016, 25. [[CrossRef](#)]
154. Vincent-Randonnier, A.; Larigaldie, S.; Magre, P.; Sabel'nikov, V. Plasma assisted combustion: effect of a coaxial DBD on a methane diffusion flame. *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007, 16, 149. [[CrossRef](#)]
155. Kosarev, A.; Khorunzhenko, V.I.; Mintoussov, E.I.; Sagulenko, P.N.; Popov, N.A.; Starikovskaia, S.M. A nanosecond surface dielectric barrier discharge at elevated pressures: Time-resolved electric field and efficiency of initiation of combustion. *Plasma Sources Sci. Technol.* 2012, 21, 045012. [[CrossRef](#)]
156. Leonov, S.; Isaenkov, Y.; Yarantsev, D.; Kochetov, I.; Napartovich, A.; Shneider, M. Unstable Pulse Discharge in Mixing Layer of Gaseous Reactants; AIAA Paper 2009-0820; AIAA: Reston, VA, USA, 2009.
157. Leonov, B.; Yarantsev, D.A. Instability in Post-Discharge Thermal Cavity. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2008, 36, 978–979. [[CrossRef](#)]
158. O'Briant, S.A.; Gupta, S.B.; Vasu, S.S. Review: Laser ignition for aerospace propulsion. *Propuls. Power Res.* 2016, 5, 1–21. [[CrossRef](#)]

159. Dumitrache, A.; Baumgardner, M.; Boissiere, A.; Maria, A.; Roucis, J.; Marchese, A.J.; Yalin, A. A study of laser induced ignition of methane–air mixtures inside a Rapid Compression Machine. *Proc. Combust. Inst.* 2017, 36, 3431–3439. [[CrossRef](#)]
160. Pilla, G.; Galley, D.; Lacoste, D.; Lacas, F.; Veynante, D.; Laux, C. Stabilization of a turbulent premixed flame using a nanosecond repetitively pulsed plasma. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2006, 34, 2471–2477. [[CrossRef](#)]
161. Aleksandrov, N.; Anikin, N.; Bazelyan, E.; Zatsepin, D.; Starikovskaia, S.; Starikovskii, A. Chemical Reactions and Ignition Initiation in Hydrocarbon–Air Mixtures by High-Voltage Nanosecond Gas Discharge; AIAA Paper 2001-2949; AIAA: Reston, VA, USA, 2011.
162. Lacoste, D.; Moeck, J.; Durox, D.; Laux, C.; Schuller, T. Effect of Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges on the Dynamics of a Swirl-Stabilized Lean Premixed Flame. *J. Eng. Gas Turbines Power* 2013, 135. [[CrossRef](#)]
163. Kim, W.; Mungal, M.; Cappelli, M. The role of in situ reforming in plasma enhanced Ultra Lean premixed methane/air flames. *Combust. Flame* 2010, 157, 374–383. [[CrossRef](#)]
164. Brieschenk, S.; O’Byrne, S.; Kleine, H. Laser-induced plasma ignition studies in a model scramjet engine. *Combust. Flame* 2013, 160, 145–148. [[CrossRef](#)]
165. An, A.; Wang, Z.; Yang, L.; Li, X.; Zhu, J. Experimental investigation on the impacts of ignition energy and position on ignition processes in supersonic flows by laser induced plasma. *Acta Astronaut.* 2017, 137, 444–449. [[CrossRef](#)]
166. Седов Л.Н. Методы подобия и размерности в механике. М. Наука. 1987. 430 с.
167. Anders A. Recombination of a Xenon Plasma Jet // *Contrib. Plasma Phys.* 1987. V. 27. № 5. P. 373-398.
168. Leonov S.B., Bityurin V.A. Hypersonic/supersonic flow control by electro-discharge plasma application // 11th AAAF/AIAA International Conference (Hypersonic 2002) AIAA-2002-5209.

169. Галеев И.Г., Гончаров В.Е., Тимеркаев Б.А и др. Особенности тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа. ТВТ.1990. т.28.№5. С.843-846.
170. Пащенко Н. Т., Райзер Ю. П. Тлеющий разряд в продольном потоке газа. Физика плазмы. Т.8. 1982. СС. 1086–1092.
171. Yu L., Laux C. O., Packan D. M, Kruger C.H. Direct-current glow discharges in atmospheric pressure air plasmas // J. Appl. Phys. 2002. V.91. PP. 2678.
172. Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И. и др. Продольный электрический разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха. ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып.7. С.27-32.
173. Mutaф-Yardimchi O., Saveliev A.V., Fridman A.A., Kennedy L.A.. Thermal and nonthermal regimes of gliding arc discharge. Journal of applied physics, 2000, V.47, N4, Pp. 1632 – 1641.
174. Calra C.S., Gutsol A.F., Fridman . Gliding arc Discharge as a Source of intermediate plasma for methane partial oxidation. IEEE transaction of plasma science. 2005, V. 33, N1, p. 32–41
175. Фирсов А.А., Битюрин В.А., Добровольская А.С., Тарасов Д.А., Трошкин Р.С., Бочаров А.Н. Свойства разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха для задач горения. В книге: Неравновесные процессы: плазма, горение, атмосфера. Москва, 2022. С. 85-90.
176. Фирсов А.А., Тарасов Д.А. Продольный электрический разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке. В книге: XLVI Академические чтения по космонавтике. Сборник тезисов, посвященные памяти академика С.П. Королёва и других выдающихся отечественных ученых - пионеров освоения космического пространства. В 4-х томах. Москва, 2022. С. 484-486.
177. Фирсов А.А. Горение в сверхзвуковом потоке с помощью разряда на пилоне. В книге: XLVI Академические чтения по космонавтике. Сборник тезисов, посвященные памяти академика С.П. Королёва и других выдающихся отечественных ученых-пионеров освоения космического пространства. В 4-х томах. Москва, 2022. С. 410-413.

178. Firsov A.A., Tarasov D.A., Troshkin R.S., Perevoshchikov E.E., Dobrovolskaya A.S., Bityurin V.A. Longitudinal dc discharge in a supersonic flow: numerical simulation and experimental investigation. В книге: International conference on the methods of aerophysical research. Novosibirsk, 2022. С. 49-50.
179. Фирсов А.А., Колосов Н.С., Ефимов А.В., Тарасов Д.А. Плазменно-стимулированное горение углеводородного топлива в сверхзвуковом потоке. В книге: Модели и методы аэродинамики. Материалы Двадцать первой международной школы-семинара. 2021. С. 134-136.
180. Филимонова Е. А. Кинетика процессов горения, конверсии оксидов азота и углеводородов, стимулированных наносекундными разрядами, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Москва 2021.
181. Ardelyan N. V., Bychkov V.L., Kosmachevskii K.V., Kochetov I.V. Kinetic Model of Pulsed Discharge in Humid Air. IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41 Issue 12. P.1 P. 3240 - 3244 DOI: 10.1109/TPS.2013.2277617
182. Surzhikov S.T., Shang J.S. Numerical Simulation of Subsonic Gas Flow with Glow Discharge and Magnetic Fields. Proceedings of the 4th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 9 – 11 April 2002, p.266 –276.
183. Glazkov V.V., Ivanov P.P., Sinkevich O.A. et al. Computer Simulation of Laminar Flows in Plasmatrons with variable Arc Length. The 3rd Workshop on magneto-plasma-aerodynamics in aerospace applications. Moscow. 24 – 26 April 2001. P.367-370.
184. Dvinin S.A., Mikheev V.V., Timofeev I.B. The Direct Current Discharge in the High Pressure Supersonic Gas Stream. 15-th International Conference on MHD Energy Conversion and Sixth International Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics. Moscow, May 24-27, 2005. V.2. P.665.
185. Benilov M.S., Naidis G.V. Simulation of low-current discharges in atmospheric-pressure air. The 5th International Workshop on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 7 – 10 April 2003. PP. 357-363. См. также: Benilov M.S., Naidis G.V. Modelling of low-

- current discharges in atmospheric-pressure air taking account of non-equilibrium effects. *J. Phys. D.* 2003. V.36. PP.1834-1841.
186. Попов Н.А. Моделирование продольного тлеющего разряда в потоке горячего воздуха при атмосферном давлении. *Физика плазмы.* 2006. Т.32. №3. СС.
 187. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985.
 188. Синкевич О.А., Стаханов И.П. Физика плазмы. Стационарные процессы в частично ионизованном газе. М.: Высшая школа, 1991. 191 с.
 189. Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд повышенного давления. М. Наука. 1990. 335 с.
 190. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A. and Silakov V.P. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures. *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992. V.1. #3. P.207-220. См. также Косый И.А., Костинский А.Ю., Матвеев А.А., Силаков В.П. Труды ИОФАН. Т.47. М: Наука. 1994. СС.37-57.
 191. Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F. and Osipov A.I. *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases.* Berlin. Springer. 2000.
 192. Физико-химические процессы в газовой динамике. Под ред. Г.Г.Черного и С.А.Лосева. Справочник. Т.1. Динамика физико-химических процессов в газе и плазме. М.МГУ.1995. 350 с.
 193. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R. and Bocharov A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment *Energies* 2022, 15, 7015. <https://doi.org/10.3390/en15197015>
 194. Битюрин В.А., Бочаров А.Н., Добровольская А.С., Попов Н.А. и Фирсов А.А.. *Физика плазмы*, 2023, Vol. 49, No. 5, pp. 425–437 V. A. Bityurina, A. N. Bocharov, A. S. Dobrovolskaya, N. A. Popov and A. A. Firsov. Re-Breakdown Process at Longitudinal–Transverse Discharge in a Supersonic Airflow. *Plasma Physics Reports*, 2023, Vol. 49, No. 5, pp. 575–586.
 195. Skvortsov V., Kuznetsov Yu., Litvinov V. et al. Investigation of aerodynamic effects at the electric discharge creation on the models of different geometry

- // The 2nd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 5 – 7 April 2000. PP.102-106.
196. Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Azarova O.A. et al. MW energy deposition for aerodynamic application // 41st Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, 6-9 Jan. 2003 / AIAA Paper 2003-361. 11p.
197. Гордеев В.П., Красильников А.В., Лагутин В.И., Отменников В.Н. Экспериментальное исследование возможности снижения аэродинамического сопротивления при сверхзвуковых скоростях с использованием плазменной технологии // Изв. РАН, МЖГ. 1996. №2. СС.177-182.
198. Klimov A., Bityurin V., Brovkin V. et al. Plasma Assisted Combustion. The 3rd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow, 24 – 26 April 2001. P. 33-37.
199. Alferov V.I. Peculiarities of Electric Discharge in High-Velocity Air Flow with Great Density Gradients // The 3rd Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow, 24 – 26 April 2001. PP. 121-128.
200. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. Экспериментальное исследование электрических разрядов постоянного тока в сверхзвуковых и дозвуковых потоках воздуха // Тр. ЦАГИ. 1991. Вып. 2505. СС.3-27.
201. Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И. и др. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела при наличии продольного электрического разряда // Препринт № 27. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 1997.
202. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. Процессы образования и гибели заряженных частиц в азотно-кислородной плазме. Химия плазмы. Вып.14 /Под ред. Б.М.Смирнова/. М. Энергоатомиздат. 1987. СС.227-255.
203. Александров А.Ф., Исаев К.Ш., Черников В.А. Излучение и химический состав эрозионной плазмы, истекающей в воздух// ТВТ.1990. Т. 28. № 5. С. 833-842.

204. Арделян Н. В., Камруков А. С., Козлов Н. П. и др. МГД-эффекты при взаимодействии с газом эрозионных плазменных потоков //ДАН СССР.1987. Т. 292. № 1. С.78.
205. Semenov, N.N. Chain Reactions, Moscow: Nauka, 1986.
206. Lewis B. and Von Elbe G. Combustion, Flames and Explosions of Gases, New York: Academic, 1961.
207. Coffee T.R. Kinetic Mechanisms for Premixed, Laminar, Steady State Methane/Air Flames, //Combustion and Flame. 1984, vol.55, No.2, p.161.
208. Frenklach M., Bornside D.E. Systematic Optimization of a Detailed Kinetic Model Using a Methane Ignition Example, //Combustion and Flame. 1984, vol.56, No.1, p.1.
209. Seery D.J., Bowman C.T. An experimental and analytical study of methane oxidation behind shock waves, //Combustion and Flame. 1970, vol.14, p.37.
210. Azatyan V.V. Doctoral (Chem.) Dissertation, Новые закономерности в газофазных разветвленно-цепных процессах, Moscow: Inst. of Chemical Physics, 1978.
211. Konstantinovskii R.S., Shibkov V.M., and Shibkova L.V. Effect of a gas discharge on the ignition in the hydrogen-oxygen system // *Kinetics and Catalysis*. 2005, vol.46, No.6, p.775.
212. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A. et al. Microwave and Direct-Current Discharges in High-Speed Flow: Fundamentals and Application to Ignition // *J. of Propulsion and Power*. 2009. 25, N 1. P. 123.
213. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. Свободнолокализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа, // Физика плазмы. 2005. 31, № 9. С. 857.
214. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны // Журн. техн. физики. 2005. 75, № 4. С. 67.
215. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В. Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда // Журн. техн. физики. 2005. 75, № 4. С. 74.

216. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 5. С. 68. (Aleksandrov A.F., Shibkov V.M., Shibkova L.V. Surface Microwave Discharge in High-Speed Air-Hydrocarbon Flows // Moscow Univ. Phys. Bull. 2008. 63. P. 365.)
217. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Издание 4-е. М.: Наука, 1976. 597 с.
218. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. -М.: 1949, 404с.
219. Kovacs I. Rotational structure in the spectra of diatomic molecules. Вр.: Akad. Kiado, 1961, 320р.
220. Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Соболев Н.Н. Механизмы формирования распределений электронно-возбужденных молекул по колебательно-вращательным уровням в газовом разряде. -Труды ФИАН СССР, 1985, т.157, с6-85.
221. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит. 2006. 472 с.
222. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.:Наука. 1980.
223. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.А. Факторы Франка-Кондона двухатомных молекул. М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1984.
224. Животов В.К., Русанов В.Д., Фридман А.А. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985.
225. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат 1980.
226. Хьюбер К.-П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. В 2-х ч. М.: Мир, 1984.
227. Оптическая пирометрия плазмы. Сборник статей. Под редакцией Н.Н.Соболева. Москва. Иностранная литература. 1969, 428 с.
228. Maecker H., Peters T. Das elektronenkontinuum in der Säule des hochstromkohllebogens und in anderen bögen. // Zeitschrift für Physik. 1954. V. 139. P. 448-463.

229. Laux, C.O., Optical Diagnostics and Collisional-Radiative Models, VKI Course on Hypersonic Entry and Cruise Vehicles, Stanford University, June 30 – July 3, 2008.
230. Фирсов А.А., Битюрин В.А., Добровольская А.С., Тарасов Д.А., Перовошиков Е.Е., Бочаров А.Н. Перепробой продольно-поперечного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке. В книге: Неравновесные процессы: плазма, горение, атмосфера. Москва, 2022. С. 69-72.
231. Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. Физическая Электроника газоразрядных устройств. Часть 2. Москва. Высшая Школа 1993.С. 249
232. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат 1974.
233. Предводителей А.С., Ступоченко Е.В., Плешанов А.С., Самуйлов Е.В., Рождественский И.Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. (для температур от 200 до 6000 К, и давлений 0.00001 до 100 атмосфер). Вычислительный центр АН СССР. М.: 1962 г., 269 с.
234. Предводителей А.С., Ступоченко Е.В., Плешанов А.С., Самуйлов Е.В., Рождественский И.Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. (для температур от 6000 до 12000 К, и давлений 0.001 до 1000 атмосфер). Вычислительный центр АН СССР. М.: 1957 г., 302 с.
235. Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M. The mechanism of re-breakdown within a post-arc channel in long non-uniform air gaps. J. phys D: Appl. Phys. 1998, V.31, с.1343 –1351.
236. Физика и техника низкотемпературной плазмы. / Под. ред. Дресвина С. В. М.: Атомиздат, 1972 г.
237. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin D., Docharov A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment Energies, V. 15, 7015. <https://doi.org/10.3390/en15197015>.
238. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Атомиздат 1968.
239. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Т. 2. Установившийся ток. М.: ГРФМЛ, 1971 г.

240. Баранов В.Ю., Васильева И.А. Электрическая дуга в потоке аргона. // Теплофизика высоких температур. 1964. Т.2. №4. С. 672 – 679.
241. Баранов В.Ю. Некоторые эффекты, наблюдаемые при изучении электрической дуги в потоке газа. // Теплофизика высоких температур. 1966. Т. 4. №6. С. 621 – 624.
242. Starikovskiy A., Meehan K., Williams J., and Miles R. B., Stall Control at High Angle of Attack by NS pulsed Actuator in Burst Mode in Proceedings of the 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Grapevine, TX, 2017, Paper AIAA 2017-3342.
243. Zheng J. G., Cui Y. D., Zhao Z. J., Li J., and Khoo B. C., Investigation of airfoil leading edge separation control with nanosecond plasma actuator, Phys. Rev. Fluids 1, 073501 (2016).
244. Wolk, B.; DeFilippo, A.; Chen, J.-Y.; Dibble, R.; Nishiyama, A.; Ikeda, Y. Enhancement of flame development by microwave-assisted spark ignition in constant volume combustion chamber. Combust. Flame 2013, 160, 1225–1234. [[CrossRef](#)]
245. Kopyl, V.; Surkont, O.S.; Shibkov, V.M.; Shibkova, L.V. Stabilization of liquid hydrocarbon fuel combustion by using a programmable microwave discharge in a subsonic airflow. Plasma Phys. Rep. 2012, 38, 503–512. [[CrossRef](#)]
246. Акишев Ю.С., Апонин Г.И., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Панькин М. В., Петряков А.В., Трушкин Н.И. О чередовании нестационарных режимов газового разряда в промежутке острие-полуплоскость с потоком воздуха при атмосферном давлении. Физика плазмы, 2008, Т. 34, с. 347-360.
247. Akishev Yu.S., Balakirev A.A, Grushin M.E., Karalnik V.B., Medvedev M.A., Petryakov A.V., Trushkin N I. Pin-to-plane self-pulsing discharge in transversal airflow: interaction with a substrate of plasma filaments blown out from the discharge zone Plasma Sources Science and Technology, V. 29, 045012.

248. Korolev Y.D.; Frants O.B, Geyman V.G, Landl N.V., Kasyanov V.S. Features of a near-cathode region in a gliding arc discharge in air flow. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2014, V. 23, 054016.
249. Korolev Y.D.; Frants O.B.; Landl N.V.; Geyman V.G.; Suslov A.I. Low-Current “Gliding Arc” in an Air Flow. *IEEE transactions on plasma science*, 2011, V. 39, N. 12, 3319-3325.
250. Korolev Y.D.; Frants O.B.; Landl N.V.; Geyman V.G.; Suslov A.I. Parameters of a positive column in a gliding glow discharge in air. *Physics of plasmas*, 2017, V. 24, 103526.
251. Landl N.V, Nekhoroshev V.O., Korolev Y.D., Frants O.B., and Kasyanov V.S. A study of the plasma jet formed by the glow discharge in an air flow in the electrode system of a gliding arc. *Russian Physics Journal*, 2024, Vol. 67, No. 1, 78–86.
252. Очкин В.Н. Спектроскопия плазмы. М.: Физматлит. 2010. 590 с.
253. Методы исследования плазмы. / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир 552 с.
254. Колесников В.П. Дуговой разряд в инертных газах. Труды Физического института имени П.П.Лебедева. 1964. Т. 30, С. 66–139.
255. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда. // *ЖТФ*. 2007. Т. 77. № 5. С.10-18
256. Czemichowski A. Gliding arc. Applications to engineering and environment control *Pure &Appl. Chern.*, 1994, V. 66, No. 6, pp. 1301-1310.

Приложение 1. Расчет колебательно- вращательных спектров в плазме.

Чтобы определять колебательную и вращательную температуру, необходимо иметь возможность расчета молекулярных спектров в плазме. Методика расчетов была приведена в диссертации [23] и использовалась ранее при написании целого ряда работ [22, 23], проводимых в лаборатории.

В данной диссертации использовались полосы второй положительной системы азота: (0;2) с длиной волны канта $\lambda=380.49$ нм, (1;3) $\lambda=375.54$ нм, (2;4) $\lambda=371.05$ нм и (3;5) $\lambda=367.19$ нм и полосы молекулы циана (0;0) $\lambda=388.34$ нм, (1;1) $\lambda=387.14$ нм, (2;2) $\lambda=386.19$ нм, (3;3) $\lambda=385.47$ нм.

Экспериментально полученные спектры сравнивались с рассчитанными. Для моделирования брали вторую положительную систему полос азота, первую отрицательную систему в ионе N_2^+ , фиолетовую систему полос CN. Необходимо было описать термы для каждого уровня, подставив нужные константы [222, 223, 224, 225, 226] и учитывая типы связи по Гунду; рассчитать длины волн и интенсивности. Вторая положительная система N_2 и система полос Свана имеют промежуточный тип связи «a-b» по Гунду, у фиолетовой системы CN и N_2^+ реализуется чистый тип связи «b». При расчете интенсивностей факторы Франка-Кондона брались из [223], факторы Хенля-Лондона рассчитывались отдельно по формулам [221]. При расчетах использовалась программа в среде Матлаб. Распределение по вращательным и колебательным уровням предполагалось больцмановским.

В данной работе рассматривались полосы второй положительной системы азота: (0;2) с длиной волны канта $\lambda=380.49$ нм, (1;3) $\lambda=375.54$ нм, (2;4) $\lambda=371.05$ нм и (3;5) $\lambda=367.19$ нм и полосы молекулы циана (0;0) $\lambda=388.34$ нм, (1;1) $\lambda=387.14$ нм, (2;2) $\lambda=386.19$ нм, (3;3) $\lambda=385.47$ нм. Приведем ниже основные формулы и сведения, необходимые для расчета.

Решение уравнения для ротатора, описывающего вращение молекул [218] зависит от значений квантового числа полного момента J , проекции орбитального момента количества движения на ось молекулы A , и может быть записано в виде:

$$F(J) = E_J/hc = B_v(J(J+1) - A^2) - D_v J^2(J+1)^2,$$

Вращательная постоянная B_v для данного колебательного уровня v есть

$$B_v = \frac{h}{8\pi^2 c \mu} \left(\frac{1}{r^2} \right)_{cp}.$$

D_v – малый поправочный член, который всегда значительно меньше B_v и связан с ним формулой:

$$D_v = D_e - \beta_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \dots, \quad D_e = \frac{4B_e^3}{\omega^2}, \quad B_v = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \dots,$$

где B_e и D_e – значения вращательных постоянных в равновесном состоянии, ω – частота колебания в см^{-1} , v – колебательное квантовое число, α_e и β_e – константы. Вращение и колебание молекулы происходят одновременно, и поэтому должно быть рассмотрено взаимодействие между этими движениями, что учтено в формулах этого приложения.

Положение колебательных уровней описывается формулой [221]:

$$G(v) = E_v/hc = \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots,$$

где v – колебательное квантовое число.

В общем случае энергия молекулы есть сумма колебательной и вращательной энергий. Спектры могут быть классифицированы (по Гунду) на несколько случаев (а), (б) и (аб).

В случае «а» наиболее сильным взаимодействием является взаимодействие суммы момента количества движения электронов $\mathbf{L}$ и спинного момента $\mathbf{S}$ с аксиальным полем молекулы. Поэтому их проекции на межъядерную ось Λ и Σ сохраняются. Поскольку полный момент количества движения $\mathbf{J} = \mathbf{N} + \mathbf{\Omega}$ сохраняется, то состояние с суммой моментов $\Lambda + \Sigma = \Omega$ при взаимодействии со спином расщепляется на $2\mathbf{S} + 1$ термов, отличающихся значениями Ω .

В случае связи «б» наиболее сильно связаны момент количества движения электронов $\mathbf{L}$ и момент поле молекулы. В этом случае сохраняется их сумма $\Lambda + \mathbf{R} = \mathbf{N}$. Полный момент количества движения есть $\mathbf{J} = \mathbf{N} + \mathbf{S}$.

Промежуточный тип связи: «аб» реализуется, если при изменении вращательного квантового числа электронное состояние молекулы может перейти из типа «а» в тип «б».

Формулы расчета термов триплетного состояния с $\Lambda > 0$ для случая «a-b» [219, 220] имеют вид:

$$F_1(J) = \nu_0 + B_v[-\Lambda^2 + \frac{2}{3} + J(J+1) - \sqrt{y_1 + 4J(J+1)} - \frac{2(y_2 - 2J(J+1))}{3(y_1 + 4J(J+1))}] + \dots,$$

$$F_2(J) = \nu_0 + B_v[-\Lambda^2 + \frac{2}{3} + J(J+1) + \frac{4(y_2 - 2J(J+1))}{3(y_1 + 4J(J+1))}] + \dots,$$

$$F_3(J) = \nu_0 + B_v[-\Lambda^2 + \frac{2}{3} + J(J+1) + \sqrt{y_1 + 4J(J+1)} - \frac{2(y_2 - 2J(J+1))}{3(y_1 + 4J(J+1))}] + \dots,$$

где

$$\nu_0 = T_e + \omega_e(v + 1/2) - \omega_e x_e(v + 1/2)^2 + \omega_e y_e(v + 1/2)^3,$$

$$y_1 = \Lambda^2 Y(Y-4) + \frac{4}{3}, \quad y_2 = \Lambda^2 Y(Y-1) - \frac{4}{9}, \quad Y = A/B_v,$$

A – постоянная спин-орбитального расщепления.

Перейдем теперь к описанию полной системы линий. Электронно-колебательно-вращательный спектр состоит из систем электронных переходов, внутри которых существуют уровни, связанные с переходами между колебательными и вращательными уровнями. Для каждого типа переходов есть свои правила отбора.

Фрагменты вращательной структуры в пределах перехода между колебательными состояниями двух электронных состояний представляют полосу – отсюда название молекулярных спектров «полосатые». Линии вращательной структуры образуют в каждой полосе серии, называемые ветвями. Ветви, для которых $\Delta J = 0$, $\Delta J = +1$, $\Delta J = -1$, называются Q-, R-, P-ветвями. Верхний и нижний уровни перехода используют верхний индекс ' и " соответственно.

Для больцмановского распределения по вращательным уровням с температурой T , интенсивности спонтанного излучения индивидуальной электронно-колебательно-вращательной линии рассчитываются по формуле [221]:

$$I_{n'v'J'-n''v''J''} = \text{const} \cdot (v_{n'v'J'-n''v''J''})^4 \left| R_e^{mn}(r_{v'v}) \right|^2 q_{v'v''} S_{J'J''} g_{s,a} \exp\left(-\frac{hcF'(J')}{kT}\right),$$

где n – указывает электронное состояние, v – номер колебательного уровня, J – полный момент вращательного уровня, $F'(J')$ – вращательный терм верхнего состояния, $g_{s,a}$ – величина, учитывающая различие статистических весов симметричных и антисимметричных состояний гомоядерных молекул, h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана, $q_{v'v''}$ – фактор Франка-Кондона, $|R_e|^2$ – электронный момент перехода, $\langle S_{J'J''} \rangle$ – фактор Хенля-Лондона. Перечисленные параметры рассчитываются теоретически с использованием различных квантовомеханических методов. Квадрат матричных элементов дипольных моментов переходов определяет распределение интенсивности в электронной структуре спектра. С моментами электронных переходов однозначно связаны силы электронных переходов S_e . Факторы Франка-Кондона определяют распределение интенсивностей в колебательной структуре спектра.

Факторы Хенля-Лондона определяют распределение интенсивностей во вращательной структуре спектра данного $v'-v''$ электронно-колебательного перехода.

Факторы Хенля-Лондона хорошо описывают распределение интенсивностей во вращательной структуре спектра только в том случае, если в молекуле незначительны колебательно-вращательные взаимодействия и факторы Франка-Кондона существенно не зависят от вращательного квантового числа J .

Ниже представлены таблицы с параметрами, необходимыми для моделирования спектров двухатомных молекул.

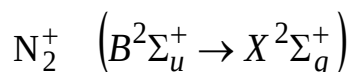


Таблица 1

$T_e, \text{ см}^{-1}$	$\omega_e, \text{ см}^{-1}$	$\omega_e x_e, \text{ см}^{-1}$	$B_e, \text{ см}^{-1}$	$D_e \cdot 10^6, \text{ см}^{-1}$	$\alpha_e, \text{ см}^{-1}$
$B^2\Sigma_u^+$					
25461.4	2419.84	23.18	2.075	6.17	0.024

$X^2\Sigma_g^+$					
0	2207.00	16.10	1.932	6.10	0.019

Факторы Франка-Кондона для $N_2^+ \left(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+ \right)$ Таблица 2

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4
0	0.651	0.259	0.0702	0.0160	0.00330
1	0.301	0.223	0.286	0.132	0.0427
2	0.0454	0.406	0.0506	0.229	0.165
3	0.00225	0.00106	0.414	0.00210	0.156
4	0.0000145	0.00693	0.166	0.379	0.00673

CN $\left(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+ \right)$ Таблица 3

$T_e, \text{см}^{-1}$	$\omega_e, \text{см}^{-1}$	$\omega_e x_e, \text{см}^{-1}$	$B_e, \text{см}^{-1}$	$D_e \cdot 10^6, \text{см}^{-1}$	$\alpha_e, \text{см}^{-1}$	A
$B^2\Sigma^+$						
25752	2163.9	20.2	1.97	6.6	0.023	
$X^2\Sigma^+$						
0	2068.59	13.09	1.9	6.4	0.017	26.9 (v=0)

Факторы Франка-Кондона для CN $\left(B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+ \right)$ Таблица 4

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	0.918	0.0760	0.0058	0.0003					
1	0.0809	0.779	0.124	0.0143	0.0012	0.0001			
2	0.0012	0.142	0.675	0.155	0.0239	0.0026	0.0002		
3		0.0028	0.190	0.593	0.174	0.0342	0.0046	0.0005	0.0001
4			0.0043	0.232	0.528	0.182	0.0452	0.0071	0.001
5			0.0001	0.0054	0.267	0.484	0.178	0.0554	0.0097
6				0.0002	0.005	0.293	0.458	0.164	0.0639
7					0.0007	0.0032	0.309	0.455	0.142
8						0.0017	0.0009	0.312	0.475
9							0.0031	0.0001	0.296

Поскольку в силу малой интенсивности линий получить полностью разрешенную структуру невозможно в качестве уширяющей функции использовался гауссовский контур линии:

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right).$$

При малой ширине входной щели аппаратная функция монохроматора также близка к гауссовской. Для широкой щели аппаратная функция трапецеидальна:

$$W(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(|x - \bar{x}| - \delta)^2}{2\sigma^2}\right), & |x - \bar{x}| > \delta \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}, & |x - \bar{x}| < \delta \end{cases}$$

Приложение 2. Таблицы изменения химического состава равновесной воздушной плазмы от температуры

Расчет химического состава воздушно равновесной плазмы атмосферного давления проводился в работах [233, 234], с учетом заряженных компонент в работах [235] (при низких температурах газа), [236] (данные перепечатаны в книге [35] стр. 211), а также в книге [231]. Ниже в таблице приведены данные из [235, 35].

Таблица 1. Расчет состава равновесной плазмы при низких температурах [235]

	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
e, см ⁻³			3,1·10 ⁶	1,2·10 ⁹	6,3·10 ¹⁰	9,4·10 ¹¹	6,0·10 ¹²
N, см ⁻³		2,6·10 ⁵	2,9·10 ⁹	7,4·10 ¹¹	2,9·10 ¹³	3,8·10 ¹⁴	2,6·10 ¹⁵
O, см ⁻³	2,2·10 ⁸	9,0·10 ¹²	1,1·10 ¹⁵	1,8·10 ¹⁶	1,1·10 ¹⁷	3,1·10 ¹⁷	4,7·10 ¹⁷
NO, см ⁻³	2,2·10 ¹⁴	5,9·10 ¹⁵	2,7·10 ¹⁶	6,3·10 ¹⁶	9,8·10 ¹⁶	1,0·10 ¹⁷	7,5·10 ¹⁶

Таблица 2. Расчет состава равновесной плазмы как функции температуры [235]

T	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000
e		6,3·10 ¹²	5,9·10 ¹³	2,14·10 ¹⁴	6,20·10 ¹⁴	2,16·10 ¹⁵	6,82·10 ¹⁵
N ₂	1,8·10 ¹⁸	1,19·10 ¹⁸	8,56·10 ¹⁷	6,22·10 ¹⁷	2,57·10 ¹⁷	5,45·10 ¹⁶	9,92·10 ¹⁵
O ₂	3,9·10 ¹⁷	5,31·10 ¹⁶	3,43·10 ¹⁵	3,08·10 ¹⁴	4,18·10 ¹³	8,76·10 ¹²	2,93·10 ¹²

NO	$1,01 \cdot 10^{17}$	$7,6 \cdot 10^{16}$	$2,53 \cdot 10^{16}$	$9,91 \cdot 10^{15}$	$2,99 \cdot 10^{15}$	$7,54 \cdot 10^{14}$	$2,12 \cdot 10^{14}$
N		$2,52 \cdot 10^{15}$	$3,67 \cdot 10^{16}$	$2,06 \cdot 10^{17}$	$5,10 \cdot 10^{17}$	$6,52 \cdot 10^{17}$	$6,20 \cdot 10^{17}$
O	$1,08 \cdot 10^{17}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	$4,6 \cdot 10^{17}$	$3,81 \cdot 10^{17}$	$2,73 \cdot 10^{17}$	$2,03 \cdot 10^{17}$	$1,72 \cdot 10^{17}$
N ⁺				$2,86 \cdot 10^{12}$	$1,65 \cdot 10^{14}$	$1,51 \cdot 10^{15}$	$5,53 \cdot 10^{15}$
N ⁻		$3,98 \cdot 10^5$	$8,20 \cdot 10^7$	$2,05 \cdot 10^9$	$1,67 \cdot 10^{10}$	$7,70 \cdot 10^{10}$	$1,95 \cdot 10^{11}$
O ⁺				$6,58 \cdot 10^{12}$	$8,57 \cdot 10^{13}$	$3,82 \cdot 10^{14}$	$1,10 \cdot 10^{15}$
O ⁻		$1,09 \cdot 10^{11}$	$3,19 \cdot 10^{11}$	$4,3 \cdot 10^{11}$	$4,7 \cdot 10^{11}$	$5,96 \cdot 10^{11}$	$1,01 \cdot 10^{12}$
N ₂ ⁺⁻		$1,00 \cdot 10^9$	$1,00 \cdot 10^{11}$	$1,58 \cdot 10^{12}$	$2,17 \cdot 10^{13}$	$4,50 \cdot 10^{13}$	$4,12 \cdot 10^{13}$
O ₂ ⁺⁻				$1,46 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{11}$	$2,21 \cdot 10^{11}$	$1,98 \cdot 10^{11}$
NO ⁺				$2,02 \cdot 10^{14}$	$3,55 \cdot 10^{14}$	$2,27 \cdot 10^{14}$	$1,13 \cdot 10^{14}$
Ar ⁺				$3,00 \cdot 10^{10}$	$7,08 \cdot 10^{11}$	$4,96 \cdot 10^{12}$	$2,03 \cdot 10^{13}$

Таблица 2. Продолжение

T	10000	11000	12000	14000	16000	18000	20000
e	$1,72 \cdot 10^{16}$	$3,58 \cdot 10^{16}$	$6,42 \cdot 10^{16}$	$1,29 \cdot 10^{17}$	$1,82 \cdot 10^{17}$	$1,87 \cdot 10^{17}$	
N ₂	$2,12 \cdot 10^{15}$	$5,25 \cdot 10^{14}$	$1,40 \cdot 10^{14}$				
O ₂	$1,21 \cdot 10^{12}$	$5,49 \cdot 10^{11}$	$2,52 \cdot 10^{11}$				
NO	$7,03 \cdot 10^{13}$	$2,57 \cdot 10^{13}$	$9,68 \cdot 10^{12}$				
N	$5,45 \cdot 10^{17}$	$4,62 \cdot 10^{17}$	$3,77 \cdot 10^{17}$	$1,86 \cdot 10^{17}$	$6,18 \cdot 10^{16}$	$1,90 \cdot 10^{16}$	$6,50 \cdot 10^{15}$
O	$1,49 \cdot 10^{17}$	$1,28 \cdot 10^{17}$	$1,07 \cdot 10^{17}$	$6,00 \cdot 10^{16}$	$2,47 \cdot 10^{16}$	$8,16 \cdot 10^{15}$	$2,82 \cdot 10^{15}$
N ⁺	$1,44 \cdot 10^{16}$	$3,03 \cdot 10^{16}$	$5,45 \cdot 10^{16}$	$1,08 \cdot 10^{17}$	$1,48 \cdot 10^{17}$	$1,49 \cdot 10^{17}$	$1,49 \cdot 10^{17}$
N ⁻	$5,55 \cdot 10^{11}$	$9,98 \cdot 10^{11}$	$1,37 \cdot 10^{12}$	$1,25 \cdot 10^{12}$	$5,65 \cdot 10^{11}$	$1,02 \cdot 10^{11}$	
O ⁺	$3,59 \cdot 10^{15}$	$5,21 \cdot 10^{15}$	$9,29 \cdot 10^{15}$	$2,06 \cdot 10^{16}$	$3,30 \cdot 10^{16}$	$3,80 \cdot 10^{16}$	$3,67 \cdot 10^{16}$
O ⁻	$1,97 \cdot 10^{12}$	$2,58 \cdot 10^{12}$	$3,01 \cdot 10^{12}$				
N ₂ ⁺⁻	$3,25 \cdot 10^{13}$	$2,44 \cdot 10^{13}$	$1,72 \cdot 10^{13}$				
O ₂ ⁺⁻	$1,85 \cdot 10^{11}$	$1,69 \cdot 10^{11}$	$1,48 \cdot 10^{11}$				
NO ⁺	$6,05 \cdot 10^{13}$	$3,41 \cdot 10^{13}$	$1,97 \cdot 10^{13}$				
Ar ⁺	$6,25 \cdot 10^{13}$	$1,55 \cdot 10^{14}$	$3,20 \cdot 10^{14}$				