

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

*На правах рукописи*

**Алексеев Алексей Ильич**

**Методы оптимизации плазменно-стимулированного воспламенения**

**углеводородной смеси в высокоскоростном потоке**

01.04.08 – физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент Черников В. А.

Москва-2020

ВВЕДЕНИЕ .....	4
Глава 1. Обзор литературы.....	10
§ 1.1 Электрический разряд в сверхзвуковом потоке .....	10
§ 1.2 Тепловой механизм воспламенения при помощи плазмы .....	11
§ 1.3 Комбинированный механизм воспламенения с использованием неравновесной плазмы.....	14
§ 1.4 МГД метод в плазменной аэродинамике .....	21
§ 1.5 Стабилизация воспламенения с помощью разрядов квазипостоянного тока .....	26
§ 1.6 Стабилизация воспламенения при помощи СВЧ-разряда .....	33
§ 1.7 Продольно-поперечные разряды постоянного тока.....	43
§ 1.8 Импульсные разряды .....	47
Глава 2. Описание экспериментальных установок .....	54
§ 2.1 Общая схема экспериментального стенда .....	54
§ 2.2 Схема экспериментальной установки для исследования возможности воспламенения топливной смеси при помощи малогабаритного магнитоплазменного компрессора (МПК).....	59
§ 2.3 Газодинамические параметры экспериментального стенда .....	63
§ 2.4 Характеристики плазмы ППР в потоке.....	67
Глава 3. Влияние внешнего магнитного поля на характер разряда в сверхзвуковом потоке .....	70
§ 3.1 Влияние внешнего магнитного поля на разряд в конфигурации №1 .....	72
§ 3.2 Влияние внешнего магнитного поля на разряд в конфигурации №2 .....	74
Глава 4. Исследование возможности управления процессом воспламенения и горения воздушно-углеводородной смеси в сверхзвуковом потоке при помощи внешнего магнитного поля.....	81
§ 4.1 Характеристики магнитного поля постоянных магнитов.....	81

§ 4.2 Регистрация процессов воспламенения и горения в присутствии внешнего магнитного поля .....	83
§ 4.3 Элементарная модель влияния внешнего магнитного поля на разряд в сверхзвуковом потоке .....	90
§ 4.4 Исследование методом скоростной видеосъёмки разряда находящегося под действием внешнего магнитного поля в сверхзвуковом потоке .....	97
§ 4.5 Спектральные измерения разряда находящегося под действием внешнего магнитного поля в сверхзвуковом потоке .....	103
Глава 5. Использование малогабаритного МПК, работающего в частотном режиме, для реализации воспламенения и горения топливовоздушной смеси в высокоскоростном потоке .....	112
§ 5.1 Определение начальных параметров разряда малогабаритного и маломощного МПК .....	112
§ 5.2 Исследование возможности работы малогабаритного МПК в частотном режиме .....	119
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	132
ПУБЛИКАЦИИ .....	134
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	136

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы

В настоящее время значительное внимание уделяется достаточно новой области физики – плазменной аэродинамике. Интерес к этой области обусловлен перспективами применения плазменных технологий для решения прикладных задач гиперзвуковой аэродинамики: плазменно-стимулированного горения и модификации аэродинамических характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов. В частности, широко изучается применение плазмы для стабилизации горения воздушно-топливной смеси в прямоточных камерах сгорания гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателей. Применение плазменных источников способно обеспечить объемное и быстрое воспламенение топливно-воздушной смеси за счет диссоциированных молекул и эффективной наработки свободных радикалов в плазме даже при гиперзвуковых скоростях полета.

В качестве плазменных источников рассматриваются различные типы газового разряда: высоковольтные, импульсные и СВЧ разряды, а также разряды постоянного тока и барьерные разряды. Каждый из указанных типов разряда обладает определенными преимуществами и недостатками. Основными недостатками большинства типов разряда является малая область взаимодействия топливной смеси с плазмой разряда и малое время взаимодействия вследствие сноса плазмы потоком.

Одним из методов решения указанных проблем может являться создание в области разряда магнитного поля, которое при определенной ориентации изменяет траекторию движения как плазменных, так и образовавшихся при горении заряженных частиц. При этом увеличивается время взаимодействия топливной смеси с плазмой, что может привести к частичной стабилизации фронта горения.

При использовании импульсных генераторов плазмы, в частности магнитоплазменного компрессора (МПК), имеется возможность создания плазменной струи с такими значениями скорости, что сверхзвуковой поток почти не оказывает влияния на процесс её распространения. Вместе с этим МПК позволяет

получить объемные высокотемпературные плазменные образования, использование которых позволяет реализовать стабильное горение топливной смеси в высокоскоростном потоке.

### **Цель и задачи исследования**

Целью настоящей работы являлось изучение способов повышения эффективности методов плазменно-стимулированного воспламенения топливно-воздушной смеси в высокоскоростных потоках. В частности, исследование влияния внешнего магнитного поля на процесс воспламенения и горения высокоскоростных топливно-воздушных потоков при помощи плазмы продольно-поперечного разряда (ППР). А также изучение возможности применения малогабаритного магнитоплазменного компрессора, работающего в частотном режиме, для реализации воспламенения и горения высокоскоростных топливно-воздушных потоков. Для достижения поставленной цели в рамках исследования решались следующие задачи:

- 1) Проведение экспериментальных исследований с целью определения возможности повышения эффективности воспламенения топливной смеси в условиях сверхзвукового потока плазмой продольно-поперечного разряда при наличии внешнего магнитного поля.
- 2) Исследование возможности управления при помощи внешнего магнитного поля процессом воспламенения и горения топливно-воздушной смеси плазмой продольно-поперечного разряда в высокоскоростном потоке.
- 3) Качественное описание процесса взаимодействия разряда в сверхзвуковом потоке с внешним магнитным полем на основе простейшей теоретической модели.
- 4) Разработка и создание малогабаритного магнитоплазменного компрессора, и определение основных параметров разряда, созданного таким магнитоплазменным компрессором.
- 5) Проведение экспериментальных исследований по реализации частотного режима объёмного горения воздушно-топливной смеси в условиях сверхзвукового потока при помощи магнитоплазменного компрессора.

б) Определение максимальной частоты следования импульсов разряда МПК, при которых фиксируется стабильное горение топливной смеси в каждом импульсе.

### **Методы исследования**

Решение поставленных задач осуществлялось с помощью диагностического комплекса, состоящего из системы пьезоэлектрических датчиков давления; чувствительного фотоэлектронного умножителя; цифрового спектрографа; системы измерения электрических параметров разрядов, включающей шунты, пояс Роговского, делители напряжения; высокоскоростной цифровой камеры; сверхскоростного фоторегистратора; цифровых осциллографов; компьютеров.

### **Объект и предмет исследования**

Объектом исследования является процесс плазменно-стимулированного воспламенения углеводородной смеси в высокоскоростном потоке при использовании ППР или МПК. Предметом исследования являются методы повышения эффективности плазменно-стимулированного воспламенения существующих источников плазмы: использование внешнего магнитного поля для ППР, применение маломощной, малогабаритной модификации для МПК.

### **Научная новизна работы**

Научная новизна результатов, полученных в работе, состоит в следующем:

1) Изучено влияние внешнего магнитного поля на характер развития продольно-поперечного разряда в условиях сверхзвукового потока.

2) Впервые показана возможность управления процессами воспламенения и горения топливной смеси, инициируемые плазмой продольно-поперечного разряда, в сверхзвуковом потоке при помощи внешнего магнитного поля.

3) Впервые реализован частотный режим объемного горения воздушно-топливной смеси в высокоскоростном потоке под действием импульсной плазмы малогабаритного магнитоплазменного компрессора. Показано, что стабильное воспламенение и горение топливной смеси в частотном режиме работы МПК

ограничено максимальной частотой следования импульсов в серии, которая для данных условий работы установки составляет величину  $f \leq 25$  Гц.

4) На основании проведенных экспериментальных исследований, в том числе и спектральных измерений, показано, что при частоте следования импульсов разряда МПК  $f \leq 25$  Гц воспламенение и горение воздушно-пропановой смеси стабильно реализуется в каждом импульсе в серии.

### **Практическая значимость работы**

Полученные в работе результаты позволяют объяснить процессы воздействия внешнего магнитного поля на электрический разряд в сверхзвуковом потоке, а также возможность управления с его помощью плазменно-стимулированным горением в потоке топливной смеси.

Экспериментально доказана возможность применения магнитоплазменного компрессора, работающего в частотном режиме, для плазменно-стимулированного воспламенения топливной смеси в высокоскоростном потоке.

Результаты диссертации могут быть применены для выработки рекомендаций по разработке практических методов реализации плазменно-стимулированного горения при создании гиперзвуковых летательных аппаратов, в частности, для разработки новых методов оптимизации прямоточных камер сгорания, работающих в условиях сверхзвукового воздушного потока.

Повышение эффективности плазменно-стимулированного воспламенения сверхзвуковых воздушно-углеводородных потоков позволит уменьшить габариты камеры сгорания гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя, что в свою очередь окажет положительное влияние на массу и дальность полёта летательного аппарата.

### **Положения выносимые на защиту**

1. Влияние внешнего магнитного поля на продольно-поперечный разряд в условиях сверхзвукового потока проявляется в изменении формы и длины разрядного канала под действием силы Ампера, что соответствует либо увеличению (сила Ампера лежит в плоскости электродов и направлена от анода

к катоду), либо уменьшению области взаимодействия плазмы с набегающим потоком (сила Ампера лежит в плоскости электродов и направлена от катода к аноду). При этом вектор индукции магнитного поля перпендикулярен плоскости электродов.

2. Внешнее магнитное поле позволяет эффективно управлять процессом воспламенения высокоскоростной топливно-воздушной смеси плазмой продольно-поперечного разряда. В результате увеличения области взаимодействия плазмы с потоком под влиянием внешнего магнитного поля увеличивается интенсивность свечения продуктов воспламенения более чем в 3 раза и возрастает давление в разрядной секции (на 20%). При уменьшении области взаимодействия плазмы с потоком давление в разрядной секции уменьшается (на 60%) и могут реализоваться условия, при которых процесс воспламенения полностью прекратится.
3. При распространении разряда в верхнюю область над электродами изменение длины разрядного канала пропорционально квадратному корню от величины индукции магнитного поля  $L \sim \sqrt{B}$ .
4. Маломощный, малогабаритный магнитоплазменный компрессор при меньших значениях рабочего напряжения и тока способен создавать плазменные струи, которые по своим характеристикам близки к плазменным струям классического магнитоплазменного компрессора и могут успешно применяться для воспламенения топливно-воздушной смеси в высокоскоростном потоке.
5. Малогабаритный магнитоплазменный компрессор позволяет реализовать частотный режим объёмного плазменно-стимулированного воспламенения и горения воздушно-топливной смеси. Максимальная достигнутая частота следования импульсов составляет 25 Гц.

### **Достоверность результатов**

Использование в работе различных диагностических методов, соответствие между собой данных, полученных разными методами, согласованность экспериментальных данных с результатами теоретического анализа, а также

согласие с результатами других исследователей обеспечивают достоверность полученных результатов.

### **Апробация результатов**

Представленные в работе результаты докладывались на научных семинарах кафедры физической электроники Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, на XLII, XLIII, XLIV, XLV Международных конференциях по физике плазмы и УТС (Россия, г. Звенигород, февраль 2015, 2016, 2017 г. и апрель 2018 г.), конференции «Ломоносовские чтения» (Россия, г. Москва, апрель 2018 г.).

### **Публикации**

По результатам работы опубликовано 3 статьи в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в Scopus, Web of Science, RSCI и 7 тезисов докладов на всероссийских и международных конференциях. Список публикаций приведён в конце диссертации.

### **Личный вклад автора**

Представленные в работе результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Постановка цели исследования, определение необходимых задач, способов их решения, а также интерпретация полученных результатов осуществлены совместно с научным руководителем.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 149 страниц, включая 105 рисунков, 1 таблицу и список литературы из 125 наименований.

## Глава 1. Обзор литературы

### § 1.1 Электрический разряд в сверхзвуковом потоке

Одной из задач плазменной аэродинамики является достижение оптимальных характеристик пробоя газов в условиях сверхзвукового потока. В работе [1], посвященной искровому разряду ( $I_{\max} = 2$  кА,  $U_{\max} = 120$  кВ,  $W_{\max} = 90$  МВт, длительность разряда  $\tau = 40\text{--}80$  нс) была подробно рассмотрена самосогласованная система разряд – воздушный поток. Скорость распространения разряда при нормальных условиях в неподвижном воздухе оценена в  $10^7$  м/с; температура разряда лежит в диапазоне  $15\text{--}17 \cdot 10^3$  К, а соответствующая удельная энтальпия в плазменном канале  $\sim 10^8$  Дж/кг. В работе показано, что поток не оказывает существенного влияния на электрические характеристики одиночного разряда, если время существования разряда  $\tau$  существенно меньше газодинамического времени  $d/V$ , где  $d$  – толщина плазменного канала, а  $V$  – скорость потока. Для частотного режима разряда поток можно рассматривать как изолированную систему, если период повторения  $T=1/\nu$  меньше газодинамического времени  $D/V$ , где  $D$  – диаметр канала, то есть когда выполняется условие  $T < D/V$ .

Пробойные характеристики разряда могут быть определяющим фактором для нестационарной плазмы в потоке воздуха и определять время существования плазменного канала. Если дуговой разряд создается между двумя электродами, расположенными перпендикулярно направлению потока, то возникают два выделенных направления – направление электрического тока и газового потока.

Первые эксперименты, посвященные исследованию такой системы [1] показали, что с увеличением скорости воздушного потока канал дугового разряда сносится потоком, его длина и напряжение на разряде увеличиваются и при определенной скорости (7 м/с для условий [1]) происходит новый пробой. Этот процесс имеет периодичный характер с частотой в диапазоне 10–100 кГц [2]. Дальнейшие исследования [3] разряда контрагированного дугового типа в сверхзвуковой воздушной струе ( $M_0 = 2$ ) показали, что напряжение пробоя определяется межэлектродным расстоянием и структурой потока, а период –

величиной электрического поля и скоростью потока. В предположении о том, что движение фронта ионизации много меньше скорости потока  $v \approx 500$  м/с и значение электрического поля разряда значительно меньше пробойного, выводится соотношение для периода пробоя от параметров поля, потока и геометрии разряда:

$$T = \frac{D_0 E_{\text{пр}}}{Ev} \quad (1.1)$$

Здесь  $D_0$  – начальное расстояние между катодом и анодом,  $E_{\text{пр}}$  – пробойное поле,  $E$  – среднее электрическое поле разряда,  $v$  – скорость потока. Соотношение (1.1) было экспериментально подтверждено [3] с точностью до постоянных коэффициентов. Так же в работе [3] была определена средняя температура газа вдоль разряда по свечению второй положительной системы азота. Показано, что температура газа лежит в диапазоне 1500–2000 °К вдоль всей длины разряда. При этом скорость нагрева, определяемая по известной скорости потока в разряде и длине разряда составляет 100 К°/мкс. Высокая степень нагрева объясняется наличием анодных и катодных пятен и обострением поля вблизи электродов.

Для применения в задачах плазменной аэродинамики используются так же разряды наносекундной длительности [4–9]. Рассматривается [6, 8] возможность модификации газодинамических течений с помощью импульсной плазмы. Отмечается [6], что создаваемые плазменным шнуром ударные волны могут быть использованы для локального воздействия на высокоскоростной поток. Исследование [8] влияния длительности разряда на динамику создаваемых высокоскоростных течений показало, что скорость расширения образованной ударной волны определяется фактическим количеством электрической энергии разряда перешедшей в тепловую, тогда как длительность энерговыклада влияет на динамику фронта ударной волны.

## § 1.2 Тепловой механизм воспламенения при помощи плазмы

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментальных и теоретических работ [10–25], посвященных плазменно-стимулируемому горению

топливных смесей при помощи газовых разрядов, в которых предполагается, что одним из механизмов, определяющим наработку химически активных радикалов, является тепловой нагрев газов смеси в плазме разряда. Для инициации горения использовались электродные разряды постоянного тока [20–25], импульсные и импульсно периодические разряды [10–17], а также разряды ВЧ и СВЧ диапазонов [18–19].

Стоит отметить, что одновременно с исключительно тепловым типом воспламенения топливной смеси существует и смешанный тип, в котором помимо теплового механизма существенную роль играет плазменный механизм, заключающийся в нетепловой диссоциации молекул (ионизация электронным ударом, фото ионизация, и т.д.) и наполнении смеси химически активными свободными радикалами.

Выработка технологии эффективного взаимодействия неравновесной плазмы с химически активной смесью требует анализа вклада тепловых и нетепловых эффектов. Для этих целей хорошо подходят импульсные разряды, чье характерное время жизни существенно меньше характерного гидродинамического времени жизни элемента потока. Так в работе [10] рассмотрено применение наносекундного разряда для улучшения эффективности горения смеси метана, кислорода и аргона. Потоки окислителя и топлива направленные навстречу друг другу в камере низкого давления (60 Тор) воспламенялись так, что устанавливался стационарный фронт горения. В сопло подачи окислителя были установлены плоские электроды, на которые при помощи генератора подавалось напряжение с максимальной амплитудой 7 кВ, полушириной сигнала – 6 нс и частотой 5–50 кГц. Было обнаружено, что при частоте импульсов равной 20 кГц частота наработки атомарного кислорода на 50% выше, чем в случае без плазменного стимулирования. Для исключения теплового эффекта плазмы был осуществлен нагрев потока при помощи проволоки, размещенной на выходе сопла. Температура проволоки была выбрана так, чтобы соответствовать температуре при аналогичных условиях, но при плазменном воздействии. Показано, что в присутствии плазмы скорость наработки

частиц превысила на 10 % аналогичную скорость характерную для теплового случая.

Одним из эффективных способов исследования теплового механизма и его сравнения со смешанным механизмом является проведение численного моделирования процесса воспламенения с учетом исключительно теплового вложения мощности определенного типа разряда. Пример подобного исследования представлен в работах [17–18]. С помощью математической модели описано выделение тепла в пристеночном слое антенны с учетом набегающего пропан-воздушного потока. Результаты моделирования показывают, что воспламенение предварительно перемешанной пропан-воздушной смеси происходит на расстоянии 4 см. Газовая температура вблизи стенки достигает 3000°K. Время индукции, оцененное по результатам моделирования, оказалось равным 100 мкс, при этом, при меньшей удельной подводимой мощности воспламенение не реализовывалось. А преимущество влияния неравновесной плазмы наиболее отчетливо проявляется при низких температурах, когда время теплового равновесного воспламенения велико.

В работах [26–27] исследован метод повышения эффективности горения с использованием электрических разрядов находящихся в постоянном, переменном и комбинированном электрическом поле.

Отмечается, что были изучены [28–32] различные механизмы связанные с тепловым, кинетическим и электромеханическим влиянием электрических полей на процессы горения топливной смеси. В работе [27] показано, что в присутствии электрического поля наряду с известными характеристиками процессов горения существуют дополнительные критерии (характеристики), отражающие воздействие электрического разряда на топливную смесь, воспламенение и распространение пламени. Рассмотрено влияние постоянных и переменных электрических полей на время индукции горения, температуру воспламенения, границы области устойчивого горения, распространение ламинарного и турбулентного пламени, а также устойчивость плоского фронта воспламенения. Показано, что влияние разряда на воспламенение и горение помимо Джоулева нагрева обуславливается так же и процессами ионизации под действием интенсивного ультрафиолетового излучения.

Влияние на горение со стороны внешнего электрического поля объясняется эффектами связанными с перегретой турбулентностью и разветвлёнными стримерами, которые были подробно изучены [33–35].

Так же в работе [27] рассматриваются эффекты развития перегретой неустойчивости и образования специфической турбулентности при инициации воспламенения под действием электрического разряда. Отмечается, что неустойчивости низкотемпературной плазмы и её турбулентность способны оказывать влияние на горение. Приводятся модифицированные критерии Карловица  $\Lambda_K$  и Дамкёлера  $\Lambda_D$ , а также обобщенная диаграмма Борги, разделяющая пространство безразмерных параметров на ветви различного поведения пламени.

### **§ 1.3 Комбинированный механизм воспламенения с использованием неравновесной плазмы**

В работах [36–44] обсуждаются результаты исследований ряда методов воспламенения сверхзвуковой топливно-воздушной смеси в основе которых лежит использование неравновесного разряда.

В работе [36] отмечается низкая эффективность традиционных методов стабилизации горения при низких статических температурах и давлениях. Для данных условий предложены методы плазменной стабилизации с локальным подводом энергии в поток и возбуждением высоко расположенных колебательных уровней молекул при помощи высокой температуры газа и генерации высокоэнергетических электронов. Отмечено преимущество неравновесного разряда по сравнению с дуговым разрядом, заключающееся в том, что энергия электронов в разряде с уменьшением давления возрастает, и как следствие при низких давлениях достигается высокая эффективность передачи энергии высокоэнергичных электронов нейтральным молекулам, в том числе и при низких температурах газа.

В работе [37] создавался неравновесный разряд в высокоскоростном потоке. На основе результатов спектрального анализа показано, что при инъекции пропана в

зону разряда в ней образуются свободные радикалы  $C_2$ ,  $CN$ ,  $NH$ ,  $CH$ ,  $OH$ , а также одно-атомные  $H$ ,  $O$ ,  $N$ ,  $C$ . Оценка температуры электронов, полученная по спектрам атомарного кислорода, находилась в диапазоне от 12 300 до 14 300 К для разряда без пропана, что, как отмечается, значительно выше температуры нейтральных частиц и свидетельствует о неравновесном характере разряда.

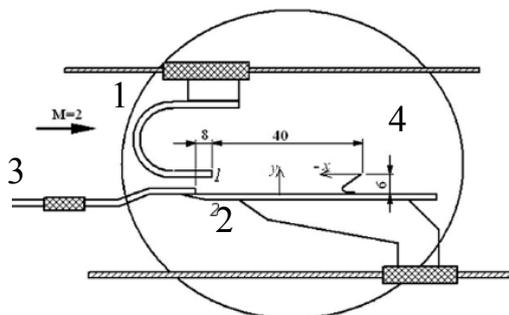


Рис. 1.1. Модуль для создания продольно-поперечного разряда.

В работе [38] рассматривается инициирование плазмохимических реакций на поверхности пластины с интерцептором – тонкой металлической иглы, на которую замыкается разряд. Схема разрядного модуля представлена на Рис. 1.1. Продольно-поперечный разряд создавался между анодом (1), выполненным из латуни, и катодом (2) – профилированной пластины из нержавеющей стали. Пропан подавался либо через трубку (3) вдоль поверхности пластины, либо через ряд инжекторов в пластине (2). На расстоянии 36–58 мм от конца анода (1) располагались интерцепторы высотой 6–7 мм. Число Маха в потоке составляло  $M = 2$ , статическая температура  $\sim 160$  К, давление 250–260 Тор, сила разрядного тока 1 А и напряжение на разряде  $V_p \sim 1,3–1,8$  кВ.

Было отмечено возникновение двух областей экзоэнергетических реакций при разряде с металлическим интерцептором и при инжекции пропана над пластиной. Первая область располагалась в передней области пластины (2) перед интерцептором, а вторая была расположена за кромкой интерцептора и над ним. Необходимым условием возникновения второй области реакций являлось наличие разряда на кромке интерцептора. Вынос радикалов и активных атомов из первой области способствовал воспламенению пропана и интенсификации реакций и во второй области. При замене металлического интерцептора на диэлектрический

возникала только одна более интенсивная зона реакций, расположенная перед интерцептором.

В экспериментах [39] в пластину заподлицо с поверхностью были вмонтированы шесть инжекторов для подачи пропана. Геометрия эксперимента аналогична, показанной на Рис. 1.1.

Анализ экспериментальных результатов показал, что в отличие от варианта продольной подачи пропана интенсивного свечения над и за интерцептором (во второй зоне реакций) не наблюдалось, однако результаты спектроскопических исследований свидетельствовали о наличии в этой области продуктов плазмохимических реакций.

Представляют интерес исследования по сочетанию традиционных механических методов стабилизации горения со стабилизацией электрическими разрядами. Так в работе [40] исследовалась зона воспламенения, за скошенным к потоку экраном овальной формы (рис. 1.2) при инъекции под него керосина или пропана.

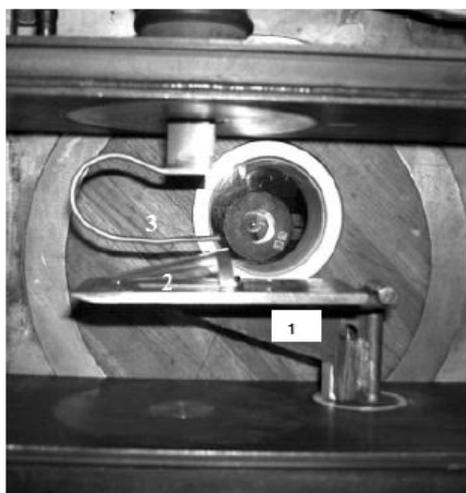


Рис. 1.2. Модель в рабочей части аэродинамической трубы: 1 – пластина, 2 – экран, 3 – катод.

Эксперименты проводились при числе Маха  $M = 2$ ,  $p_{st} = 260$  Тор. Впрыск керосина осуществлялся через отверстие в пластине под экраном, после чего происходило смешение с потоком воздуха, поступавшего через щель в передней части экрана, а затем смесь попадала в донную область за экраном и воспламенялась электрическим разрядом между электродом (3), пояском латуни, охватывающим

поверхность экрана, а также пластиной (1). Для замыкания разряда на пластину на неё был установлен интерцептор.

Одной из целей экспериментов было получение отрывной зоны в области экрана достаточной протяжённости, чтобы керосин, впрыскиваемый в поток под экраном, мог испариться и воспламениться с помощью разряда в этой области.

Подача керосина приводила к втягиванию разряда в отрывную зону под экраном и его замыканию на пластину даже в отсутствие интерцептора, что может косвенно указывать на увеличение электропроводности среды при горении керосина. Объяснение данного эффекта связывалось с возникновением под экраном зоны с повышенной ионизацией и пониженным омическим сопротивлением, приводящим к перестройке канала и смещению тока в эту зону.

В работе [41] рассмотрен вопрос о возможности переноса воспламенения, сформированного неравновесным разрядом в сверхзвуковом потоке в прилегающие области. С этой целью в направлении параллельно потоку инжектировались две струи пропана, разнесенные на небольшое расстояние друг от друга.

Схема разрядного модуля аналогична схеме в работе [38] и показана на рис. 1.3. Разряд создавался между анодом (1) из медной трубки и катодом (2). Концевой участок анода заканчивался трубкой с внутренним диаметром 0.9 мм. Выше этой трубки располагалась трубка (3) из изолятора с внутренним диаметром 1.8 мм. Пропан мог подаваться как через обе трубки, так через одну из них. Число Маха в потоке составляло  $M = 2$ , статическое давление  $\sim 260$  Торр, сила разрядного тока 1 А.

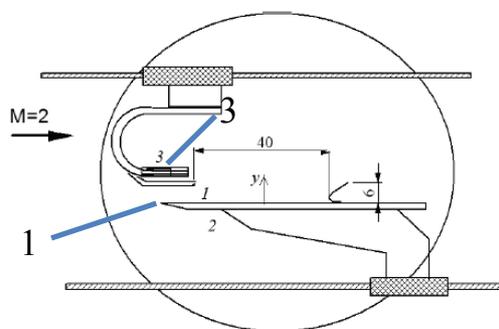


Рис. 1.3. Схема модели: 1 – трубчатый анод с внутренним диаметром 0,9 мм, 2 – пластина-катод, 3 – трубка из изолятора с внутренним диаметром 4 мм, через который подавался основной расход пропана.

По результатам исследований с постепенным сближением указанных струй, был сделан вывод о возможности переноса поджига топливовоздушной смеси в сверхзвуковом потоке за пределы области, где реакции поддерживаются разрядом. Установлено также, что, организовав взаимодействие струи с низким расходом топлива, в которой создан неравновесный разряд, со струей большего расхода и большего диаметра, в которой разряд отсутствует, можно обеспечить развитие плазмохимических реакций в последней из струй. Отмечается, что в этом случае интенсивность реакций может быть существенно выше, чем в случае, когда все топливо инжектируется по каналу небольшого диаметра.

В настоящее время разрабатываются механические, электромагнитные и плазменные способы удержания пламени. К первым можно отнести каверны, обратные уступы. Примеры использования разрядов постоянного тока совместно с подобными модификациями канала приведены в работах [45–47], где создавался поток топливно-воздушной смеси с числом Маха  $M = 2$ , воспламеняемый импульсно периодическим разрядом постоянного тока с  $I = 1–4$  А и длительностью одного импульса  $\tau = 50–500$  мс. Расположение электродов представлено на рис. 1.4.

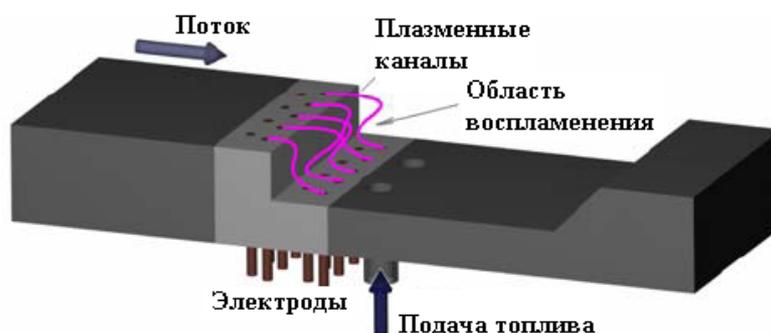


Рис. 1.4. Схема размещения электродов продольно – поперечного разряда в каверне.

Высокоскоростная съемка разряда в потоке воздуха показала, что плазменные каналы при наличии каверны являются значительно более нестабильными, чем в случае с обратным с уступом. На основе шпирен-диагностики было показано, что основное влияние разряда на поток заключается в усилении завихренности области отрывного течения и в ее увеличении. При добавлении топлива в поток, воспламенение возникает при мощности, выделяемой на разряде, более 1 кВт.

Моделирование процессов горения и воспламенения продольно-поперечным разрядом, в предположении исключительно теплового нагрева смеси в некоторой неподвижной области, привело к тому, что выключение разряда не срывало горение смеси. Отмечается, что данный факт указывает на то, что необходимо учитывать нестационарные свойства плазменных каналов и их влияние на волну горения.

В работе [48] сравнивалась эффективность различных конструкций плазменных приводов с помощью измерений их мощности и тяги. Отмечена особенность, связанная с инерционностью газодинамических процессов плазменного нагрева топливной смеси на примере барьерного разряда, создаваемого между смещенными, друг относительно друга электродами, разделенными диэлектриком. В ходе измерения тяги такого устройства была обнаружена закономерность, заключающаяся в уменьшении тяги с увеличением частоты следования разрядных импульсов от 5 до 7 кГц. На основе этого был сделан вывод о том, что плазма, создаваемая разрядом, обладает инерционностью расширения, и уменьшение положительного полупериода приводит к уменьшению длины плазменной области, которая, в свою очередь, непосредственно определяет тягу устройства. В подтверждение данных выводов приводятся результаты съёмки скоростной видеокамеры, которые свидетельствуют об асимметрии разряда между двумя его полупериодами. На основе данного факта сделано заключение о том, что эффективность импульсного плазменного нагрева определяется двумя процессами: удельной мощностью нагрева и инерционностью расширения. Было отмечено, что данный вывод может быть обобщён и на другие виды импульсных разрядов.

В работах [42–44] приводятся результаты исследования по формированию продольного разряда в сверхзвуковом потоке с искусственно созданной за анодом (рис. 1.5) зоны пониженного давления в условиях инъекции углеводородного топлива в область разряда. Число Маха в потоке составляло  $M = 2$ , статическое давление  $p_{st} = 260 \text{ Тор}$ .

На основании результатов исследования сделан вывод о том, что возможно осуществлять регулирование положения области плазмохимических реакций, используя особенности геометрического сопряжения различных участков модуля.

Отмечается, что благодаря интерференции скачков плотности и волн разрежения за модулем возникает область пониженного давления, условия в которой оказываются благоприятными для стягивания в нее отдельных струек топлива и формирования в ней продольного разряда. На основе методов эмиссионной спектроскопии был сделан вывод о том, что в таком разряде происходит глубокая переработка пропана и керосина.

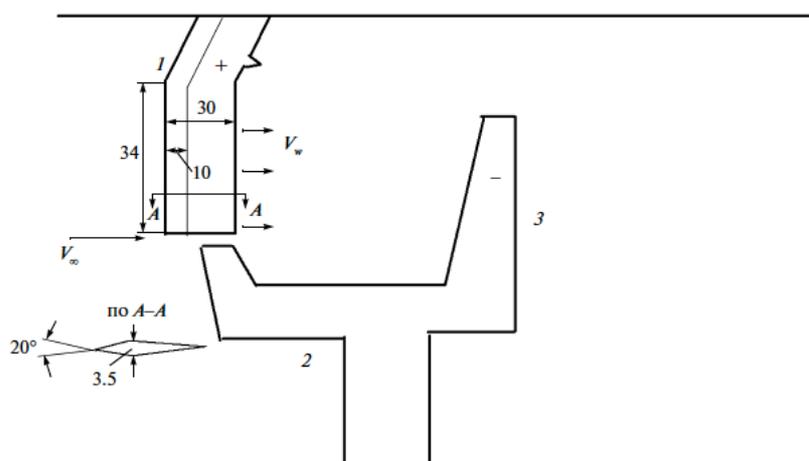


Рис. 1.5. Схема электроразрядного модуля: 1 – анод, 2 – катод, 3 – задний выступ катода;  $V_{\infty}$  – скорость набегающего потока;  $V_w$  – скорость потока пропана.

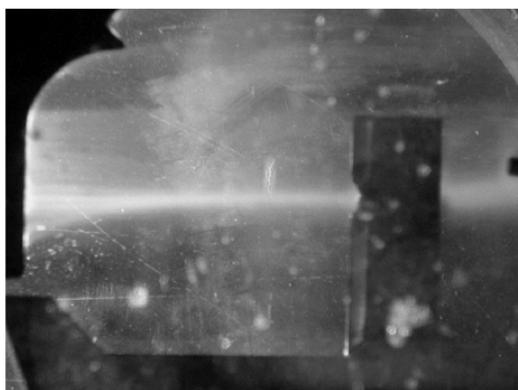


Рис. 1.6. Визуализация течения за анодом, полученная с помощью мелкодисперсных капелек керосина.

Методом визуализации течения с помощью ввода в поток мелкодисперсных капелек керосина рис. 1.6. показано, что за анодом распространяется пелена капелек, стягиваемая к общей оси. На основе результатов численного исследования сделан вывод о том, что причиной стабилизации разряда является интерференция

волн уплотнения и разряжения с образованием зоны пониженного давления за анодом. Отмечается, что необходимым условием возникновения газодинамической особенности является определённая форма анода в виде комбинации вертикального и наклонного участков.

Для воспламенения и удержания пламени в сверхзвуковых перекрестных потоках в работе [49] использовался наносекундный импульсный разряд между двумя струями топлива. Неравновесная плазма генерировалась повторяющимися импульсами при 15 кВ пикового напряжения, длительностью импульса 10 нс и частотой повторения 50 кГц. Топливо (этилен и водород) впрыскивалось на околосвуковой и дозвуковой скорости в невозмущённый поток чистого кислорода при  $M=1,7-2,4$  Маха. Для интерпретации результатов эксперимента была использована простая модель, в которой импульсная плазма служила источником радикалов, инжектируемых в легко воспламеняющуюся газовую смесь. Было показано, что конфигурация, в которой дозвуковой впрыск топлива выше по потоку в сочетании с дозвуковым впрыском топлива ниже по потоку от положения разряда обеспечивает адекватные условия для воспламенения струи.

#### **§ 1.4 МГД метод в плазменной аэродинамике**

Вместе с исследованиями геометрических способов оптимизации удержания пламени, используемыми совместно с плазменными разрядами, интерес представляют и методы, основанные на взаимодействии внешнего магнитного поля с разрядом. Так одним из перспективных методов интенсификации смешения и улучшения воспламенения топливной смеси в сверхзвуковом потоке является МГД метод. В работах [50–52] рассматривается метод по использованию взаимодействия электрического разряда с внешним магнитным полем для организации вторичных вихревых течений.

Схема установки представлена на рис. 1.7. Основной поток 1 поступает в экспериментальную секцию слева направо. Навстречу ему подается газ (2). Электрический разряд (6) инициируется в магнитном поле (3) между проволочным (4) и кольцевым (5) электродами. Под действием ponderomotorной силы  $F_{emf}$  разряд

перемещается и создает возмущения в потоке, что, как предполагается, улучшает перемешивание топлива и окислителя.

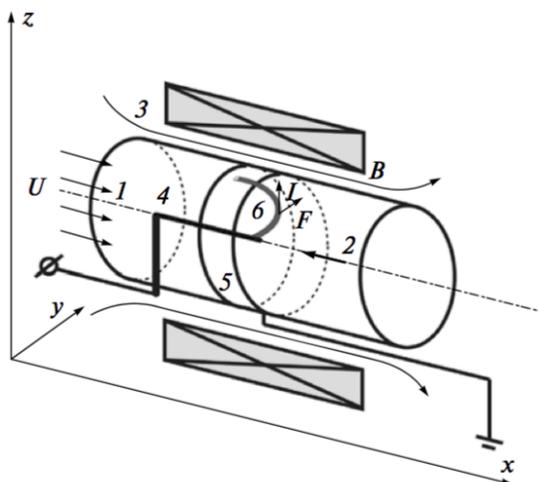


Рис. 1.7. Принципиальная схема экспериментов: 1 – основной поток, 2 – инжектируемый поток, 3 – линии индукции магнитного поля, 4 – проволочный электрод, 5 – кольцевой электрод, 6 – электрический разряд.

В работе рассмотрены различные конфигурации экспериментальной секции в широком диапазоне параметров: напряжение на разряднике  $U = 1\text{--}7$  кВ, ток разрядной цепи  $I = 0,135\text{--}2,8$  А, давление  $p \sim 10^4\text{--}10^5$  Па, индукция магнитного поля  $B = 0,01\text{--}0,24$  Тл, скорость основного потока  $\sim 0,2\text{--}10$  м/с, скорость инжектируемого потока – до 30 м/с.

Приводится снимок разряда (рис. 1.8) в магнитном поле, имеющий форму спирали, которая обусловлена действием электромагнитной силы направленной перпендикулярно токовому каналу и тем, что тангенциальная составляющая скорости элементов разряда обратно пропорциональна их радиус-вектору.

В предположении «непроницаемости» дуги воздушным потоком приводятся силы действующие на разряд в магнитном поле:

- сила взаимодействия тока разряда с магнитным полем  $F_{emf} = I \times B$
- сила сопротивления окружающего разряд газа движению разряда, зависящая от его формы и размеров  $F_{drag} = \frac{\rho u^2 C_D S}{2}$  (на единицу длины разрядного канала).

В случае равенства электромагнитной силы и силы аэродинамического сопротивления для каждого участка разрядного канала скорости элементов разряда равны, и разряд имеет форму близкую к эвольвентной спирали.

Отмечается, что в экспериментах с положительной и отрицательной полярностью внешнего электрода, характер эволюции разряда и его форма отличаются и определяются особенностями процессов у катода и анода. В случае кольцевого электрода – катода разрядная спираль имеет большую кривизну по сравнению с ситуацией, когда внешнем электродом является анод.



Рис. 1.8. Фотография разряда в момент перезамыкания.

Существенное влияние на динамику разряда при малых токах и магнитных полях ( $I = 0,35\text{A}$ ,  $B = 0,01\text{ Тл}$ ) оказывает сила Архимеда, которая в зависимости от направления электромагнитной силы в поле силы тяжести определяет степень искривлённости. Также отмечается характерная особенность развития электрического разряда в магнитом поле – его вторичный пробой на внешний электрод – катод. В результате вторичного пробоя образуется новый канал протекания тока и свечение плазмы оставшейся части разряда падает.

Частота видимого вращения разряда увеличивается с ростом тока и индукции магнитного поля, и возрастает тем быстрее с ростом поля чем выше величина тока, при этом в случае внешнего электрода – анода чем выше поле, тем частота менее зависима от него. В квазистационарном режиме перемещения разрядного канала электромагнитная сила  $F_{emf} = I \times B$  должна быть уравновешена силой сопротивления

окружающего газа. Эта сила сопротивления оценивалась, как сила аэродинамического сопротивления твёрдого стержня  $F_{drag} = C_D \frac{\rho u^2}{2} S$ . В этом приближении скорости разрядного канала оценивалась по формуле  $u = \sqrt{\frac{2IB}{\rho C_D S}}$ .

Сделано заключение о том, что квадратичная зависимость скорости разрядного канала от величины индукции магнитного поля подтверждена на основе данных экспериментов.

В работе [53] продемонстрирована реализация магнитогазодинамического (МГД) взаимодействия сверхзвукового потока холодного азота с внешним магнитным полем. Импульсный сверхзвуковой поток с числом Маха 4 и длительностью около 1,5 мс создавался при истечении ударно-нагретого азота через сопло. Газ ионизовался импульсным разрядом между двумя электродами, смонтированными на одной из стенок сопла и расположенными таким образом, что электрический ток силой до  $\sim 500$  А протекал в направлении, перпендикулярном потоку. В направлении, ортогональном потоку газа и току, создавалось внешнее магнитное поле  $\sim 0,3$  Тл, таким образом, что сила Ампера, действующая на разряд, была направлена навстречу вектору скорости потока. Показано, что магнитное поле изменяет ударно-волновую структуру потока. Отмечается характерная особенность течения в присутствии внешнего магнитного поля – ярко выраженная сильная ударная волна, исходящая из точки, расположенной на расстоянии  $\sim 30$  мм выше по потоку от кромки сопла. Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем на стенке сопла вызывает отрыв потока непосредственно за ударной волной.

В работе [54] приводятся результаты эксперимента по удержанию токового канала от срывов в высокоскоростном потоке при помощи внешнего магнитного поля. Схема эксперимента изображена на рис. 1.9.

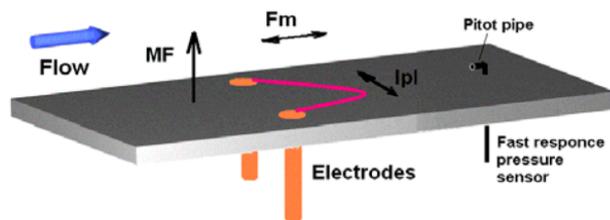


Fig.2. Experimental scheme of plasma dynamics study in flow and MF.

Рис. 1.9 Схема эксперимента по исследованию динамики плазмы в высокоскоростном потоке в присутствии магнитного поля.

Разряд зажигался между двумя электродами в нижней стенке канала. Магнитное поле было направлено вертикально вверх, так чтобы сила Ампера оказывала влияние на разрядный промежуток в противоположную потоку сторону, компенсируя тем самым сдувание разряда потоком. Величина индукции магнитного поля составляла 1,2 Тл, тока разряда  $\sim 100$ А.

В работе приводятся результаты эксперимента по удержанию разряда в высокоскоростном потоке под действием сильного магнитного поля. При этом электромагнитная сила, действующая на токовый канал  $F_M = [I \times B] \cdot L$ , уравнивает силу трения на этот же канал со стороны воздушного потока  $F_{gd} = \frac{C_d \rho}{2v^2 L d}$ . Показано, что данный режим характеризуется большей неравносностью в распределении мощности на поступательных и колебательных уровнях за счет значительного увеличения приведённого электрического поля в плазме.

В работе [55] приводятся результаты экспериментального исследования по управлению положением электрического разряда, с помощью внешнего магнитного поля в сверхзвуковой камере сгорания.

Эксперименты проводились при скорости потока с числом Маха  $M = 2$  и статическом давлении  $p_{st} = 200$  Торр. Магнитное поле создавалось импульсно, при помощи двух катушек, размещённых по сторонам канала, так, чтобы электромагнитная сила действующая на разряд, стремилась отклонить его в верхнюю область. Амплитуда магнитного поля достигала  $B = 0,4$  Тл при длительности импульса до 5 мс.

Показано, что внешнее магнитное поле позволяет отклонить разрядный канал от стенки, где установлены электроды, к оси потока без использования механических элементов или пилонов. Отмечается, что разряд достаточно быстро реагирует на изменение магнитного поля и под действием магнитного поля образуется зона с сильным возмущениями в потоке, которая должна приводить к более интенсивному перемешиванию топлива с потоком при инжекции топлива через стенку.

Из представленных в работах [50–55] результатов можно сделать вывод о том, что МГД метод стабилизации пламени может применяться в высокоскоростных потоках и заслуживает дальнейшего изучения.

### § 1.5 Стабилизация воспламенения с помощью разрядов квазипостоянного тока

Плазменная методика стабилизации пламени является широко используемой [42–44, 56–59] и успешно применяется в комбинации с геометрическим способом.

В работе [56] исследована возможность стабилизации фронта высокоскоростного горения при помощи электрического разряда. Схема установки приведена на рис. 1.10. рассмотрен приповерхностный разряд между электродами, установленными в плоскости стенки канала (рис. 1.10б).

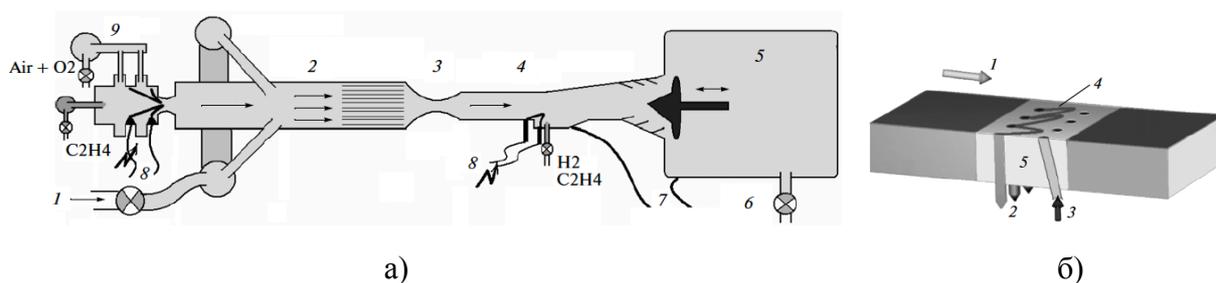


Рис. 1.10. Схема экспериментальной установки.

- а) Принципиальная схема газодинамического канала: 1 – подача воздуха, 2 – форкамера, 3 – сопло, 4 – испытательная секция, 5 – емкость низкого давления, 6 – откачка, 7 – отбор газовых проб, 8 – электропитание разряда, 9 – подогреватель воздуха;
- б) Принципиальная схема инжекции топлива и расположения электродов в конфигурации на плоской стенке: 1 – внешний поток, 2 – электродная система, 3 – подача топлива, 4 – разрядные каналы, 5 – керамическая вставка.

Отмечается, что одна из идей плазменных методов воспламенения и поддержания высокоскоростного горения основана на неравновесной генерации химически активных радикалов. В работе [56] были смоделированы нерасчётные режимы работы сверхзвуковой камеры сгорания в неблагоприятных условиях: при низкой температуре воздуха, относительно низком давлении, бедной смеси и плохом смешении. Начальное число Маха в канале составляло  $M = 2.0$ , статическое давление  $P_{st} = 100\text{--}250$  торр. Влияние воздействия разряда на инжектируемое топливо оценивалось по увеличению статического давления в области горения.

Из распределения давления делается вывод о том, что устойчивое горение происходит в широком диапазоне значений расхода топлива и мощности разряда. Отмечается, что стабильно наблюдалось небольшое увеличение давления на стенке камеры (на  $10\text{--}30$  торр) в области взаимодействия плазмы с потоком топливно-воздушной смеси, которое обозначалось как «холодное пламя». В дальнейшем при достаточной мощности разряда и концентрации топлива в потоке наблюдался переход «холодного пламени» в горение со значительным ростом давления.

Оценки полноты сгорания топлива, полученные для оптимального расхода топлива и мощности разряда дали величину выше, чем  $\eta = 0.9$ , где  $\eta$  = отношения масс прореагировавшего топлива к полной массе инжектированного топлива.

Для объяснения полученных результатов предложена двухфазная схема плазменной стабилизации пламени, согласно которой в первой зоне, так называемого «холодного горения», оно сопровождается плазменно-индуцированной конверсией топлива и относительно низким энерговыделением. Во второй зоне горение завершается или почти завершается с высоким уровнем энерговыделения. Подчёркивается, что плазма является ключевым элементом этой схемы, так как она запускает «холодное» горение внутри первой зоны с помощью генерации большого количества активных частиц. Экспериментальные оценки длины первой зоны дали величины порядка  $5\text{--}15$  см, что соответствует времени индукции  $\tau_{ind} = 0,1\text{--}0,3$  мс.

В работе [60] рассмотрены механизмы плазменного влияния на воспламенение в сверхзвуковом потоке. Процесс воспламенения инициировался и поддерживался

приповерхностным электродным разрядом на той же установке что и в работе [56] (рис. 1.10). В качестве топлива использовались водород и этилен с прямым впрыском через стенки.

Для определения температуры и концентрации  $\text{H}_2\text{O}$  в камере сгорания при сверхзвуковых скоростях потока была использована техника абсорбционной лазерной спектроскопии на перестраиваемом диодном лазере. Высокое отношение сигнал/шум позволило восстановить зависимость температуры от времени с разрешением 1 мс. Данные измерений подтвердили идею двухступенчатого механизма плазменно-индуцированного горения.

В работе [61] приводится экспериментальное подтверждение интенсификации перемешивания под действием стримерного разряда. На основе анализа возмущений потока и измерений локальной концентрации топлива методом флуоресценции пробоя зондирующего разряда, показано, что турбулентное и направленное движение, возникающее в послеискровом канале, может существенно повысить скорость перемешивания топлива с потоком, что даёт возможность управлять скоростью перемешивания в быстродействующей камере сгорания.

Показано, что метод флуоресценции пробоя зондирующего разряда может обеспечить получение экспериментальных данных о состоянии двухкомпонентной среды после возмущения.

В работе [62] приводятся результаты исследования по использованию фемтосекундного лазерного импульса низкой энергии с высокой пиковой интенсивностью ( $>10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) для управления направлением распространения субмикросекундного высоковольтного разряда и измерения величины поля, необходимого для пробоя в воздухе и азоте при атмосферном давлении. Показано, что для пробоя при атмосферном давлении величина напряжения на разрядных электродах может быть уменьшена с 95 до 10 кВ в азоте и с 95 до 70 кВ в воздухе при осуществлении пробоя через несколько микросекунда после фемтосекундного лазерного импульса.

На основе визуализации динамики пробоя разряда продемонстрировано эффективное управление направлением распространения разряда с помощью лазера.

Показано, что эффективность лазерного управления направлением разряда существенно зависит от геометрии лазерной фокусировки, времени, а так же расположения относительно электродов.

В работе [63] приводятся результаты экспериментального исследования плазменно-стимулированного перемешивания, воспламенения и удержания пламени в сверхзвуковой модели камеры сгорания (рис. 1.10) для двух серий экспериментов, сфокусированных на стабилизации пламени и на перемешивании топлива с потоком. В первой серии был параметрически исследован процесс воспламенения и динамика фронта горения, а также приведено сравнение трёх схем генерации плазмы (рис. 1.11).

Основное внимание было уделено 3 схеме, в которой разрядный электрод совмещён с инжектором; при этом происходит одновременное перемешивание и воспламенение топливной смеси, а плазма электрического разряда распределена вдоль топливной струи. Мощность, выделяемая на разряде, составляла  $W_{pl} = 3-24$  кВт.

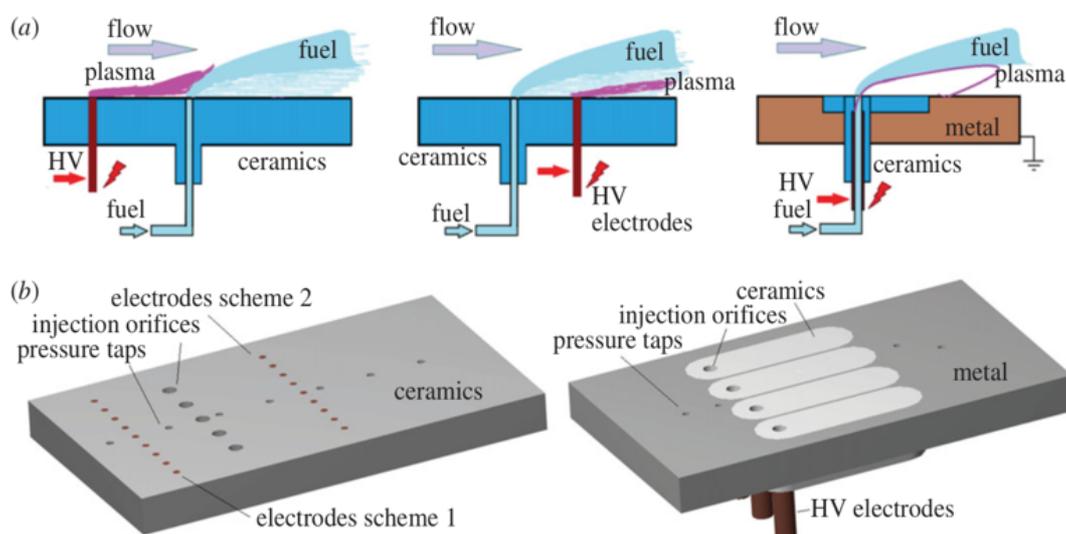


Рис. 1.11. Три основные схемы расположения топливных инжекторов и электродов. Вид сбоку (а) для схемы 1, 2 и 3 соответственно и трехмерный вид двух фланцев, используемых в эксперименте (б).

На основе анализа спектров люминесценции плазмы показано, что инжектирование углеводородного топлива приводит к значительному увеличению

светимости разряда в области взаимодействия, в основном за счет усиления молекулярных полос CN и C<sub>2</sub>.

Измеренная по спектральной линии H<sub>α</sub> плотность электронов вблизи основания инжектора топлива составила  $n_e = (4.5 \pm 1.0) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Отмечается, что при мощности плазменного источника  $W_{pl} < 8 \text{ кВт}$  переход от “холодного пламени” ко второй стадии – стадии интенсивного горения, не наблюдается. На основе численного моделирования делается вывод о том, что основной причиной этого является недостаточное перемешивание топлива с воздухом, которое может быть улучшено непосредственно с помощью плазменного разряда.

На основе результатов экспериментов показано, что в схеме 3 разряд локализуется вдоль струи топлива. Под действием разряда в этой области с помощью электронного удара генерируются активные частицы и радикалы, такие как H, CH, C<sub>2</sub>H<sub>3</sub>, а также происходит перемешивание топлива за счёт взаимодействия неустойчивого плазменного канала с инжектируемой струёй топлива. На основании полученных результатов сделан вывод о том, что конвективное взаимодействие плазменного канала с потоком становится существенным при достаточно высокой скорости впрыска топлива, сопоставимой с скоростью воздушного потока.

Во второй серии экспериментов генерировался длинный субмикросекундной разряд вдоль топливной струи, распространяющейся в потоке. «Горячий» электрод располагался напротив места инъекции углеводородов с некоторым смещением вдоль потока. Заземлённый электрод находился сразу за местом инъекции углеводородов (рис. 1.12а).

Газодинамическая неустойчивость теплового расширения способствовала воздушно-топливному перемешиванию вследствие высокой плотности мощности, высвобождающейся в тонкой плазменной нити.

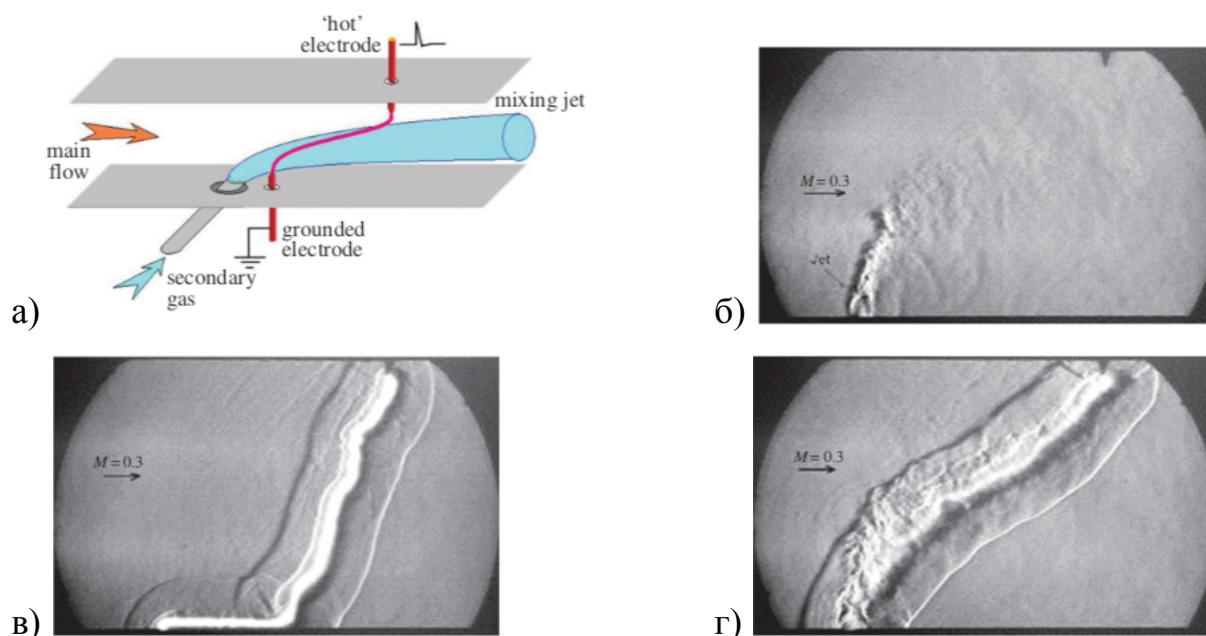


Рис. 1.12. Эксперимент по локализации стримерного разряда в высокоскоростном воздушном потоке: а) схема эксперимента, б-г) фотографии полученные шлирен-методом. б)  $\text{CO}_2$  струя в воздушном потоке; в) разряд в воздушном потоке; г) разряд с  $\text{CO}_2$  струей в потоке;  $M = 0,3$ ,  $P_{st} = 0,8$  бар,  $T_0 = 300\text{K}$ .

Отмечается, что размеры возмущенной зоны в несколько раз больше, чем должны быть исходя из ламинарного или турбулентного механизма диффузии, что в свою очередь объясняется генерацией интенсивных боковых струй на последней стадии расширения с последующей быстрой турбулизацией газа в значительном объеме.

Приводятся фотографии (рис. 1.12) полученные шлирен-методом, демонстрирующие инъекцию струи  $\text{CO}_2$  в поток (б), работу разряда без  $\text{CO}_2$  струи (в) и разряд со струей в условиях дозвукового течения (г), при этом отмечается, что в сверхзвуковом потоке результат качественно аналогичен. Отмечается, что положение разрядного канала может изменяться от пуска к пуску, когда инъекция углеводородов отсутствует, но остаётся практически постоянной в присутствии инжесктированной струи.

В работе [57] был экспериментально исследован процесс поджига и стабилизации горения углеводородных топлив в сверхзвуковом потоке электрическим дуговым разрядом, определены параметры разряда и характеризующая пламя задержка воспламенения. В качестве задержки

воспламенения (или времени индукции) рассматривалось время после инициации горения, через которое топливо начинает устойчиво гореть. Отмечается, что уменьшение времени индукции должно привести к уменьшению размера двигательной установки.

Важным параметром, который может влиять на время индукции является характеристика дисперсности жидкой фазы (размеры капель). В статье средний размер капель составил  $d = 2,5\text{мкм}$ .

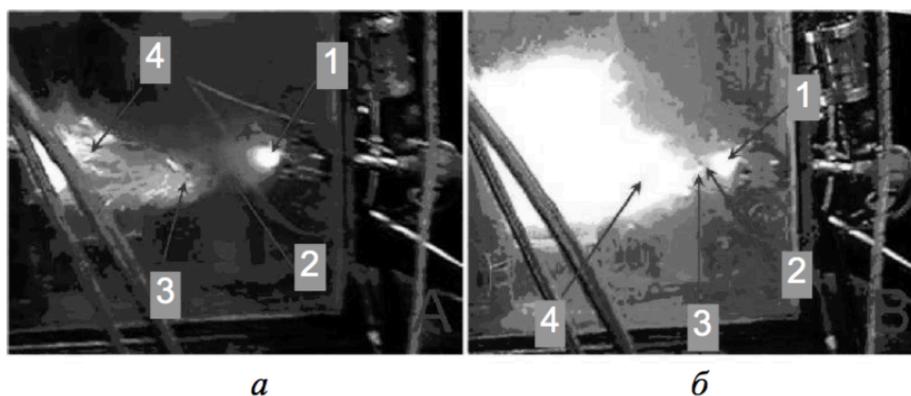


Рис. 1.13. Воспламенение потока «воздух-керосин»: а) стадия воспламенения керосина в течение  $5-8 \cdot 10^{-2}\text{с}$ : 1 – дуговой разряд, 2 – зона задержки воспламенения, 3 – зона синего пламени, 4 – зона очагов горения. Время индукции  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-4}\text{ с}$ ; б) стадия горения керосина: 1 – дуговой разряд, 2 – «тёмная» зона задержки воспламенения, 3 – зона синего пламени, 4 – зона горения. Время индукции  $\tau \approx 8,4 \cdot 10^{-5}\text{ с}$ .

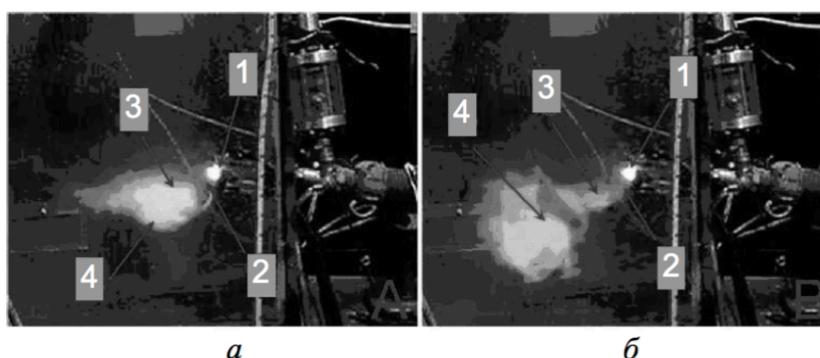


Рис. 1.14. Воспламенение потока «воздух-спирт»: а – начальная стадия воспламенения спирта в течение  $5-8 \cdot 10^{-2}\text{с}$ , 1 – дуговой разряд, 2 – «тёмная зона», 3 – зона синего пламени, 4 – зона очагов горения. Время индукции  $\tau \approx 9,8 \cdot 10^{-5}\text{ с}$ . б – стадия горения спирта: 1 – дуговой разряд, 2 – «тёмная зона», 3 – зона синего пламени, 4 – зона интенсивного горения. Время индукции  $\tau \approx 5,6 \cdot 10^{-5}\text{ с}$ .

На основе экспериментальных результатов воспламенения топливно-воздушных смесей (керосин + воздух, спирт + воздух) выделяются 4 (рис. 1.13 и рис. 1.14) основные зоны светимости: зона «тёмного» пламени (зона индукции), зона

«голубого» и «синего» пламени и зона горения. Время задержки воспламенения определялось из фотографий разряда. Для стадии поджига керосина оценка времени задержки составила  $\tau_i = 3 \cdot 10^{-4}$ , а для стадии горения  $\tau_c = 8,4 \cdot 10^{-5}$ , для спирта  $\tau_i = 9,8 \cdot 10^{-5}$  и  $\tau_c = 5,6 \cdot 10^{-5}$  соответственно. Отмечается, что так как средняя энергия разряда мала по сравнению с энергией основного потока, существенного нагрева не происходит, при этом в самой дуге разряда достигаются значительные плотности тока, за счёт чего температура в области плазменного шнура может достигать нескольких тысяч градусов. На основе этого был сделан вывод о том, что время индукции уменьшается не только за счёт наработки радикалов в плазме, но и из-за сильного локального увеличения температуры газа.

### **§ 1.6 Стабилизация воспламенения при помощи СВЧ-разряда**

В работе [64] приводятся результаты экспериментов по воспламенению топливно-воздушной смеси в потоке (число Маха  $M = 2$ ) с помощью микроволнового разряда. Воспламенение топливной смеси фиксировалось по резкому возрастанию интенсивности свечения видимой области спектра ниже по потоку от разрядной секции. Время индукции оценивалось несколькими способами: по величине интенсивности СН на  $\lambda = 431$  нм, по сигналу с двойного зонда и по выходному сигналу полученному от акустического шуометра. Исследовались различные типы разряда: разряды постоянного тока ( $E/n = 10\text{--}30$  Тд), импульсно-периодический поперечный разряд (30–70 Тд), свободно локализованный СВЧ-разряд (70–120 Тд), и поверхностный СВЧ-разряд (100–200 Тд). На основании полученных результатов был сделан вывод о том, что разряды с большим значением приведённого электрического поля демонстрируют меньшее время индукции для реакции воспламенения.

В работе [65] проведены исследования параметров пламени, возникающего при инициации воспламенения тонких пленок спирта поверхностным СВЧ-разрядом. Концентрация электронов определялась по измерению поглощения диагностического СВЧ-излучения. В работе было проведено сравнение спектров излучения (рис. 1.15) самой плазмы поверхностного СВЧ-разряда и пламени спирта,

зажжённого с помощью такого разряда. Показано, что в рассмотренном спектральном интервале наблюдаются интенсивные молекулярные полосы, характерные для спектра горения углеводородов.

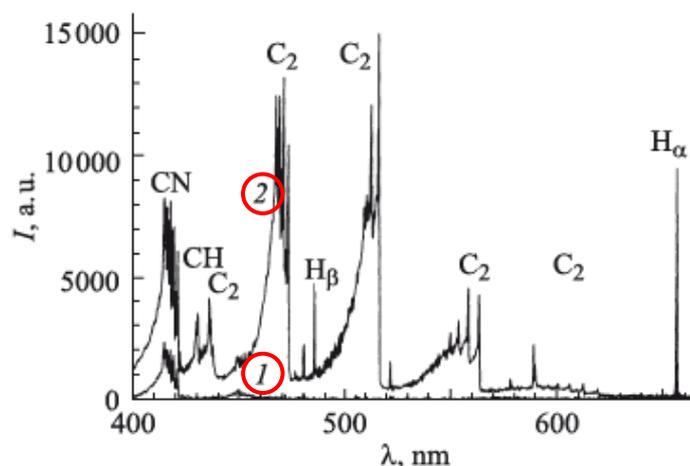


Рис. 1.15. Спектр плазмы поверхностного СВЧ-разряда в воздухе 1 и спектр излучения пламени при горении спирта 2 в условиях импульсно-периодического поверхностного СВЧ-разряда при  $p = 105$  Па,  $y = 10$  мм,  $\tau = 100$  мкс,  $f = 10$  Гц,  $W = 55$  кВт. Время экспозиции спектра  $t = 500$  мкс.

Значение температуры электронов, полученное по измерению ВАХ двойного зонда, находилось в диапазоне 2500–3000 К. Измерения степени поглощения зондирующего микроволнового излучения проводились в области интенсивного горения спирта. При этом с увеличением длительности импульса поверхностного СВЧ-разряда, увеличивалось и поглощение зондирующего излучения, так как увеличивались размеры области, занятой пламенем. На основе зависимости поглощения от времени было установлено, что поглощение в условиях эксперимента достигает максимума через 100–200 мкс после начала импульса. По этим данным была оценена скорость распространения передней границы интенсивного горения спирта, которая достигала величины порядка 100 м/с, что как отмечается свидетельствует о высокой скорости распространения фронта горения в условиях поверхностного СВЧ-разряда.

Важными характеристиками при использовании импульсно-периодических разрядов в режиме повторяющихся импульсов являются частота следования импульсов и их длительность. Указанные характеристики рассматриваются в работе

[66], в которой в качестве генератора плазмы использовался поверхностный СВЧ разряд. Поверхностный СВЧ разряд создавался на диэлектрической антенне, подсоединенной к прямоугольному волноводу в неподвижном воздухе при давлении  $p=1$  Бар. В качестве топлива была использована пленка спирта, наносимая на поверхность антенны. Было выдвинуто предположение, что при работе генератора в режиме двойных импульсов первый импульс может осуществлять плазменное воспламенение для наработки радикалов в разряде, а второй осуществлять переход к горению. В зависимости свечения второго импульса от задержки между импульсами был обнаружен максимум, связанный с тем, что если задержка мала происходит выгорание смеси и реакция горения после второго импульса менее интенсивна, если время задержки велико, радикалы, наработанные в первом импульсе, гибнут, не успевая вступить в реакции воспламенения во втором импульсе. Характерные длительности двойных СВЧ импульсов составляли  $\tau=10^{-4}$  с при мощности менее 100 кВт на импульс. Показано, что характерное время индукции оказывалось равным  $T\sim 10^{-4}$  с по сравнению с  $T\sim 10^{-3}$  с для искрового воспламенения.

В работе [67] предложена оптимизация воспламенения воздушно-углеводородных смесей с помощью создания разряда в режиме программированного импульса, когда сначала мощный короткий импульс или пачка импульсов создаёт плазму, а длительный маломощный импульс, следующий с некоторой задержкой, осуществляет поддержание плазмы и дополнительный энергозвклад в разряд. В неподвижном газе повторный электрический пробой облегчен по сравнению с первичным, что связано с конечным временем деионизации разрядного промежутка. Наличие в газе долгоживущих возбужденных частиц также облегчает повторный пробой.

Предложенный программированный разряд является комбинацией самостоятельного импульсно-периодического и несамостоятельного поперечного электродного разрядов постоянного тока рис. 1.16. Оценка для концентрации электронов, полученная с помощью двойного зонда, установленного ниже по потоку, составила  $n_e \sim 10^9$  см<sup>-3</sup>, а для полноты сгорания жидкого спирта  $\eta = 80\%$ .



Рис. 1.16. Схема расположения электродов, служащих для создания разряда постоянного тока, на поверхности диэлектрической пластины (вверху – вид сверху, внизу вид сбоку).

1 – металлический волновод, подводящий СВЧ-энергию к кварцевой антенне, 2 – кварцевая антенна, для создания СВЧ-разряда, 3 – электроды для создания разряда постоянного тока, 4 – пластины из тефлона, микроволновая энергия (5) и воздушный поток (6) распространяются слева направо.

В работе [68] был исследован процесс воспламенения и горения жидких углеводородных плёнок в условиях самостоятельного поверхностного СВЧ-разряда в неподвижном воздухе, который создавался на диэлектрической антенне в режиме парных импульсов.

На рис. 1.17 представлена временная зависимость интенсивности свечения из области плазменно-стимулированного воспламенения для задержки второго импульса относительно первого  $t_{\text{del}} = 2$  мс. Внизу графика представлены те же данные в микросекундном временном масштабе.

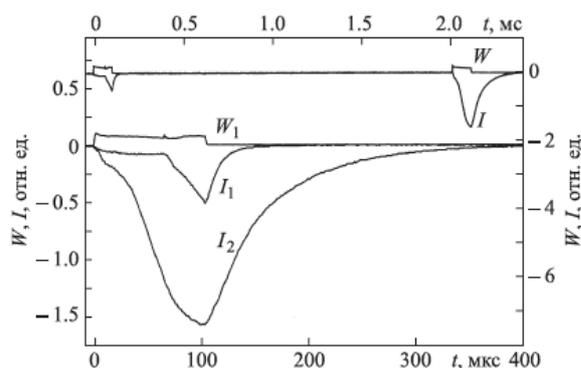


Рис. 1.17. Временная зависимость интенсивности свечения в области плазменно-стимулированного воспламенения плёнки спирта в условиях поверхностного СВЧ-разряда, создаваемого в режиме парных импульсов при задержке  $t = 2$  мс второго относительно первого. В верхней части показана зависимость в полном временном масштабе. Ей соответствует верхняя временная шкала и шкала интенсивности свечения справа. Ниже та же самая зависимость в другом масштабе и со смещением второго импульса к началу первого.

Отмечается, что период индукции второго импульса значительно меньше (10–20 мкс), а интенсивность свечения в три раза выше по сравнению с первичным воспламенением, что свидетельствует об эффективности применения режима парных импульсов.

В работе [69] приводятся результаты по исследованию стабилизации горения жидкого спирта в дозвуковом воздушном потоке с помощью программированного импульса. Величина температуры газа измеренная в условиях программированного разряда без инъекции спирта составляла порядка  $T = 800$  К, при воспламенении инжектируемого в поток спирта температура возрастала до значений  $T = 1800$  К. Измеренная концентрация заряженных частиц в пламени в условиях программированного разряда составила порядка  $n_e \sim 10^9$  см<sup>-3</sup>. Отмечается, что интегральная интенсивность свечения при воспламенении увеличивается всего на 25–30%, тогда как интенсивность свечения гидроксила ОН, который способствует развитию цепного механизма горения углеводородов и эффективно нарабатывается в процессе горения углеводородного топлива, резко возрастает (приблизительно в 30 раз). На основании данных фактов делается вывод о том, что в условиях программированного разряда происходит воспламенение и стабилизация горения жидкого спирта, инжектируемого в капельной фазе в дозвуковой воздушный поток.

В работе [70] было исследовано влияние низкотемпературной плазмы комбинированного разряда, создаваемого в программированном режиме, на эффективность горения жидкого и газообразного углеводородного топлива в дозвуковых и сверхзвуковых потоках. На рис. 1.18 представлен временной ход температуры пламени, измеренный на расстоянии  $z = 12$  см от конца электродов. На основе приведенных зависимостей показано, что средняя за время горения пропана температура пламени порядка 1850 К.

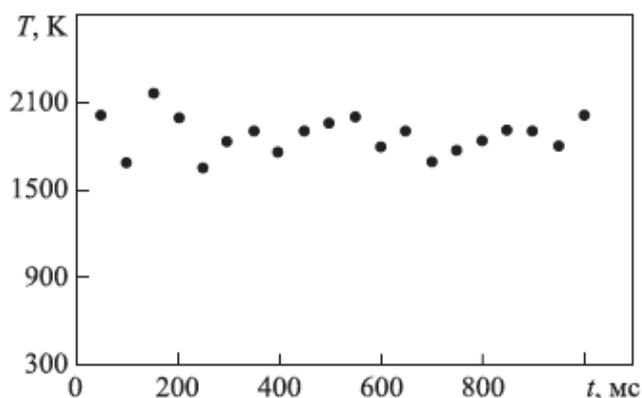


Рис. 1.18. Температура пламени горения высокоскоростного пропан-воздушного потока на расстоянии  $z=12$  см от концов электродов.

Определение степени ионизации газа при горении спирт-пропан-воздушного потока проводилось методом измерения поглощения зондирующего маломощного (100 мВт) микроволнового излучения с помощью двухпроводной линии. Концентрация электронов, измеренная на расстоянии 15 см от электродов вниз по потоку представлена рис. 1.19. Отмечается, что концентрация электронов в воздушном потоке без инъекции углеводородов не превышает  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , при горении спирта концентрация электронов в области пламени достигает  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , а при горении пропана равна  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

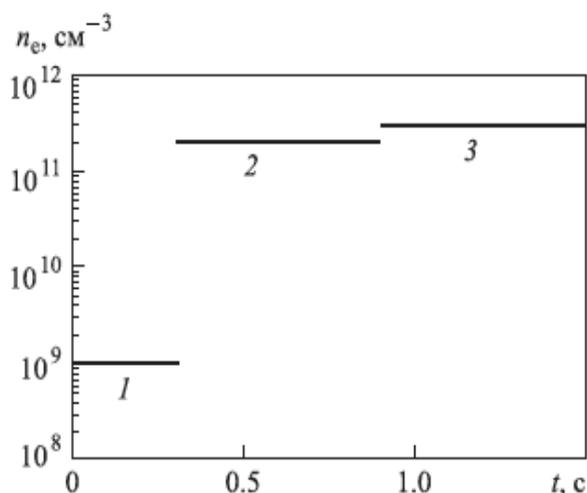


Рис. 1.19. Временной ход концентрации электронов, измеренный с помощью двухпроводной линии, помещенной на расстоянии  $z = 15$  см от электродов: 1 – разряд постоянного тока в потоке воздуха; 2 – горение спирта; 3 – горение пропана.

На основе результатов измерений утверждается, что температура пламени на выходе из канала равна  $T = 1800\text{--}1850\text{ К}$ , полнота сгорания, измеренная различными методами, достигает 100% в дозвуковых потоках и 95% в сверхзвуковых потоках.

В работе [71] для решения некоторых проблем плазменной аэродинамики предложен микроволновый разряд, который создаётся поверхностной волной на диэлектрическом теле. Отмечается, что, как и высоковольтный наносекундный электродный разряд, поверхностный СВЧ-разряд существует при высоких значениях приведённого электрического поля, но в отличие от него в условиях СВЧ-разряда электрическое поле можно поддерживать в течение длительного (сотни микросекунд) времени. Из этого делается вывод о том, что такой разряд должен приводить к быстрому воспламенению углеводородного топлива.

Была определена скорость фронта горения по известной скорости сверхзвукового потока и измеренному тангенсу угла наклона резкой передней границы характерного свечения. Концентрация заряженных частиц в плазме измерялась с помощью метода двойных зондов. Период индукции определялся разными способами: по минимальной длительности разрядного импульса, приводящего к характерному свечению, по резкому возрастанию интенсивности свечения молекулярной полосы  $\text{СН}^*$  с длиной волны  $\lambda = 431,5\text{ нм}$ , по времени появления сигнала с двойного зонда, по резкому изменению общего вида спектра и по резкому увеличению температуры газа.

Отмечается, что СВЧ-разряд существует при высоких значениях приведённого электрического поля, которое локализовано в тонком ( $h < 1\text{ мм}$ ) приповерхностном слое. На основании чего сделан вывод о том, что: во-первых, данный факт должен приводить к эффективному возбуждению высокорасположенных энергетических уровней молекул и атомов с последующей генерацией ультрафиолетового излучения и фотоионизации. Во-вторых, в плазме СВЧ-разряда в первые 10–20 мкс происходит быстрый нагрев газа со скоростью 30–70 К/мкс, и к концу СВЧ-импульса температура газа достигает 1500–2000 К. Быстрый нагрев газа приводит к тепловому взрыву вблизи поверхности СВЧ-антенны.

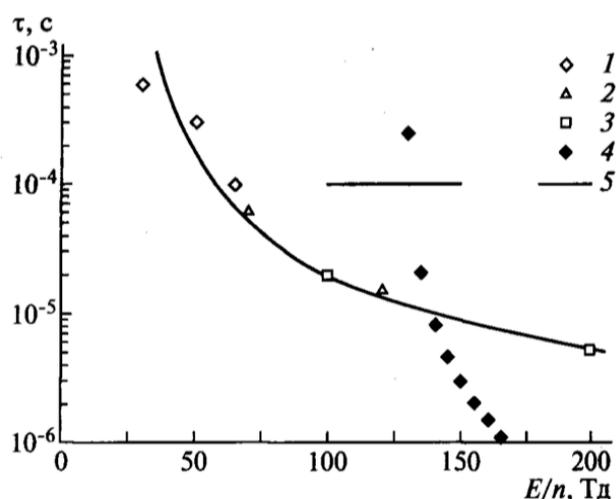


Рис. 1.20. Зависимости (1–3 – эксперимент, 4,5 – расчёт) периода индукции от приведённого электрического поля при воспламенении сверхзвукового  $M=2$  пропан-воздушного потока с помощью различных типов газового разряда: 1– поперечный электродный импульсный разряд, 2 – свободно локализованный СВЧ-разряд, 3 – поверхностный СВЧ-разряд, 4 – расчёт для плазменно-стимулированного воспламенения, 5 – расчет автовоспламенения в условиях поверхностного СВЧ-разряда.

Приводится сравнение зависимостей периода индукции от приведённого электрического поля  $E/n$  для различных типов газового разряда (рис. 1.20). На основе численного анализа сделан вывод о том, что при более коротком нагревающем импульсе или меньшей вкладываемой мощности (при  $T < 3000$  К) воспламенение не происходит, что находится в противоречии с экспериментальными данными, демонстрирующими более быстрое ( $t_{in} = 5\text{--}25$  мкс) воспламенение пропан-воздушного потока при меньшей температуре газа ( $T_g \sim 1000$ К). Данное несоответствие связывается с тем, что при численном моделировании не учтены плазменные эффекты, которые могут играть существенную роль.

На основе экспериментальных результатов было сделано заключение о том, что с увеличением электронной температуры (при больших значениях  $E/n$ ) частота ионизации резко возрастает, а время задержки развития лавины уменьшается, что ожидаемо приводит к значительному сокращению периода индукции.

В работе [72] воспламенение в метано-воздушной смеси было достигнуто с помощью низкоэнергетичных лазерных импульсов в сочетании с докритическими СВЧ импульсами. Показано, что даже слабая ионизация лазерным излучением

позволяет локализовать энергию микроволнового излучения, что приводит к ускорению нагрева, высокой температуре и воспламенению.

В работах [73–80] приводятся результаты по исследованию применения подкритического и глубоко подкритического стримерного СВЧ разряда. В глубоко подкритическом СВЧ-разряде амплитуда электрического поля много меньше напряжённости поля пробоя ( $E_0 \ll E_{пр}$ ), что позволяет существенно уменьшить необходимый для воспламенения топливной смеси энергозатрат.

Работа [73] посвящена детальному рассмотрению возможностей применения различных СВЧ-разрядов. Описаны физика и особенности различных типов СВЧ разряда, среди которых большое внимание уделяется свойствам глубоко подкритического стримерного СВЧ-разряда. Отмечается потенциал применения подкритических СВЧ-разрядов для аэродинамического управления потоком, а также для задач воспламенения и стабилизации горения в сверхзвуковом потоке.

В работе [74–75] представлены результаты экспериментального исследования воспламенения и горения пропана в стационарном СВЧ-разряде при различных условиях. В экспериментах глубоко подкритический разряд инициировался на электромагнитном вибраторе в холодном сверхзвуковом потоке воздуха. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.21. Воздух поступал в камеру через сверхзвуковое сопло  $M = 2$ . На основе измерений температуры, было установлено, что сжигание пропан-воздушных смесей возможно в потоке газа (число Маха  $M = 2$ ) при СВЧ-разряде мощностью до 200 Вт. Показана возможность горения пропана с эффективностью около 60% при скорости смеси до 200 м/с в области горения.

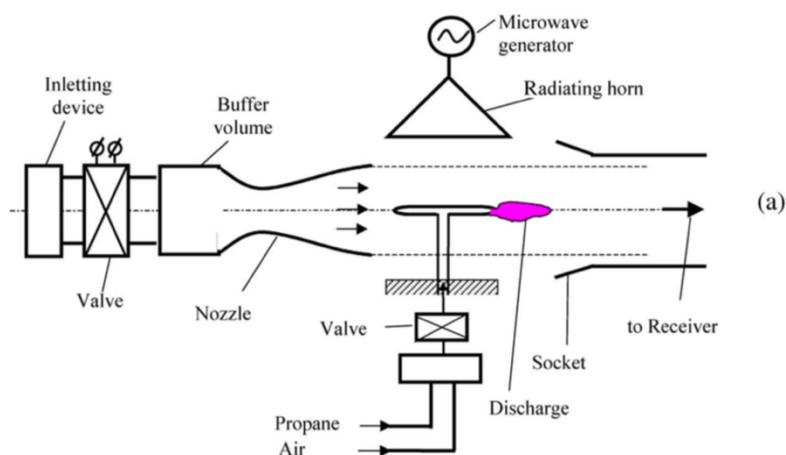


Рис. 1.21. Схема экспериментальной установки

На основе данных результатов сделан вывод об эффективности применения глубоко подкритического СВЧ-разряда с электромагнитным вибратором, расположенным в сверхзвуковом потоке, для целей стабилизации воспламенения и горения в сверхзвуковом потоке.

В работе [76] было предложено использовать стримерный подкритический СВЧ-разряд (СПР) для зажигания и управления воспламенением в специально разработанной камере сгорания с обратным вихрем (камера сгорания Торнадо). Камера (рис. 1.22) представляла собой цилиндр из прозрачного диэлектрического материала.

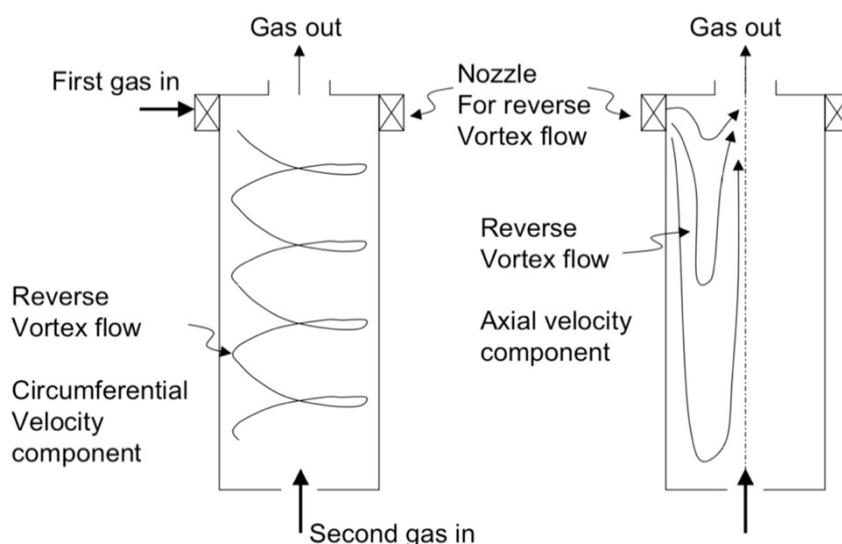


Рис. 1.22. Схема камеры сгорания с обратным вихрем.

Одна компонента газовой смеси подавалась аксиально по центру камеры образуя центральный поток. Вторая компонента подавалась по касательной к окружности цилиндра и навстречу первому. Таким образом образовывался поток, закрученный по спирали вокруг первого. Хорошее перемешивание смеси в камере позволяло использовать её в очень широком диапазоне смесей: от очень богатых до крайне бедных. Сделано предположение, что СВЧ-разряд в перспективе должен воспламенять топливную смесь и поддерживать горение вдали от стенок камеры, а также на её оси. Было показано, что СПР может применяться для объемного воспламенения топливной смеси в свободном пространстве. Однако получить объемное воспламенение в камере сгорания с обратным вихрем в работе [76] не удалось. Выдвинуто предположение, что причиной этого являлось сильное притяжение самого разряда к диэлектрической поверхности камеры. Для преодоления этого явления в следующей серии экспериментов на оси цилиндра камеры сгорания был расположен инициатор в виде тонкой проводки, что привело к желаемым результатам и позволило осуществить на оси камеры сгорания объемное воспламенение. Дальнейшее изучение СВЧ разряда над поверхностью получило развитие в работе [77], где рассмотрены характеристики локализованного поверхностного глубоко подкритического СВЧ-разряда. Более подробно подкритический и глубоко подкритический стримерные СВЧ-разряды, а так же возможности по их применению в камерах сгорания перспективных реактивных двигателей рассмотрены в работах [78–80]. Результаты проведенных исследований подтверждают перспективность применения стримерного подкритического СВЧ-разряда в виду обеспечения приемлемого воспламенения при относительно небольшой вкладываемой мощности.

### **§ 1.7 Продольно-поперечные разряды постоянного тока**

Изучению продольно-поперечного разряда предшествовал целый ряд исследований посвящённых поперечным и продольным разрядам постоянного тока в воздушном потоке [81–87]. В работе [88] отмечается, что поперечный разряд позволяет вложить в поток очень высокую мощность (до 70 кВт) за счёт

протяженных каналов вдоль потока [81–83, 89], однако он принципиально не стационарен, что приводит к значительным колебаниям вкладываемой мощности. Этого недостатка лишён продольный разряд [84, 90], но для него требуется очень высокое напряжение пробоя при рабочем давлении в 3–4 атмосферы. В качестве компромисса было предложено использовать продольно поперечный разряд постоянного тока. В работе [88] приводятся первые результаты экспериментальных исследований плазмы такого разряда в сверхзвуковом аэродинамическом канале с обратным уступом. На основании полученных результатов сделан вывод о перспективности использования плазмы ППР для инициации горения сверхзвукового потока топливно-воздушной смеси.

В работе [91] приведены результаты экспериментального исследования основных микроскопических параметров (величина электрического поля  $E$  и приведённого электрического поля  $E/N$ , температура газа  $T_g$  и электронная температура  $T_e$ ) для плазмы ППР. На основе полученных данных выполнено сравнение параметров ППР с параметрами поперечного и продольного разряда в сверхзвуковых потоках и неподвижном воздухе. На основе результатов сравнения показано, что значение электрического поля в плазме разряда в сверхзвуковом потоке в решающей степени определяется величиной тока и статическим давлением ( $I, p$ ), но практически не зависит от конфигурации электродов, длительности импульса и наличия в потоке пропана (в пределах стехиометрии). В свою очередь это означает, что напряжение на разряде при фиксированных давлении и токе ( $I, p$ ) определяется только протяженностью разрядного канала, который зависит от способа организации разряда в канале (продольный, поперечный или продольно-поперечный), однако, как отмечается, принципиальной разницы между ними нет. Объяснение данного факта связывается с тем, что установление основных макро- и микроскопических параметров разряда происходит в короткой приэлектродной области, и с точки зрения газодинамики разрядный канал представляет собой «след» приэлектродных пятен, несмотря на то, что с точки зрения теории газовых разрядов данный канал является самостоятельным в отличие

от несамостоятельного канала неконтрагированного слаботочного тлеющего разряда в потоке [92].

Из сравнения температур компонент плазмы сделан вывод о том, что плазма в сверхзвуковом потоке при давлении до 200 Торр даже при токах в десятки ампер остаётся не изотермической, и как следствие её проводимость определяется степенью ионизации, а не температурой.

Дальнейшие исследования ППР в потоке [19–24] были посвящены экспериментальному изучению [19–21, 23] и численному моделированию [21, 22] процессов воспламенения и горения топливно-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке под действием плазмы ППР.

В работах [19, 20, 23] приводятся результаты экспериментов по исследованию горения сверхзвукового воздушно-пропанового потока, инициированного продольно-поперечным разрядом постоянного тока, в аэродинамическом канале с обратным уступом. На основе результатов исследования условий воспламенения и горения сверхзвукового воздушно-пропанового потока в канале с обратным уступом показано, что режим стабильного несамостоятельного горения реализуется при относительно “бедной” смеси, а обогащение смеси приводит к нестационарному режиму, который вырождается в режим воспламенения. Вместе с этим порог стабильного несамостоятельного горения сверхзвуковой воздушно-пропановой смеси зависит от разрядного тока и длительности импульса. Стабильное горение реализуется при токах разряда  $I > 10$  А и длительностях токового импульса, превышающих ~10 мс. Отмечается, что при определенных условиях стабильное горение начинается с взрывного режима зажигания смеси, который сопровождается резким увеличением давления в канале.

В работах [21, 22] на основе построенной теоретической модели решается задача определения оптимальных условий воспламенения (геометрии разряда, величины разрядного тока, длительности импульсов) с учётом варьирования параметров потока, которая в лабораторном эксперименте может привести к большими материальными и временным затратам.

Как указано в [22], газодинамическая модель, описывающая влияние электродного разряда на сверхзвуковой поток воздуха, была построена в работах [93, 94] в рамках модели теплового источника [95, 96]. Отмечается, что с газодинамической точки зрения оказалось достаточным описать разряд как короткую эллипсоидальную область энерговыделения, размещенную вблизи головного электрода, а основную часть разряда — протяженный положительный столб — не учитывать. Данный факт связывается с тем, что электродные разряды в потоке (поперечный, продольный, продольно-поперечный) при токах порядка 1 А и выше горят в режиме электродных пятен, когда токовое пятно занимает весьма малую часть электрода, что так же часто возникает в разряде в неподвижном газе с электродами из легкоплавкого металла [97]. При этом для случая сверхзвукового потока такой режим становится преобладающим. Для прикатодной области это объясняется тем, что в условиях сильного охлаждения катода потоком газа энергетически выгоднее (из-за экспоненциальной зависимости тока термоэмиссии от температуры) нагревать не весь катод, а его малую область, но до более высоких температур.

На основе результатов численного моделирования было показано, что существует пороговое значение вложенной удельной мощности ( $\sim 40$  Вт/см) ниже которой воспламенения не наблюдается, что согласуется с экспериментальными результатами. Отмечается качественное и в определённой степени количественное согласие предложенной относительно простой модели с экспериментальными результатами, что может свидетельствовать о значимой роли теплового механизма воспламенения при воздействии электродных разрядов на поток.

В работе [22] обращается внимание на то, что горение потока топливно-воздушной смеси происходит также и в радиальном направлении. Полученная в расчетах радиальная скорость распространения фронта горения составила величину  $\sim 10$  м/с, что при сверхзвуковых скоростях потока приводит к зоне горения в виде конуса с полууглом раскрытия порядка нескольких градусов. Отмечается, что на практике зона горения расширяется за счёт быстрого перемещения катодного пятна, однако для полноценного объемного воспламенения требуется подход,

дополнительно увеличивающий область взаимодействия разряда с потоком, как например, многоэлектродная конструкция из ряда поперечных разрядов [98].

Другим подходом по увеличению зоны горения в потоке может быть воздействие на токовый канал разряда при помощи внешнего магнитного поля.

### **§ 1.8 Импульсные разряды**

Одним из перспективных источников для задачи плазменно-стимулированного воспламенения и горения является магнитоплазменный компрессор эрозионного типа, создающий высокоскоростную и высокотемпературную струю плотной плазмы. Такие разряды могут обеспечить режим объемного воспламенения с помощью плазменного нагрева и УФ-излучения.

В работах [99, 100] экспериментально исследованы режимы истечения плазменной струи, созданной капиллярным плазмотроном в неподвижный воздух и сверхзвуковой поток. Плазменные струи в неподвижном воздухе были ранее исследованы в работах [101–107] как теоретически, так и экспериментально с помощью спектроскопического, зондового и СВЧ-методов.

В работе [100] помимо экспериментальных результатов представлена теоретическая модель процесса инжекции плазменной струи в сверхзвуковой воздушный поток. В экспериментах питание плазмотрона производилось от емкостного накопителя энергии общей емкостью батареи конденсаторов ~600 мкФ с рабочим напряжением до 2 кВ, что соответствовало максимальной величине запасенной энергии 1200 Дж. Длительность импульсов разрядного тока могла варьироваться от 600 до 1000 мкс, максимальное значение разрядного тока достигало 3 кА.

Отмечается, что в зависимости от начальных условий: мощности, выделяемой в разряде, скорости набегающего потока и начального давления – плазменная струя, созданная капиллярным разрядом, может либо проникать на значительные (10–15 см) расстояния в поток, либо распространяться вдоль его внешней границы.

Представленная теоретическая модель взаимодействия плазмы с потоком демонстрирует хорошее согласие с экспериментом.

В работе [108] приводятся результаты исследования инициации воспламенения и горения воздушно-пропанового потока в сверхзвуковом аэродинамическом канале импульсным разрядом маломощного магнитоплазменного компрессора эрозионного типа.

В экспериментах использовался МПК с величиной разрядного промежутка 1 мм, что позволило снизить минимальное рабочее напряжение плазмотрона и обеспечить генерацию струи при запасенной энергии  $\sim 150$  Дж.

МПК размещался в сверхзвуковом канале, который был удлинен гофрированной трубой, соединенной с балластной камерой.

Работа МПК осуществлялась в импульсном режиме с длительностью  $\tau = 70$  мкс, напряжение  $U_0$  на накопительном конденсаторе  $U_0 < 5$  кВ, максимальное значение разрядного тока  $I = 30$  кА.

На основе сигналов с датчиков давления, расположенных вдоль канала зафиксировано распространение трех различных волн возмущения давления, которые условно обозначены как I, II, III. При этом волны I и II связаны с возмущением давления, вызванным импульсной плазмой МПК.

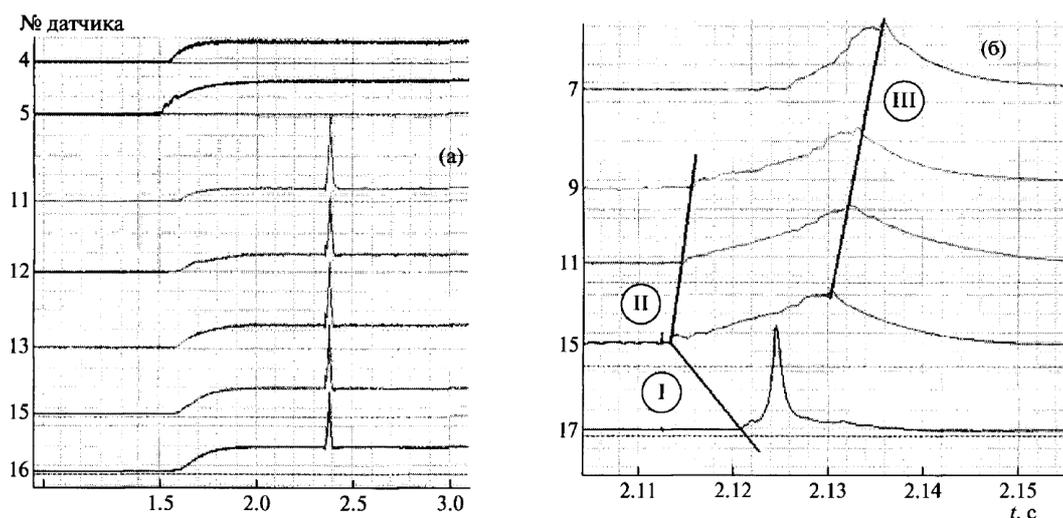


Рис. 1.23 Распространение трёх волн давления, регистрируемое датчиками давления – (а), и более высокое временное разрешение датчиков – (б).

На основе статистических данных определены усредненные скорости для всех трех типов волн. Для волн I, II средняя скорость составила  $230 \pm 30$  м/с против потока и  $480 \pm 50$  м/с по потоку. Скорость волны III в канале прямоугольного сечения составила  $350 \pm 50$  м/с.

В дополнительных экспериментах с использованием двух фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и системы рефракционных измерений были получены оптические характеристики распространения различных волн в канале.

Характерной особенностью импульса, соответствующего волне I, является его протяженность во времени (3–4 мс), подтверждающее существование протяженной (1,2–1,4 м по потоку) нагретой области.

Проведённые спектральные измерения позволили заключить, что в течение развития плазменного формирования, созданного МПК, возможно существование некоторых временных и пространственных интервалов, в которых температура плазмы, а, следовательно, и нейтрального газа достигает значений 0,9–1,2 эВ. На основании полученных результатов делается вывод о том, что интенсивная и высокотемпературная плазменная струя, созданная МПК, мгновенно (по отношению ко времени распространения потока) формирует область, в которой температура нейтрального газа значительно превышает температуру диссоциации молекул как воздуха, так и пропана. Таким образом, в этой зоне реакция горения может идти только на границах протяженной плазменной пробки. Её протекание в свою очередь вызывает локальный нагрев и, как следствие, "скачок" плотности, что регистрировалось рефракционным датчиком.

Отмечается, что особый интерес представляет наличие волны III, которая распространяется против направления сверхзвукового потока. Она обладает постоянной избыточной амплитудой 1–1,2 атм., средней скоростью  $350 \pm 50$  м/с и сопровождается сильной акустической ударной волной, на фронте волны протекает экзотермическая реакция, сопровождаемая свечением.

Из того факта, что волна III распространяется как против потока, так и по нему сделан вывод, что она возникает в результате взрыва воздушно-пропановой смеси в некоторой области, расположенной в канале (точнее в гофрированной трубе,

соединяющей секции канала с вакуумной камерой). По данным оценки расстояние от конца секции канала до точки детонации составляло  $\sim 2$  м.

В работах [109, 110] рассмотрены механизмы перехода дефлаграции в детонацию под действием импульсного разряда наносекундной длительности.

Однако, в работе [108] на основе модели, описывающей возможный переход турбулентного горения в детонацию с выполнением условия Чемпена-Жуге и соотносением выводов этой модели с результатами экспериментов, сделан вывод о том, что детонационная гипотеза не подтвердилась.

В результате сделан вывод о том, что приемлемым объяснением эффекта возникновения взрывного горения является медленное остывание плазмы до температуры воспламенения в потоке.

В работе [111] было рассмотрено взаимодействие плазмодинамического импульсного разряда магнитоплазменного компрессора с воздушно-пропановым потоком. МПК был размещён в секции сверхзвукового канала сразу за обратным уступом под наклоном, при котором ось МПК составляла  $30^\circ$  с нижней стенкой канала. Схема размещения МПК представлена на рис. 1.24.

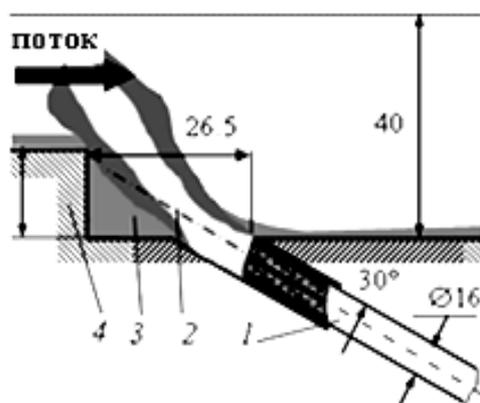


Рис. 1.24. Схема размещения разряда в потоке. 1 – плазматрон, 2 – ось симметрии, 3 – зона циркуляции, 4 – ступень. Размеры указаны в миллиметрах.

Питание МПК осуществлялось от источника постоянного тока с максимальным рабочим напряжением до 5 кВ. Максимальная мощность, выделяемая в разряде в ходе экспериментов, достигала величины 14 МВт, а максимальное значение выделяемой в разряде энергии имело значение 320 Дж. Практически вся энергия в плазме выделялась за первый квазипериод. При этом полная энергия, выделяемая в

разряде, составляла  $\sim 60\text{--}70\%$  от энергии, запасенной в накопительном конденсаторе.

На основе интегральных фотографий распространения плазменной струи, полученных с различными временными экспозициями, были определены пространственные координаты и скорость границы области свечения плазмы. На основании фотографий, полученных при различных экспозициях, была построена зависимость скорости передней границы свечения плазмы от времени (рис. 1.25б).

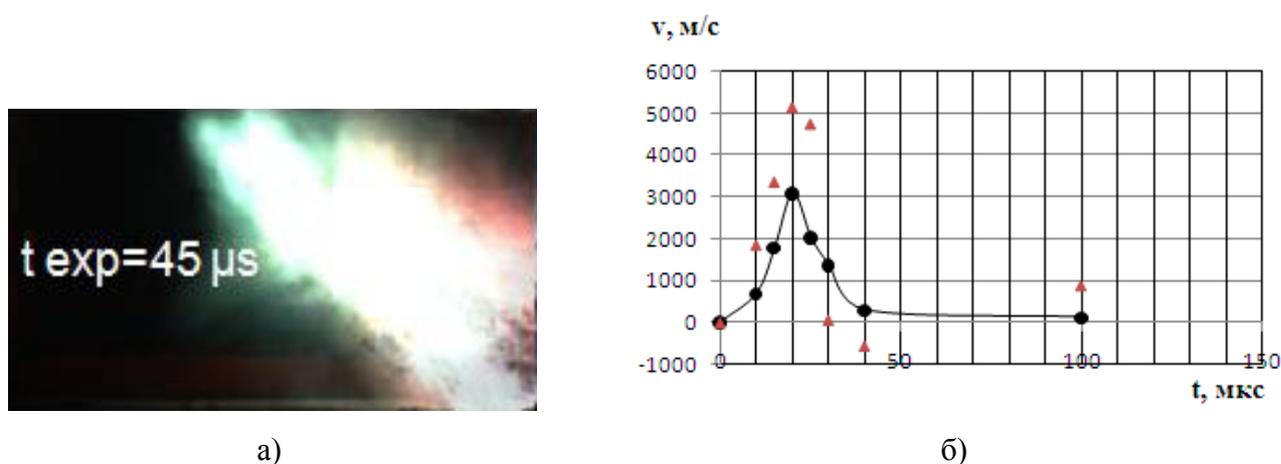


Рис. 1.25. а – Фотография плазменной струи в первой секции канала, выполненная с экспозицией 45 мкс. б – Зависимость скорости передней границы плазмы (сплошная линия) и максимальной ширины плазмы (треугольники) от времени.

На основе анализа сигналов с датчиков давления, расположенных вдоль канала и сигналов свечения продуктов плазмы, полученных с помощью ФЭУ сделано заключение, о том, что вдоль направления потока распространяется плазменное образование, на внешней границе которой реализуется плазменное воспламенение.

Анализ экспериментальных результатов и теоретических моделей процессов взаимодействия плазмы МПК с воздушно-топливной смесью в высокоскоростном потоке позволил составить следующую картину резкого объёмного воспламенения топливной смеси.

Во время импульса в разряде МПК выделяется энергия порядка 160–200 Дж, не менее 80% этой энергии приходится на диссипацию, так как КПД даже

осветительных МПК не превышают 20% [112]. Поэтому можно считать, что при разряде МПК выделяется тепловая энергия величиной порядка 128–160 Дж.

Так как теплоёмкость воздуха при 70 Торр достаточно низка, энергии, выделяемой в импульсе МПК достаточно, чтобы нагреть область в существенно протяженной окрестности струи МПК до нескольких тысяч кельвин, при этом большая часть энергии уходит на диссоциацию различных молекул газа. Экспериментальные данные электронной температуры плазменного образования полученные на основе спектрометрических измерений дают значения  $\sim 1$  эВ на оси плазменной струи непосредственно в момент импульса МПК. Плазма МПК нагревает область потока вокруг разряда до нескольких тысяч кельвин, которая достаточно быстро остывает за счёт диссоциации метана, кислорода и водорода, что в свою очередь приводит к генерации большого числа химически активных радикалов. Эта область смешивается с потоком и после остывания до 700–900 К в ней возникает объемное воспламенение топлива в протяженной области.

Наряду с такими процессами как относительно медленная дефлаграция (скорость фронта  $\sim 1$  м/с) и детонация (скорость фронта  $\sim 1$  км/с) существуют промежуточные по скорости распространения режимы горения, такие как низкоскоростная детонация [113, 114] и горение в режиме высоких скоростей [115, 116]. Как следует из работ [113–116] режим низкоскоростной детонации возможен в трубах с шероховатостями или поперечными рёбрами. Аналогом такой трубы может являться гофрированная труба, соединяющая канал с вакуумной камерой. При этом отмечается, что снижение скорости детонации сопровождается существенным сокращением времени перехода горения в детонацию.

На основе этого можно сделать вывод о том, что на некотором расстоянии от МПК по потоку в гофрированной трубе возникает объёмное воспламенение топливной смеси, которое достаточно быстро переходит в высокоскоростное горение или низкоскоростную детонацию. В результате возникает две ударные волны распространяющиеся по каналу от места воспламенения как по потоку, так и против него. Скачки давления, соответствующие этим волнам были экспериментально зафиксированы пьезоэлектрическими датчиками давления,

установленными как в секциях канала, так и на выходе из гофрированной трубы в балластную камеру.

Представленные результаты исследований взаимодействия с потоком топливно-воздушной смеси как ППР, так и МПК позволяют сделать вывод о применимости обоих плазменных источников для осуществления быстрого объёмного воспламенения в сверхзвуковом потоке. Вместе с этим, представленные методы имеют как преимущества, так и недостатки.

Прежде всего, необходимо отметить, что независимо от источника, создающего плазму, процесс воспламенения (либо горения) прекращается в момент окончания импульса источника плазмы. В связи с этим более правильно говорить либо о воспламенении топливной смеси, либо о несамостоятельном горении смеси, при котором горение прекращается одновременно с исчезновением плазмы (например, при окончании импульса, создающего плазму).

Как было отмечено ранее, ППР способен вкладывать в разряд значительную мощность при относительно не высоком напряжении пробоя, он квазистационарен, однако взаимодействует с потоком в достаточно малой области. Применение МПК, напротив, позволяет реализовать быстрое воспламенение топливной смеси в большом объёме при высоких скоростях потока. Однако, большая величина рабочего напряжения и низкая энергоэффективность МПК метода (один разряд в несколько секунд) требуют дополнительных исследований возможности его оптимизации.

Дальнейшие развитие и подходы по оптимизации методов плазменно-стимулированного горения с помощью ППР и МПК представлены в данной работе. Рассмотрено влияние внешнего магнитного поля на ППР в сверхзвуковом потоке и возможность увеличения с его помощью области взаимодействия разряда с потоком. Исследована возможность применение МПК меньших размеров с более низким рабочим напряжением для задачи плазменно-стимулированного воспламенения потока топливной смеси. На его основе реализован и исследован частотный режим воспламенения топливно-воздушной смеси в высокоскоростном потоке.

## Глава 2. Описание экспериментальных установок

В процессе проведения экспериментов, связанных с применением в настоящей работе различных источников плазмы, использовались две модификации экспериментальной установки для разряда ППР во внешнем магнитном поле и для разряда МПК. При этом основные базовые компоненты экспериментального стенда оставались неизменными.

### § 2.1 Общая схема экспериментального стенда

Эксперименты по исследованию воздействия плазмы на топливно-воздушную смесь в сверхзвуковом потоке проводились на установке, представляющей собой баллонно-вакуумную аэродинамическую трубу кратковременного действия, схема которой приведена на рис. 2.1.

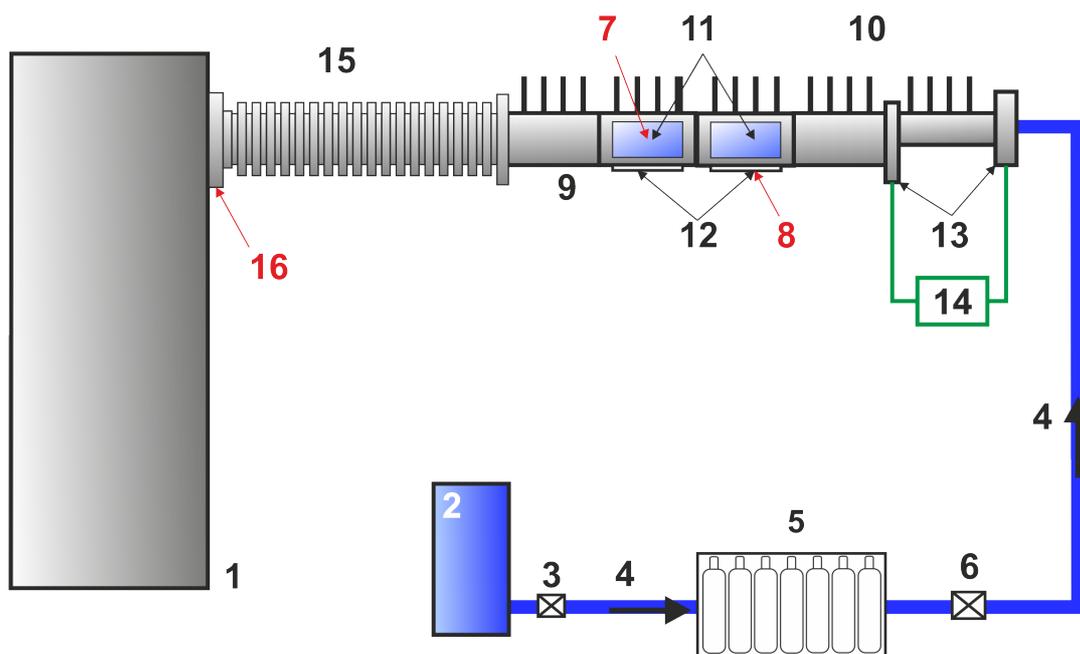


Рис. 2.1. Общая схема экспериментальной установки

1 – вакуумная камера, 2 – компрессор, 3 – кран, 4 – воздухопроводы, 5 – дополнительные баллоны, 6 – клапан подачи воздуха, 7 – место размещения фотоэлектронного умножителя, 8 – люк с генератором плазмы, 9 – сверхзвуковой канал, 10 – датчики давления, 11 – иллюминаторы, 12 – фланцы для крепления генераторов плазмы, 13 – топливораздаточные фланцы, 14 – система подачи топлива, 15 – гибкий гофрированный шланг, 16 – датчик давления на выходе из канала.

Установка состоит из следующих основных частей: системы предварительной откачки, системы создания высокого давления воздуха, сверхзвукового канала,

системы определения основных параметров сверхзвукового потока, системы ввода топлива в канал и комплекса диагностических измерений.

Система предварительной вакуумной откачки позволяет устанавливать в канале необходимое начальное давление в диапазоне от 70 до 760 Тор. Основой этой системы является цилиндрическая барокамера (рис. 2.1, 1) объемом 3 м<sup>3</sup>. Барокамера служит не только для создания предварительного вакуума в системе, но и является балластным объемом, в который происходит истечение газа из аэродинамического канала.

Система высокого давления обеспечивает необходимую величину давления у входа в канал. Основной её частью является компрессор (2) с максимальным давлением до 16 атм.

Компрессор оборудован ресивером объемом 240 л. Выход с ресивера через смеситель соединён с семью баллонами дополнительного объёма (5) по 40 л каждый. Таким образом, суммарный объем системы высокого давления составляет 520 л. Смеситель соединен с пневматическим электромагнитным клапаном (6), время открытия которого изменяется в пределах 0,1–10 с. Этим клапаном заканчивается тракт высокого давления, после которого воздушный поток поступает в сверхзвуковое сопло аэродинамического канала (10).

Канал состоит из секций (рис. 2.2). На входе канала установлена секция сверхзвукового сопла, рассчитанного на число Маха  $M = 2$  с критическим сечением сопла 17 мм и выходным диаметром 25 мм. На выходе из сопла установлена формирующая секция (3) – цилиндрический канал длиной 25 см с внутренним диаметром 25 мм, в котором формируется однородный сверхзвуковой поток. С формирующей секцией соединяется рабочая секция с внезапным расширением канала (4), которая имеет прямоугольное внутреннее сечение с размерами  $25 \times 40$  мм<sup>2</sup> и длину 20 см. На боковых стенках этой секции расположены два иллюминатора (рис. 2.1, 11), в которых установлены кварцевые окна для визуального наблюдения процессов плазменного разряда и горения топливно-воздушной смеси в канале. В нижней грани рабочей секции имеется отверстие для установки люка (рис. 2.1, 12) с генератором плазмы. За рабочей секцией (рис. 2.2, 4)

следуют три секции (одна из них полностью аналогична рабочей), предназначенные для проведения различных измерений (рис. 2.2, 5, 6, 7). Секции имеют прямоугольное сечение, аналогичное рабочей секции, и длину 20 см. Весь канал выполнен из нержавеющей стали.

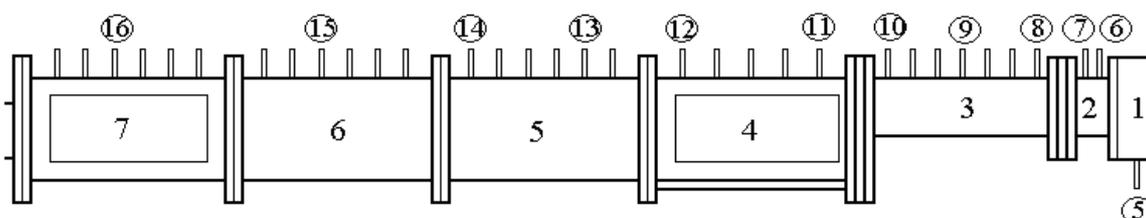


Рис. 2.2 Схема сверхзвукового канала. 1 – Фланец крепления термопары и датчика давления, 2 – сопло, 3 – формирующий канал, 4 – рабочая секция, 5, 6, 7 – измерительные секции, в кружках 5–16 – датчики давления в канале

Ключевую роль в системе контроля основных параметров сверхзвукового потока играют датчики давления (рис. 2.1, 10), размещенные во всех секциях рабочего канала. Все эти датчики служат для измерения статического давления по всей длине канала.

Основные параметры канала следующие: число Маха потока  $M = 2$ , диапазон начальных давлений в вакуумной камере  $p_0 = 50\text{--}100$  Торр, а в компрессоре  $P = 2\text{--}6$  атм; время стационарного режима работы 1–3 с. Во всех экспериментах в качестве топлива использовался пропан.

Система хранения и подачи топлива (рис. 2.1, 14) состоит из стандартного баллона  $V = 50$  л, из которого жидкий пропан через запорный кран и редуктор уже в газообразном виде подается в ресивер топлива. Ресивер представляет собой два баллона общим объемом 20 л, соединенные параллельно относительно тракта подачи пропана. Максимальное давление пропана в ресивере топлива равно 5 атм. После ресивера топливо поступает на электромагнитный клапан системы, за которым расположен дифференциальный расходомер топлива с двумя датчиками давления. Аналогичный дифференциальный расходомер установлен в системе подачи воздуха.

Топливо в канал поступает через топливораздаточные фланцы (рис. 2.1, 13). На рис. 2.3 схематично показана система подачи пропана. Ввод пропана непосредственно в поток осуществляется через два фланца, изображенные на рис. 2.3а и рис. 2.3б. Первый фланец (рис. 2.3а) размещен между формирующей секцией и соплом, второй фланец – между рабочей секцией и формирующей. По центру фланцев расположены цилиндрические полости диаметром 25 мм.

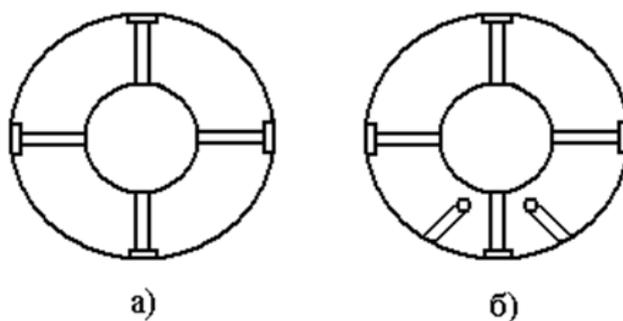


Рис. 2.3. Схема топливных фланцев.

В первом фланце пропан подаётся внутрь цилиндрической полости через четыре штуцера при помощи внутренних каналов. Диаметры каналов – 2 мм. Во втором фланце для подачи пропана дополнительно установлено ещё два штуцера, которые позволяют подавать пропан через каналы в область внезапного расширения за обратным уступом. Вариация массовой доли пропана осуществляется изменением давления воздуха на входе в сверхзвуковое сопло.

Определение параметров плазмы, создаваемой различными генераторами, а также исследование процессов воспламенения и горения топливной смеси производится с использованием диагностического комплекса. В состав данного комплекса входит система измерения электрических параметров разрядов, состоящая из различных шунтов, пояса Роговского и делителей напряжения. Определение внешнего вида разряда и его изменение во времени фиксируется с помощью скоростной камеры, которая позволяет получать серию снимков, как в режиме отдельных фотокадров, так и в режиме видеосъемки. В покадровом режиме время экспозиции одного кадра лежит в диапазоне от 3 мкс до 1с, а в режиме видеосъемки – от 60 мкс до нескольких секунд. Кроме того, для регистрации спектров излучения плазмы используются различные спектральные приборы.

Регистрация свечения продуктов горения осуществляется с использованием фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), расположенных напротив иллюминаторов в различных секциях канала на определенном расстоянии от области создания плазмы.

Для синхронизации работы различных элементов экспериментального комплекса применяется специальная система общей синхронизации работы установки.

## § 2.2 Схема экспериментальной установки для исследования возможности воспламенения топливной смеси при помощи малогабаритного магнитоплазменного компрессора (МПК)

В экспериментальных исследованиях использовался МПК коаксиального типа схема которого приведена на рис. 2.4.

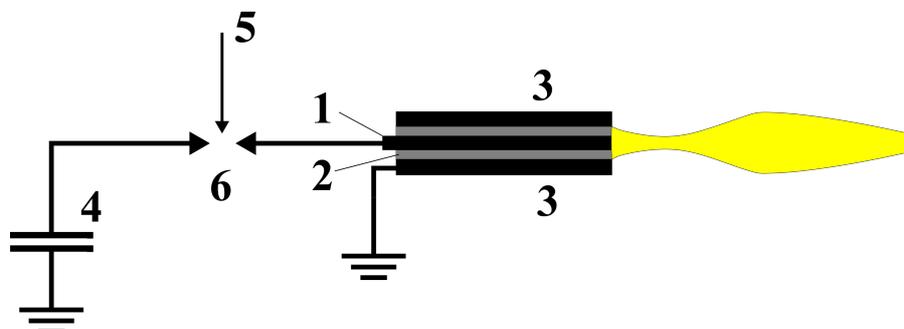


Рис. 2.4. Схема коаксиального МПК. 1 – внутренний электрод, 3 – внешний электрод, 2 – диэлектрик, 4 – накопительный конденсатор, 5 – импульс поджига, 6 – разрядник, 7 – плазменная струя.

Он состоял из внутреннего электрода (1) выполненного из латунной проволоки диаметром 3 мм и внешнего электрода (3) выполненного в виде стальной трубы с внутренним диаметром 5 мм и внешним 12 мм. Между электродами размещался диэлектрик (2) – трубка из оргстекла диаметрами 3 мм внутренний и 5 мм внешний. Уменьшение размеров разрядного промежутка позволило снизить минимальное рабочее напряжение плазмотрона. В условиях настоящих экспериментов отношение внешнего диаметра центрального стержня к внутреннему диаметру внешнего электрода могло принимать значения  $3/7$ ,  $5/7$  и  $6/7$ , что соответствовало изменению размеров разрядного промежутка от 2 мм до 1 мм. Для классических МПК это отношение изменяется от  $2/7$  до  $4/10$ .

Следует отметить, что такая конструкция МПК позволяет не только сравнительно легко изменять межэлектродное расстояние и, следовательно, начальные режимы работы плазмотрона (начальное пробойное напряжение, скорость плазменной струи), но и иметь возможность существенно уменьшить его размеры и создать относительно малогабаритный МПК.

Для питания МПК требуется значительная пиковая электрическая мощность, поэтому начальным источником энергии для него выступает накопительный

конденсатор (4). В экспериментах накопительный конденсатор заряжается до необходимого начального напряжения, после чего на разрядник (6) подаётся поджигающий высоковольтный импульс (5), разрядник замыкает электрическую цепь питания, напряжение подаётся на электроды МПК и происходит его разряд.

В основе работы МПК лежит ускорение плазмы в осевом направлении под действием пондеромоторных сил, возникающих при взаимодействии радиальных компонентов тока с собственным азимутальным магнитным полем тока, текущего по центральному электроду. Процесс ускорения плазмы также сопровождается её сжатием к осевому направлению, и формированием соответствующей струи, называемой плазменным фокусом (7).

При исследовании работы МПК в частотном режиме для зарядки накопительного конденсатора использовался управляемый источник питания с рабочим напряжением до 4,5 кВ и током зарядки до 20 А.

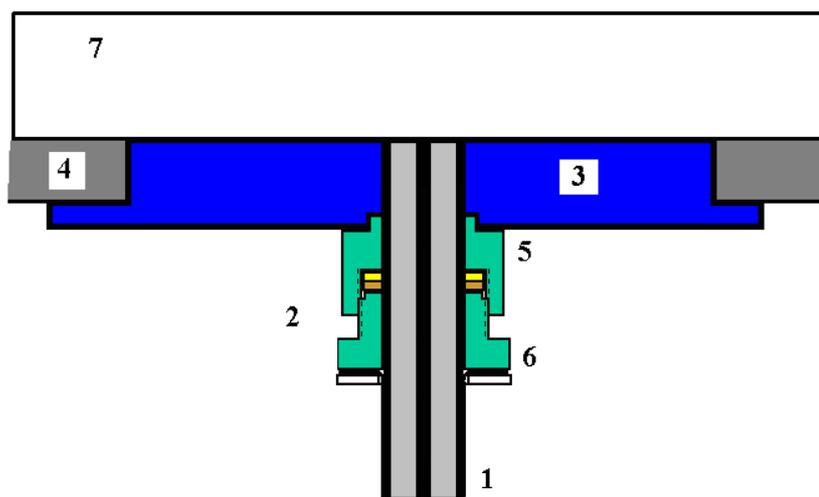


Рис. 2.5. Схема размещения МПК в аэродинамическом канале. 1 – МПК, 2 – переходная вакуумная муфта, 3 – люк, 4 – нижняя стенка канала, 5 – фиксатор, 6 – гайка крепления, 7 – боковая стенка канала.

Схема размещения МПК в канале представлена на рис. 2.5. МПК (1) при помощи муфты (2) крепится под прямым углом к съемному люку сверхзвукового канала (3). Муфта (2) состоит из двух частей: фиксатора (5), который впаян непосредственно в люк, и фиксирующей гайки (6), при помощи которой достигается вакуумное соединение МПК с люком. Люк закрепляется на нижней стенке канала (4).

Для определения электрических параметров разряда использовался делитель напряжения (с коэффициентом деления 1000) и пояс Роговского (сопротивление нагрузки пояса  $R = 0,2 \text{ Ома}$ ) для определения величины разрядного тока. Импульсные сигналы с делителя напряжения и пояса Роговского подавались на вход запоминающего осциллографа типа Tektronics TDS 2014C.

Процесс воспламенения и горения сверхзвуковой топливной смеси фиксировался при помощи автоматизированной системы датчиков статического давления в канале и системы фотоэлектрической регистрации, которая производилась при помощи фотоэлектронного умножителя, регистрирующего интегральное по спектру свечение разряда через боковой иллюминатор, расположенный в секции канала, следующей непосредственно за разрядной.

При исследовании возможности работы МПК, применяемого в данной работе, в частотном режиме применялась система синхронизации, принципиальная схема которой приведена на рис. 2.6.

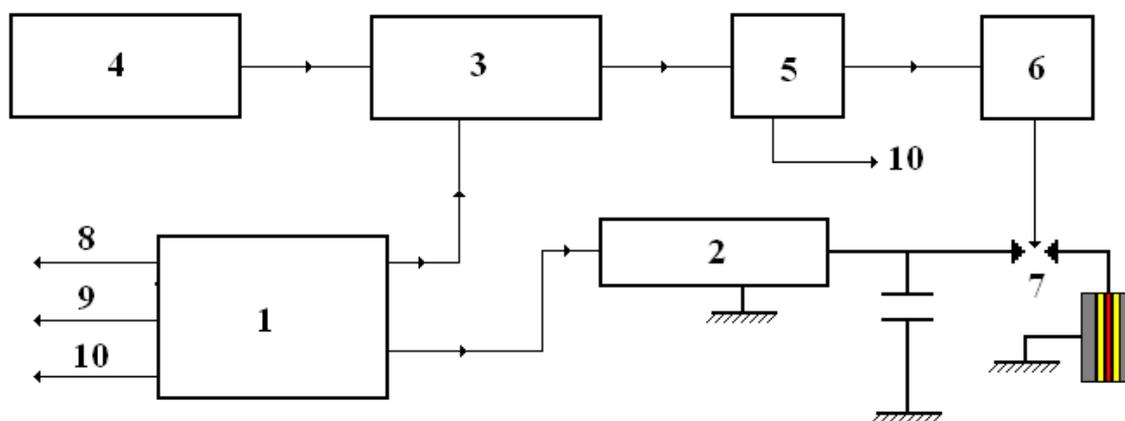


Рис. 2.6. Схема синхронизации для работы МПК в частотном режиме.

Основой работы данной схемы является блок синхронизации (1), который вырабатывает основные опорные сигналы. С него подаются импульсы для открытия клапанов подачи воздуха (8) и пропана (9) в канал, а также импульсы для запуска управляемого блока питания системы МПК (2). Одновременно аналогичный импульс, своим передним фронтом запускает систему пересчета импульсов (3). На эту же систему подаются непрерывные периодические сигналы с калиброванного генератора импульсов с заданной частотой следования (4). В результате система

пересчета сигналов вырабатывает определенное число импульсов, которое устанавливается предварительно. Частота следования импульсов определяется заданной частотой калиброванного генератора. Эти импульсы запускают генератор коротких импульсов (5), который служит для увеличения амплитуды запускающих импульсов от входного напряжения порядка 10 В до выходного  $\sim 40$  В, необходимого для стабильного запуска блока высоковольтных импульсов (6). Выходные сигналы с этого блока, импульсное напряжение которых достигает значений  $\sim (30-40)$  кВ, используются для запуска разрядника МПК (7). Для запуска регистрирующего осциллографа использовался еще один сигнал с общего блока синхронизации (10).

На рис. 2.7 приведены временные эпюры импульсов для всех составных элементов системы синхронизации. Как уже отмечалось, основные опорные импульсы формируются в блоке синхронизации. Это импульс открытия клапана подачи воздуха в канал ( $U_{кв}$ ), длительность которого может изменяться от 10 мс до 10 с, затем импульс открытия клапана подачи пропана в канал ( $U_{кп}$ ) с той же переменной длительностью. Этот импульс вырабатывается с некоторой задержкой относительно импульса клапана воздуха, которая может изменяться в тех же временных пределах. В этом же блоке синхронизации формируются еще два одинаковых по длительности и напряжению импульса с регулируемой задержкой относительно импульса клапана воздуха.

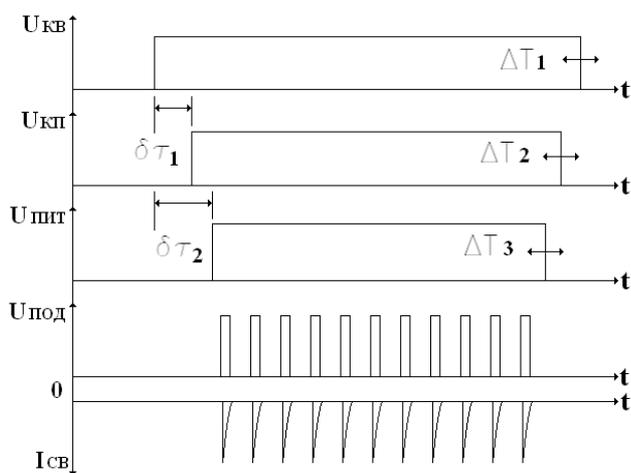


Рис. 2.7. Временные эпюры импульсов синхронизации

Один из них ( $U_{\text{пит}}$ ) используется для запуска блока питания МПК, его длительность можно изменять в тех же временных пределах, т.е. от 10 мс до 10 с. В течение длительности этого импульса накопительный конденсатор МПК находится под напряжением, величину которого можно изменять (для данного источника) от 3 кВ до 4,5 кВ. Передний фронт аналогичного импульса, подаваемого с блока синхронизации, запускает систему пересчета импульсов, которая формирует цепочку импульсов. Эти импульсы используются для запуска блока высоковольтных импульсов, ( $U_{\text{под}}$ ) которые управляют разрядником МПК. Так же на рисунке приведено схематическое обозначение интенсивности свечения ( $I_{\text{св}}$ ) полученное с помощью ФЭУ.

### § 2.3 Газодинамические параметры экспериментального стенда

В работе [117] был детально рассмотрен сверхзвуковой поток в канале и процесс его взаимодействия с плазмой ППР и МПК.

Для измерения распределения давления по сечению канала использовалось 10 датчиков (рис. 2.8) соединённых с тонкими трубками, распределёнными по сечению канала. Эти трубки были размещены на специальной платформе, которая монтировалась в нижнем люке рабочей секции таким образом, что открытые концы трубочек были направлены навстречу потоку у его выхода из формирующей секции и расположены вдоль радиуса.

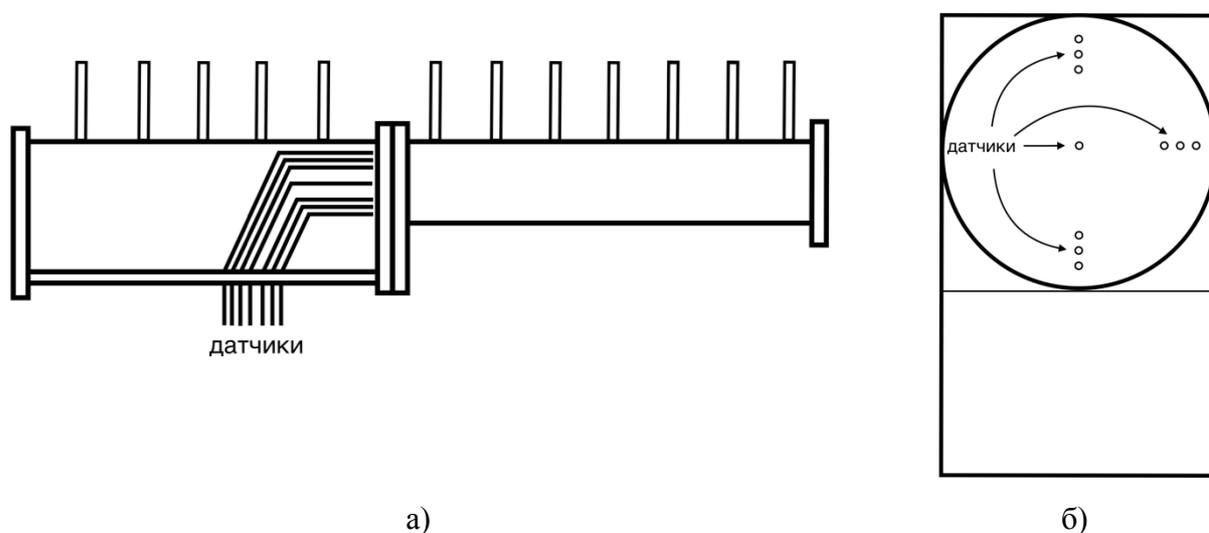


Рис. 2.8 Схематическое расположение датчиков для измерения распределения давления по сечению канала: а – вид сбоку, б – вид с торца.

Было отмечено [111], что метод измерения скорости сверхзвукового потока основан на двух предположениях. Первое предположение заключается в том, что параметры газа не изменяются существенно при его прохождении между двумя областями измерения давления. Второе предположение касалось квазисферической ударной волны (УВ), образующейся перед трубкой Пито-Прандтля. Предполагалось, что ее описание возможно в рамках одномерного приближения прямого газодинамического разрыва. Определение параметров газа, измеряемых в первой области (определения полного давления) осуществлялось с учетом данного приближения. Вторая область измерения статического давления расположена на удалении, необходимом для релаксации возбужденных УВ параметров газа. Отношение полного и статического усредненных давлений в области измерения позволяло определить число Маха течения, используя соотношение (2.1) для воздуха, учитывающее изменение параметров газа при прохождении прямого разрыва [118].

$$\frac{p_{\text{дин}}}{p_{\text{стат}}} = \frac{166,7M^7}{(7M^2-1)^{2,5}} \quad (2.1)$$

На основе измерений с помощью данного метода значений числа Маха в различных точках потока было получено пространственное распределение скорости в канале (рис. 2.9). Из распределения скорости на выходе из формирующей секции видно, что в достаточно протяжённой области скорость постоянна и равна по величине 2 Маха. Величина высоты пограничного слоя в канале не превышает 5мм.

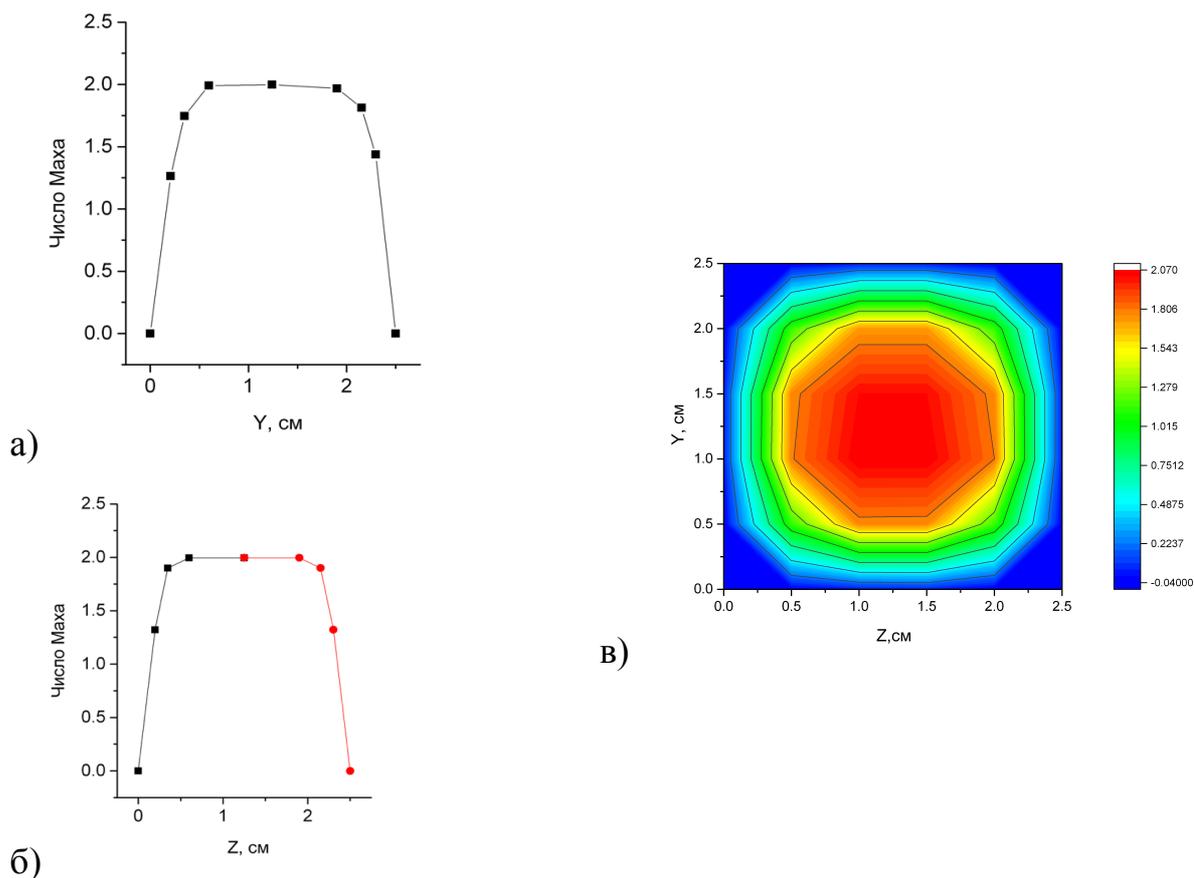


Рис. 2.9. Значение чисел Маха: а) измеренных вдоль вертикальной оси, б) измеренных вдоль горизонтальной оси: ■ – измеренные значения, ● – симметрично отраженные значения, в) тепловая карта распределения скорости на выходе из формирующей секции канала и соответствующая градуировочная шкала

Распределение скорости вдоль сверхзвукового канала на оси потока было получено с помощью нескольких методов [119].

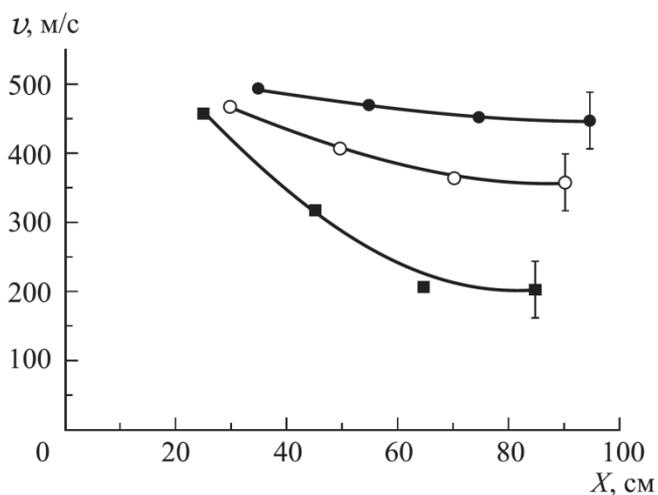


Рис. 2.10. Распределение скорости на оси потока вдоль сверхзвукового канала.  $P_0 = 2$  атм. ● – метод статического давления, ○ – метод измерения с помощью ППР, ■ – метод трубок Пито.

Как следует из распределения скорости вдоль канала (рис. 2.10), независимо от метода определения скорость потока на оси рабочей секции больше скорости звука на всём протяжении первой секции.

Значения расходов воздуха и пропана были получены с помощью двух датчиков давления, размещённых на дифференциальных расходомерах воздуха и топлива соответственно. Расходы воздуха и пропана измерялись мерными соплами, геометрические размеры которых выбирались по общепринятым соотношениям для сопел Вентури. Значения расхода вычислялись по давлению, измеряемому перед мерным соплом  $P_i$  при площади критического сечения  $F_{c,i}$

Суммарный коэффициент избытка топлива  $\phi_\Sigma$  рассчитывался по соотношению:

$$\phi_\Sigma = (G_{\text{fuel}} / G_{\text{air}}) \times L_0 = (P_3/P_1) \times F_{c, \text{fuel}} / F_{c, \text{air}} \times L_0,$$

Здесь  $P_i$  – давление  $i$ -компоненты на входе в мерное сопло,  $L_0$  – стехиометрический коэффициент, равный примерно  $L_0 = 14,5$ . С учетом размеров мерных сопел предыдущее соотношение преобразуется к виду  $\phi = P_3/P_1 \times 0,639$ .

Коэффициент избытка топлива во всех проведённых в данной работе экспериментах был постоянен и равен  $\phi_\Sigma \sim 1$ .

## § 2.4 Характеристики плазмы ППР в потоке

В работе [88] приводятся исследования параметров ППР в сверхзвуковом потоке. Параметры источника питания: напряжение 5кВ и ток до 20А. На основе измерений падения напряжения были получены ВАХ разряда. На рис. 2.11 представлена ВАХ разряда в сверхзвуковом потоке и для сравнения в неподвижном воздухе для различных давлений в ресивере ( $P_0$ ) и в вакуумной камере ( $p$ ).

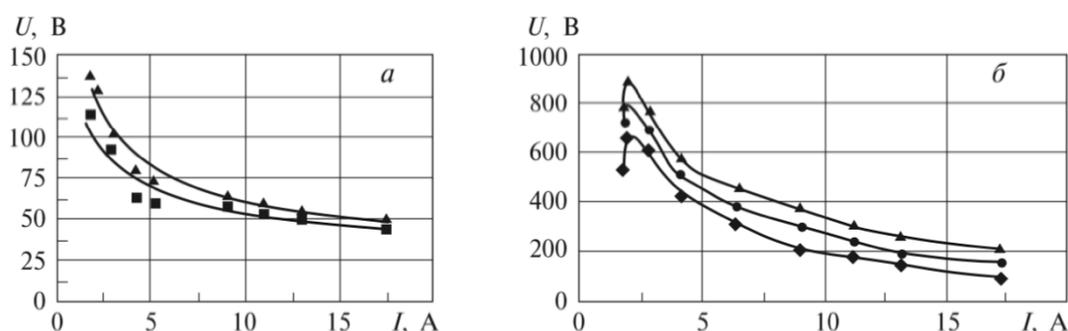


Рис. 2.11. Вольтамперные характеристики разряда: (а) без потока,  $\blacktriangle$  –  $p = 0,14$  атм,  $\blacksquare$  –  $p = 0,28$  атм; (б) с потоком,  $p = 0,14$  атм,  $\blacktriangle$  –  $P_0 = 4$  атм,  $\bullet$  –  $P_0 = 3$  атм,  $\blacklozenge$  –  $P_0 = 2$  атм. Где  $p$  – давление в канале,  $P_0$  – давление в ресивере.

Падение напряжения в потоке значительно выше, что объясняется большей длиной разрядного канала при его сдувании потоком.

По относительным интенсивностям спектральных линий меди была определена [88] температура заселения некоторых пар энергетических уровней (рис. 2.12). Величина температуры для всех пар линий совпадает в пределах ошибки и составляет величину  $1,5 \pm 0,5$  эВ. Температура газа определялась по относительным интенсивностям линий вращательной структуры полосы (0, 2) второй положительной системы азота с длиной волны  $\lambda = 380,5$  нм.

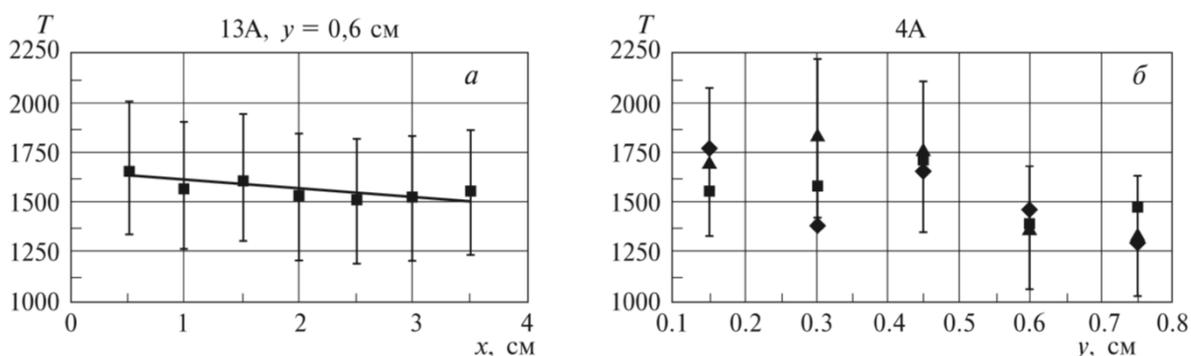


Рис. 2.12. Распределение температуры газа ( $P_0 = 3$  атм,  $p = 40$  Торр): (а) вдоль потока, (б) по сечению плазменной струи:  $\blacklozenge$  –  $x = 1,5$  см,  $\blacksquare$  –  $x = 2,5$  см,  $\blacktriangle$  –  $x = 3,5$  см

Из приведённых графиков видно, что в пределах ошибки температура слабо меняется как по длине, так и по сечению плазменной струи и находится в пределах  $2500 \pm 500$  К.

Мощность, выделяемая на разряде, полученная из ВАХ составляет 1,6–3,5 кВт. Из этого следует, что температура газа в ППР лежит в том же диапазоне температур, полученных при близких значениях мощности и давления в плазме поперечного разряда. Сравнение двух температур (заселения и газовой) показывает, что плазма ППР в сверхзвуковом потоке имеет достаточно высокую температуру газа  $\sim 2000$  К и в то же время является сугубо неравновесной.

Как было отмечено ранее, сравнение [91] различных конфигураций разряда (ППР, продольный, поперечный) показало, что между ними нет принципиальной разницы: значения  $T_{\text{газа}}$ ,  $T_e$ , величины приведённого электрического поля совпадают, и результаты, полученные для одного типа разряда (например, поперечного) можно переносить на другой тип (ППР).

В работе [120] были детально исследованы микроскопические параметры плазмы поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при аналогичных параметрах потока и разрядного тока. Концентрация электронов была определена спектроскопическим методом на основе штарковского уширения, а концентрация положительных ионов – зондовым методом. Полученные результаты измерений для нескольких значений разрядного тока представлены на рис. 2.13.

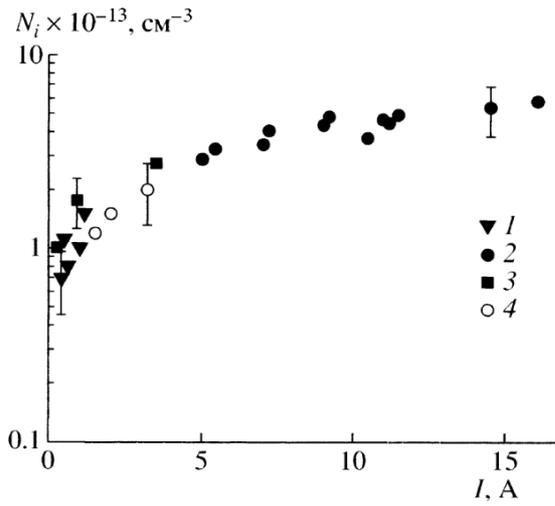


Рис. 2.13. Зависимость концентрации заряженных частиц от разрядного тока при  $P_0 = 10^5$  Па,  $p = 5,3 \cdot 10^3$  Па,  $M \sim 2$ ,  $D_0 = 10$  мм,  $z = 3$  см. Зондовые измерения: 1 – зонд диаметром 0,5 мм, 2 – 0,3 мм, 3 – 0,2 мм, 4 – измерения по штарковскому уширению.

Как видно из представленной зависимости, значения концентрации заряженных частиц лежат в диапазоне  $n = 10^{13} - 10^{14}$  см $^{-3}$ .

### **Глава 3. Влияние внешнего магнитного поля на характер разряда в сверхзвуковом потоке**

В данной главе приводятся экспериментальные результаты, посвященные исследованию возможности стабилизации процесса горения топливной смеси в сверхзвуковом потоке при помощи внешнего магнитного поля. Схема экспериментальной установки для этой цели была подробно представлена в главе 2.

Для инициации горения потока сверхзвуковой воздушно-пропановой смеси применялся продольно-поперечный разряд (ППР) постоянного тока. Он создавался с помощью источника питания с выходным напряжением до 5 кВ и максимальным током до 25 А. Величина тока регулировалась балластными сопротивлениями, включенными последовательно с разрядным промежутком. Электроды из медной проволоки диаметром 3 мм крепились на диэлектрической пластине, которая размещалась в люке рабочей секции сверхзвукового канала. Они располагались соосно по потоку, при этом длина горизонтальной части анода составляла 10 мм, а заземленного катода – 40 мм. Конструкция крепления электродов позволяла изменять как их общее положение по высоте канала, так и расстояние между ними. Длительность работы источника могла изменяться в пределах от 1 мс до нескольких секунд. Выделяемая в разряде средняя мощность не превышала 2,5 кВт.

Неоднородное магнитное поле в окрестности электродов создавалось при помощи двух постоянных магнитов (NdFeB), максимальная величина остаточной индукции которых в открытом воздушном пространстве составляет  $B = 1,22\text{--}1,26$  Тл (аксиальное намагничивание). Максимальная удельная энергия магнитного поля составляет 303 кДж/м<sup>3</sup>. Линейные размеры каждого магнита, имеющего форму параллелепипеда, составляли 40 × 20 × 9 мм.

Необходимо отметить, что процесс взаимодействия разряда с высокоскоростным потоком имеет свои выделенные направления и плоскости (направление потока, расположение разрядного промежутка и плоскость ориентации электродов). Опираясь на них, можно выделить три основные конфигурации магнитного поля, в которых линии индукции поля на определённом

участке проходят вдоль одной из трёх осей координат. Если для определённости выбрать базис ортогональной системы таким образом, чтобы направление потока совпадало с направлением оси  $Ox$ , направление оси  $Oy$  было направлено вертикально вверх так, чтобы плоскость  $xu$  совпадала с плоскостью симметрии канала, в которой лежат разрядные электроды, а ось  $Oz$  ортогональна иллюминаторам разрядной секции, то в конфигурации №1 линии индукции магнитного поля направлены преимущественно вдоль оси  $Ox$ , в конфигурации №2 вдоль  $Oy$ , а в конфигурации №3 вдоль  $Oz$ .

Таким образом, в зависимости от ориентации вектора индукции магнитного поля относительно разрядного тока рассматривались три основные конфигурации расположения магнитов (рис. 3.1). В каждой из конфигураций направление линий индукции магнитного поля можно заменить на противоположное, поэтому для различия таких конфигураций далее они отмечены буквами S и N, соответствующим обозначениям полюсов постоянного магнита.

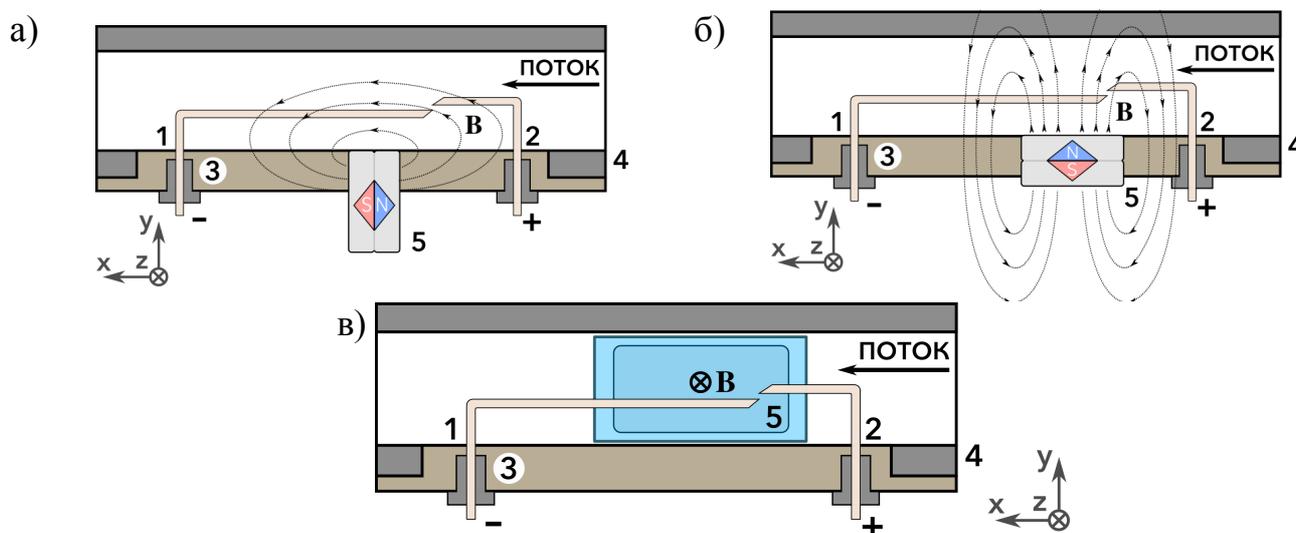


Рис. 3.1. Расположение постоянных магнитов внутри электродного фланца, расположенного во второй секции канала. 1 – катод, 2 – анод, 3 – диэлектрический люк, 4 – стенка канала, 5 – магниты. В конфигурации в) магниты находятся снаружи канала по обеим сторонам напротив иллюминаторов.

Стрелками изображено направление максимальной индукции магнитного поля и горизонтальной составляющей скорости потока.

Конфигурация №1. Магнитное поле направлено вдоль потока (рис. 3.1а), а сила Ампера действует только на вертикальную составляющую разрядного тока. При этом на основной токовый канал влияния почти не оказывается.

Конфигурации №2. Поле постоянных магнитов направлено вертикально (рис. 3.1б), и сила Ампера, отклоняет разряд либо к левой стенке (конфигурация №2S – линии индукции магнитного поля направлены вниз), либо к правой (конфигурация №2N – линии индукции направлены вверх).

Конфигурация №3. Поле направлено горизонтально (рис. 3.1в), и оно отклоняет токовый канал либо в верхнюю область над электродами (конфигурация №3S), либо в нижнюю (конфигурация №3N).

### § 3.1 Влияние внешнего магнитного поля на разряд в конфигурации №1

Остановимся подробнее на рассмотрении конфигурации №1 (рис. 3.2), которая была исследована в работе [111].

В данной конфигурации линии индукции магнитного поля в общем случае представляют собой изогнутую дугу. Однако интерес для рассмотрения представляет область в окрестности разрядных электродов на оси канала, где указанные линии сильно вытянуты, и с хорошим приближением их можно считать направленными вдоль потока.

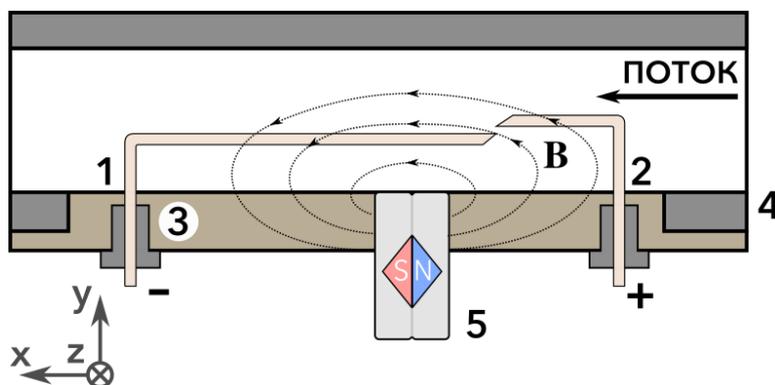


Рис. 3.2. Расположение постоянных магнитов внутри электродного узла, расположенного во второй секции канала. 1 – катод, 2 – анод, 3 – диэлектрический люк, 4 – стенка канала, 5 – магниты. Кривые соответствуют аксиальным линиям напряженности магнитного поля.

Для данной конфигурации можно выделить две основные фазы эволюции разряда: пробой и возникновение разряда в области межэлектродного зазора (рис. 3.3а, фаза I) и конвективная фаза (рис. 3.3б, фаза II). Возникновение первой

фазы вызвано локальным торможением потока у катода и наличием косоугольного скачка. В этой зоне происходит дрейф заряженных частиц поперек потока под действием электрического поля, и он превосходит снос частиц потоком таким образом, что в этой фазе разряд на коротких масштабах времени сохраняет стабильную форму, соответствующую протеканию разряда в неподвижной среде.

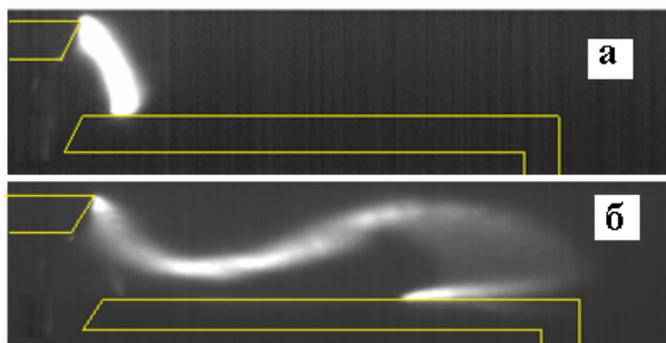


Рис. 3.3. Два последовательных кадра скоростной видеосъемки, выполненные с экспозицией 20 мкс. а – фаза I, б – фаза II. Поток распространяется слева направо.

Время жизни первой фазы составляет  $\sim 40$  мкс, по истечении которого разряд начинает сноситься вдоль катода и переходит во вторую конвективную фазу (рис. 3.3б). В этой фазе скорость сноса потоком заряженных частиц превосходит скорость дрейфа, разряд вытягивается петлёй вдоль потока и в окончании фазы обрывается. После чего, при достижении необходимого напряжения происходит повторный пробой разрядного промежутка, и процесс образования и эволюции разряда повторяется с периодичностью  $\sim 0,1$  мс. Влияние со стороны магнитного поля на токовый канал максимально, когда они взаимоортогональны, т.е. в первой фазе развития разряда.

С помощью скоростной видеокамеры, размещённой у иллюминатора вакуумной камеры, к которой присоединялся канал, напротив выхода из канала, была произведена видеосъемка развития разряда в поперечном сечении, т.е. с торца канала. При этом частота повторения кадров видеокамеры была  $\sim 25$  кадр/с, а длительность одного кадра составляла 20 мкс. Так как процесс развития фаз разряда повторялся с частотой  $\sim 10$  кГц, то в результате даже в отсутствии специальной синхронизации можно было получать фотографии, соответствующие различным

стадиям развития разряда. Полученные фотографии наглядно демонстрируют структуры, которые могут быть классифицированы по типу замыкания разрядного канала и его динамики.

Так фотографии, представленные на рис. 3.4, демонстрируют следующие фазы протекания разряда: без влияния со стороны магнитного поля (рис. 3.4а), вращение разряда, обусловленное дестабилизацией магнитным полем и гидродинамическим полем скоростей (рис. 3.4б), снос разряда в направлении ортогональном основной составляющей скорости потока (рис. 3.4в), совместное существование двух разрядных каналов (рис. 3.4г).

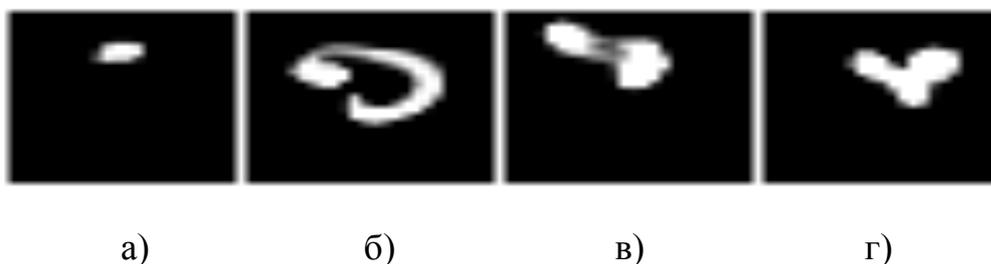


Рис. 3.4. Фотографии структуры разряда, реализуемые в скоростном потоке воздушно – топливной смеси. Ток разряда  $I = 15$  А. а) Разряд в минимальном межэлектродном промежутке; б) Вращение разрядного канала; в) Частичное вращение разрядного канала; г) Совместное существование разрядных каналов, замыкающихся через боковую поверхность катода. Время экспозиции  $t = 20$  мкс.

Таким образом, влияние магнитного поля в данной конфигурации ограничивается искривлением и вращением токового канала вдоль линий индукции поля. Никаких особенностей связанных с влиянием на процессы воспламенения отмечено не было. Стоит так же заметить, что величина проекции индукции магнитного поля  $B_x$  определяющая влияние на разряд в данной конфигурации была невелика из-за конструктивных особенностей размещения постоянного магнита. Поэтому для дальнейших исследований решено было сосредоточиться на оставшихся конфигурациях, в которых ожидалось обнаружить более существенное влияние магнитного поля на разряд и процессы воспламенения.

### § 3.2 Влияние внешнего магнитного поля на разряд в конфигурации №2

Следующая серия экспериментов по исследованию влияния внешнего магнитного поля на процесс воспламенения топливной смеси в сверхзвуковом

потоке была проведена для случая конфигурации №2, когда магниты располагались в люке канала горизонтально, а линии магнитного поля направлены перпендикулярны потоку либо сверху вниз (№2S), либо в противоположном направлении снизу вверх (№2N). В этой конфигурации (рис. 3.5) магнитное поле действует на параллельный потоку участок токового канала, т.е. на конвективную, вторую фазу развития разряда.

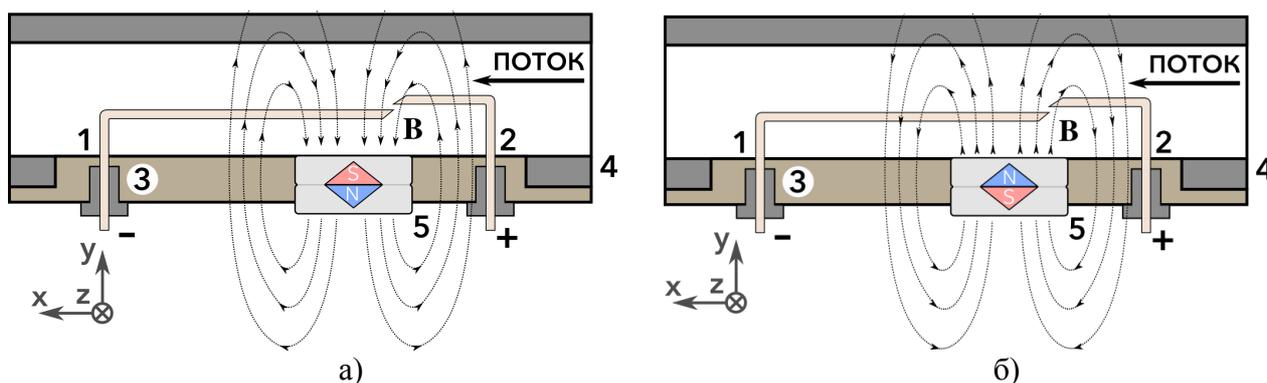


Рис. 3.5. Расположение постоянных магнитов внутри электродного узла, расположенного во второй секции канала. Конфигурации: а – №2S, б – №2N. 1 – катод, 2 – анод, 3 – диэлектрический люк, 4 – стенка канала, 5 – магниты.

Регистрация процесса воспламенения воздушно-пропановой смеси в высокоскоростном потоке производилась при помощи двух фотоумножителей: ФЭУ – 1, который фиксировал свечение разряда в секции канала, размещенной непосредственно за рабочей секцией с разрядом (боковой ФЭУ) и ФЭУ – 2 который использовался для регистрации свечения с торца канала. Использовалась также система датчиков давления, расположенных во всех секциях канала.

На рис. 3.6 представлены типичные осциллограммы свечения разряда и импульса падения напряжения на разряде в присутствии магнитного поля и без него. Данные осциллограмм демонстрируют существенное (в несколько раз) увеличение интенсивности свечения в присутствии магнитного поля.

Следует отметить, что согласно осциллограммам, приведенным на рис. 3.6 – б процесс воспламенения (либо горения) воздушно-пропановой смеси прекращается в момент окончания импульса источника тока. В связи с этим, как уже отмечалось ранее, более правильно говорить или о воспламенении топливной смеси, или о несамостоятельном горении смеси, при котором горение прекращается

одновременно с исчезновением плазмы (например, при окончании импульса, создающего плазму).

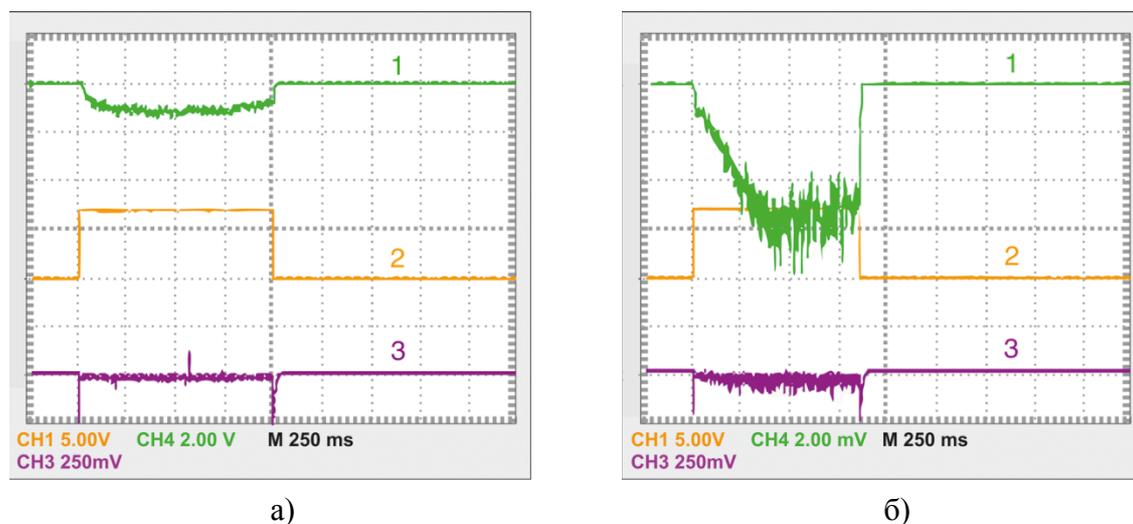


Рис. 3.6. Осциллограммы свечения разряда: а) в отсутствии магнитного поля; б) при наличии поля (конфигурация №2N). 1 – интенсивность свечения, 2 – импульс запуска источника постоянного напряжения, 3 – импульс падения напряжения на разряде. Величина разрядного тока  $I_p = 17$  А.

На рис. 3.7 приведены зависимости от разрядного тока: давления в разрядной секции канала (рис. 3.7а) и интенсивности свечения разряда, регистрируемое боковым ФЭУ (рис. 3.7б). Объёмная сила Лоренца в этом случае действует на заряженные частицы в горизонтальной плоскости перпендикулярно потоку. Как следует из рис. 3.7а, направление вектора магнитной индукции практически не влияет на показание датчиков давления.

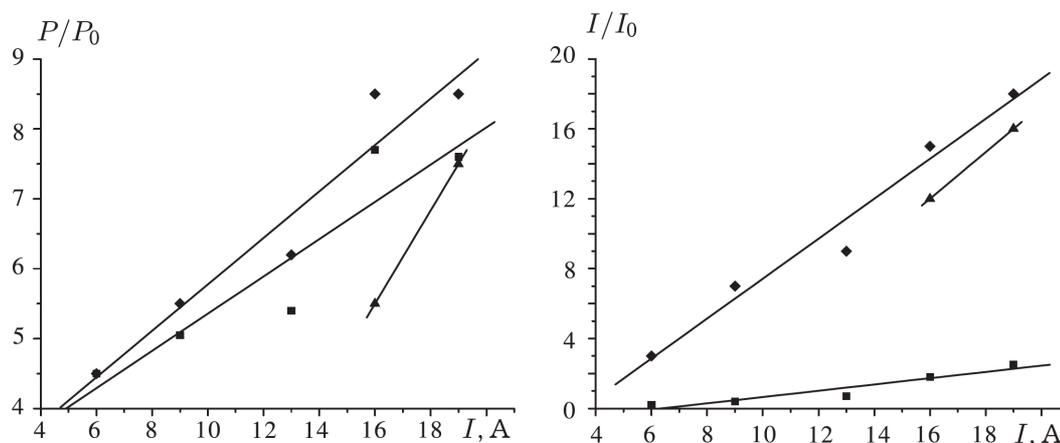


Рис. 3.7. Зависимости от тока разряда: а - давление в разрядной секции и б – интенсивности свечения продуктов горения. Поле вертикально, перпендикулярно потоку. Конфигурации: ♦ - №2N, ■ - №2S, ▲ – без магнитного поля.

Следовательно, в данной конфигурации №2 эффективность перемешивания воздушно-пропановой смеси в потоке не зависит от направления магнитного поля. В то же время можно отметить (рис. 3.7а), что интенсивность горения топливной смеси в присутствии магнитного поля в данной конфигурации возрастает относительно случая без воздействия магнитного поля в результате увеличения объема взаимодействия топливной смеси с плазмой. Так в присутствии магнитного поля одно и то же давление в разрядной области достигается при меньших токах разряда, чем в отсутствие поля.

Для сигналов, соответствующих свечению пламени горения, регистрируемых боковым ФЭУ (рис. 3.7б), зависимости от разрядного тока получаются несколько иными. Оказалось, что в условиях данных экспериментов интенсивность свечения существенно зависит от направления вектора индукции магнитного поля. Так при конфигурации №2N в результате увеличения объема взаимодействия топливной смеси с плазмой интенсивность горения топливной смеси возрастает по сравнению со случаем отсутствия поля. При другой конфигурации №2S интенсивность свечения оказывается значительно меньше, чем при конфигурации №2N, и даже меньше интенсивности свечения, которая фиксируется в отсутствие магнитного поля. Такая ситуация объясняется тем, что при конфигурации №2S сила, действующая на заряженные частицы со стороны магнитного поля в горизонтальном направлении, приводит к их замыканию на стенку канала, и наблюдаются срывы разрядного тока, когда его величина практически равна нулю. Это связано с тем, что регистрация осциллограмм тока разряда осуществляется при помощи шунта (с сопротивлением 0,32 Ом), включенного в электрическую цепь между катодом и отрицательным полюсом источника питания, с которым также соединен канал. В условиях, когда разряд замыкается на стенку канала, разрядный ток попадает на минус источника питания, минуя сопротивление шунта, и на осциллограммах фиксируется нулевое значение тока. Напряжение на делителе также падает до нуля.

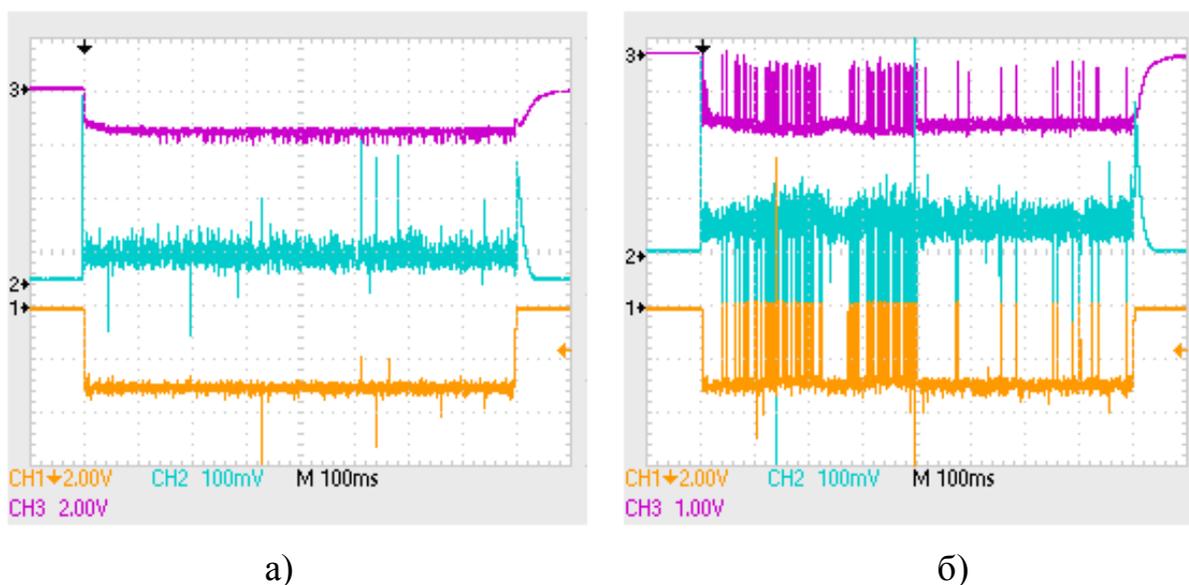


Рис. 3.8. Осциллограммы тока (1), напряжения (2) и свечения разряда (3), а – без магнитного поля и б – с магнитным полем в конфигурации №2S. Ток разряда 9 А.

Таким образом, срывы разряда на стеку канала можно регистрировать по осциллограммам разрядного тока, типичные примеры которых приведены на рис. 3.8 и рис. 3.9. Из приведенных осциллограмм видно, что существует практически полное совпадение между нулевыми значениями разрядного тока и интенсивностью свечения разряда. Из рис. 3.8 следует, что замыкание тока разряда на стенку канала происходит только при наличии магнитного поля. Причём, как показывает эксперимент, число замыканий возрастает с ростом тока разряда, при постоянном магнитном поле (сравнить рис. 3.8 – б и рис. 3.9 – б).

В тоже время из осциллограмм, приведенных на рис. 3.9 следует, что срывы разрядного тока на стенку канала даже при наличии магнитного поля происходят только при горении воздушно-пропановой смеси. Таким образом, при данном размещении электродного узла и магнитов в канале срывы тока разряда происходят только при соблюдении двух условий: наличие магнитного поля и возникновение горения воздушно-пропановой смеси в канале. Первое условие является очевидным, а второе условие, по-видимому, связано с возникновением при горении тяжёлых ионизированных радикалов.

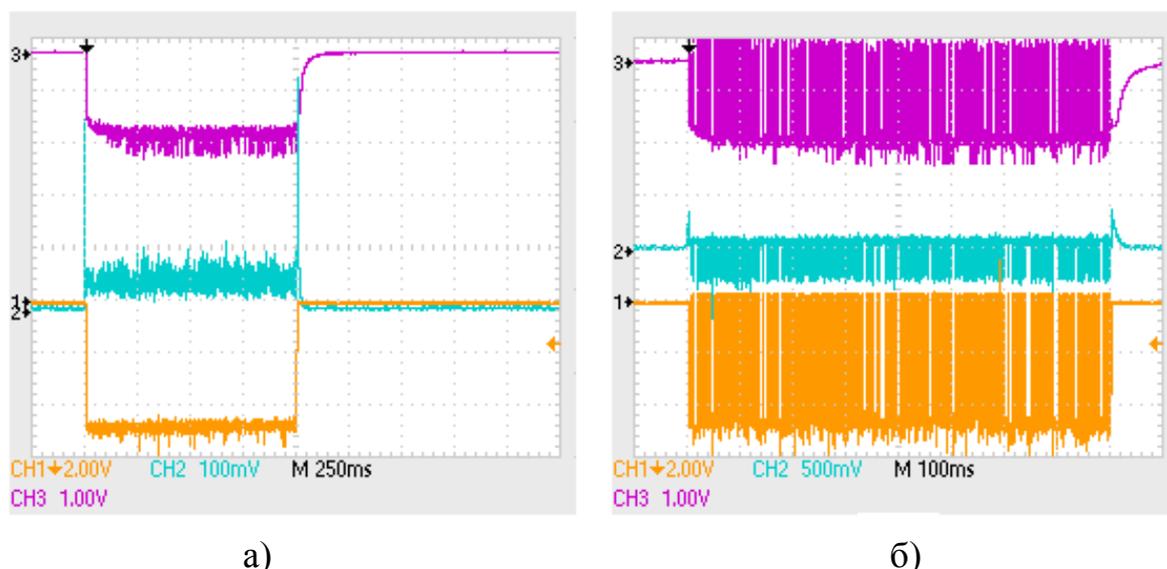


Рис. 3.9. Осциллограммы тока (1), напряжения (2) и свечения разряда (3) а – без пропана и б – с пропаном в конфигурации №2S. Ток разряда 16А.

Наличие срывов разрядного тока на стенку канала позволяет объяснить уменьшение интенсивности свечения пламени горения в конфигурации №2S. Как отмечалось ранее в главе 2, боковой ФЭУ регистрирует свечение продуктов горения, выносимого потоком из области разряда по каналу. В случае срыва тока тяжёлые ионизованные радикалы уходят из области разряда на стенку и не выносятся потоком в область расположения ФЭУ, что приводит к уменьшению интенсивности излучения регистрируемой боковым ФЭУ. Следует отметить, что при полной симметрии потока и электродов в канале явления срывов тока на стенку должны фиксироваться и в случае конфигурации №2N, однако этого не наблюдается в эксперименте. Таким образом, на основании полученных результатов можно утверждать, что в условиях данных экспериментов существует определённая асимметрия, связанная либо с несимметричным расположением электродов в канале, либо с несимметричным распределением коэффициента стехиометрии в потоке. При этом возникновение асимметрии в распределении коэффициента стехиометрии смеси может определяться возникновением ударно-волновых структур в сверхзвуковом потоке. Асимметричность ударно-волновых структур может возникать, в том числе, и в результате несимметричного расположения электродов относительно потока.

Установлено, что в данной конфигурации направление внешнего магнитного поля практически не влияет на показание датчиков давления, что вероятно связано с независимостью эффективности перемешивания воздушно-пропановой смеси в потоке от направления магнитного поля.

Из проведенных экспериментов следует, что в этой же конфигурации при направлении вектора индукции магнитного поля вертикально вверх в результате увеличения объема взаимодействия топливной смеси с плазмой интенсивность горения топливной смеси возрастает по сравнению со случаем отсутствия поля. В тоже время при противоположном направлении поля (вертикально вниз) интенсивность свечения пламени горения оказывается даже значительно меньше интенсивности свечения, которая фиксируется в отсутствии магнитного поля, что связано со срывами разрядного тока на стенку канала.

Как следует из экспериментальных результатов, замыкания тока на стенку при наличии магнитного поля происходит только в случае воспламенения воздушно-пропановой смеси, что, вероятно, связано с воздействием со стороны силы Ампера на тяжёлые ионы, нарабатываемые в результате горения.

## Глава 4. Исследование возможности управления процессом воспламенения и горения воздушно-углеводородной смеси в сверхзвуковом потоке при помощи внешнего магнитного поля

В данном параграфе приводятся результаты дальнейших детальных экспериментов по исследованию влияния внешнего магнитного поля на процесс горения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке.

### § 4.1 Характеристики магнитного поля постоянных магнитов

Во всех рассматриваемых экспериментах расположение магнитов соответствует конфигурации №3, при которой в отличие от предыдущих конфигураций магниты размещались снаружи аэродинамического канала рис. 4.1.

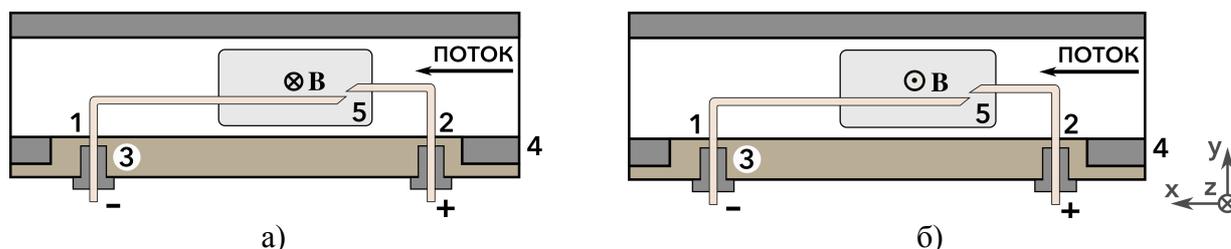


Рис. 4.1. Схема расположения магнитов в рабочей секции: 1 – катод, 2 – анод, 3 – диэлектрический люк, 4 – стенка канала, 5 – магниты, конфигурация №3 а) конфигурация №3N; б) конфигурация №3S.

Магниты располагались напротив иллюминаторов рабочей секции с обеих сторон так, что направление вектора магнитной индукции было направлено от одного магнита к другому, перпендикулярно направлению потока и располагалось в горизонтальной плоскости. Конфигурация №3 была реализована в двух вариациях. В первом случае (рис. 4.1а), магнитное поле перпендикулярно потоку и направлено так, что сила, действующая на токовый канал, направлена вертикально вниз, и разряд прижимается к электродам (конфигурация №3N). В конфигурации, представленной на рис. 4.1б, магнитное поле также перпендикулярно потоку и направлено таким образом, что сила, действующая на токовый канал, направлена вверх, и разряд стремится занять область между электродами и верхней стенкой канала (конфигурация №3S).

Таким образом, направление вектора магнитной индукции, было перпендикулярно плоскости, в которой лежат разрядные электроды. Для удобства

работы с магнитами были изготовлены специальные оправы из оргстекла (рис. 4.2). Они устанавливались на направляющей планке, которая была перпендикулярна каналу и крепилась к низу люка. Данная система позволяла перемещать магниты вдоль планки, изменяя тем самым величину индукции магнитного поля в области электродов ППР. Во всех измерениях магниты располагались симметрично относительно оси канала. Расстояние между магнитами изменялось от 60 мм до 160 мм.

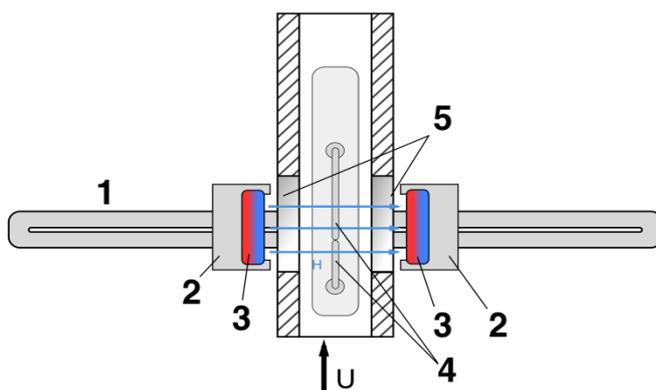


Рис. 4.2. Схема крепления магнитов к секции в конфигурации №3N, вид сверху:  
1 – направляющая планка, 2 – оправы из оргстекла, 3 – магниты, 4 – электроды,  
5 – иллиuminаторы. Стрелкой указано направление потока.

Прежде всего, были проведены предварительные эксперименты по определению абсолютных значений величины магнитной индукции в области электродов ППР при различных расстояниях между магнитами. Измерения проводились вне канала с использованием двух магнитов, расположение которых в точности соответствовало реальному размещению магнитов у рабочей секции канала. На рис. 4.3а приведены экспериментальные зависимости величины магнитной индукции в центре канала от расстояния между магнитами (показана одна ветвь полностью симметричной зависимости), а на рис. 4.3б приведено распределение магнитной индукции вдоль электродов. На рис. 4.3б верхний график отображает результаты измерений магнитной индукции на расстоянии 5 мм от магнита, нижний 30 мм от магнита. Пунктирной линией отмечены границы магнита.

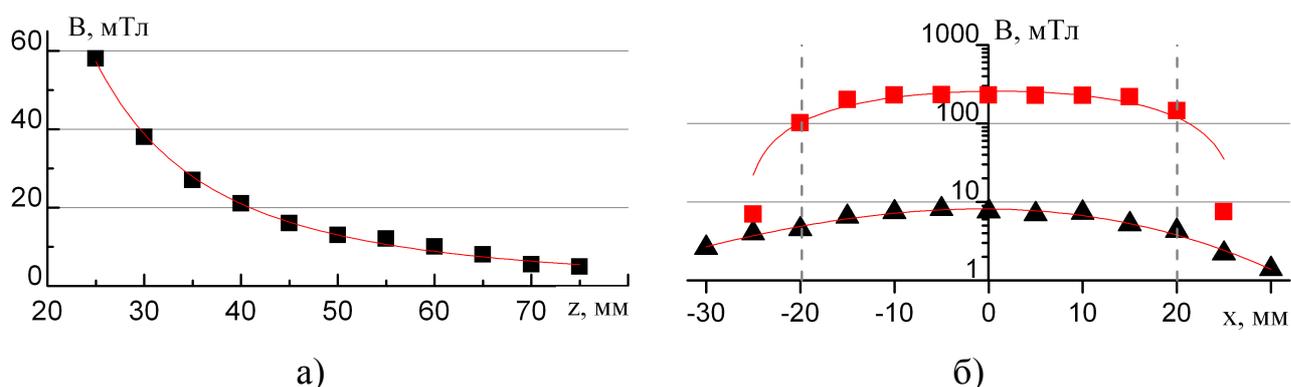


Рис. 4.3. Распределение остаточной магнитной индукции: а – вдоль линии по нормали к плоскости магнитов; б – вдоль линии параллельной плоскости магнитов (снизу – на расстоянии 30 мм от магнита, сверху – 5 мм). Пунктирными линиями обозначены границы магнита.

Как следует из рис. 4.3а величина магнитной индукции уменьшается с увеличением расстояния между магнитами. В результате аппроксимации представленных результатов была получена следующая зависимость для магнитной индукции от расстояния  $B_z = 60 \times z^{-2,15}$ , где  $B_z$  величина проекции магнитной индукции в мТл на ось, перпендикулярную плоскости магнитов, а  $z$  – расстояние до магнитов в мм. Таким образом, величина магнитной индукции убывает немного быстрее чем  $1/r^2$ . Этот результат хорошо согласуется с теоретической зависимостью [121].

Кроме того, из зависимости, приведенной на рис. 4.3б видно, что величина проекции вектора индукции магнитного поля  $B_z$  остается практически постоянной в пределах размеров магнитов и, следовательно, в пределах области размещения электродов ППР. Необходимо отметить, что при увеличении расстояния до магнита, изменяется лишь абсолютная величина магнитной индукции, но распределение магнитного поля остается практически равномерным (см. верхнюю и нижнюю зависимости на рис. 4.3б).

## § 4.2 Регистрация процессов воспламенения и горения в присутствии внешнего магнитного поля

В работе [20] рассмотрены результаты экспериментального исследования горения сверхзвукового потока воздушно-пропановой смеси, инициированного продольно-поперечным разрядом постоянного тока, в аэродинамическом канале.

Приводятся осциллограммы тока – рис. 4.4а (верхний луч) и сигнала с ФЭУ (нижний луч).

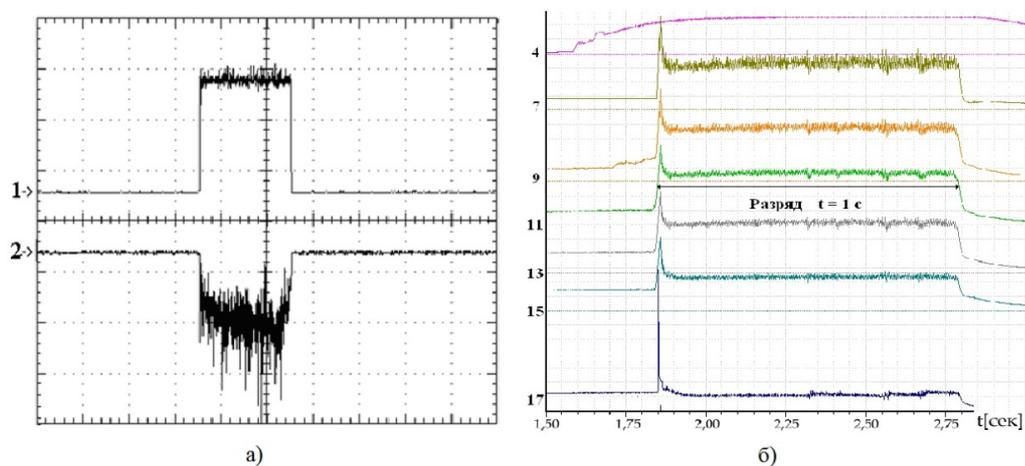


Рис. 4.4. а) – осциллограммы тока разряда и сигнала ФЭУ при стабильном горении обедненной смеси. 1 – ток разряда, 2 – сигнал с ФЭУ, развертка 500 мс/дел. б) – сигналы с датчиков давления: давление воздуха  $P_в = 3$  атм, пропана  $P_г = 3,5$  атм, начальное давление в канале 50 Тор, ток  $I = 15$  А.

В эксперименте ФЭУ был расположен относительно электродов на 60 см ниже по потоку, следовательно, фиксировал свечение только продуктов горения. При этом длительность свечения (т.е. время самого горения смеси) практически совпадает с длительностью разряда. На рис. 4.4б приведены типичные сигналы с датчиков давления, номера осциллограмм на этом рисунке соответствуют номерам датчиков. Датчик № 4 регистрирует давление пропана на входе в канал, датчик № 11 расположен в области электродов, датчики с номерами меньше 11 размещены вдоль канала в сторону сверхзвукового сопла (против потока), а датчики с номерами больше 11 – вдоль канала вниз по потоку.

При этом в случае, когда горение смеси является неустойчивым (рис. 4.5) регистрируется четкая корреляция между сигналами с датчиков давления рис. 4.5а и с фотоэлектронного умножителя рис. 4.5б. Отметим, что согласно рис. 4.5б величина тока в течение всего времени остается постоянной, и никаких колебаний тока не регистрируется.

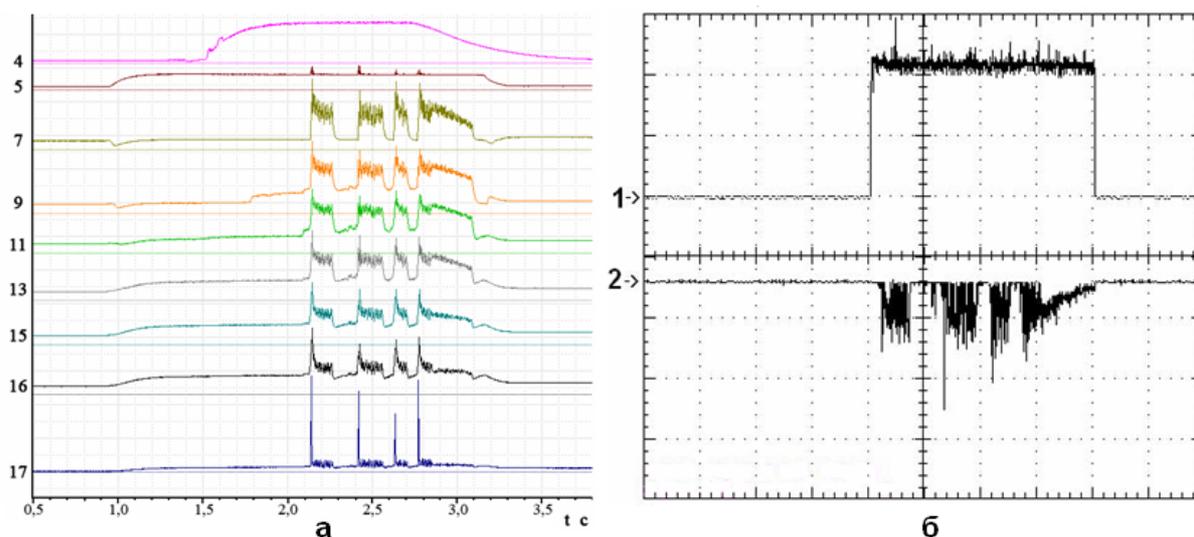


Рис. 4.5. а) сигналы с датчиков давления, б) осциллограммы: 1 – тока разряда, 2 – сигнала с фотоэлектронного умножителя регистрирующего свечение продуктов горения, развертка 250 мс/дел. Длительность разряда 1 с. Ток 10 А, начальное давление воздуха 2,4 атм и пропана 5 атм.

Таким образом из корреляции сигналов с датчиков давления и величины интенсивности свечения регистрируемой боковым ФЭУ можно сделать вывод о применимости ФЭУ для индикации процесса воспламенения.

Как уже отмечалось ранее, в экспериментах по исследованию воспламенения высокоскоростной смеси плазмой ППР во внешнем магнитном поле, горение топливной смеси в канале, в основном, регистрировалось при помощи ФЭУ, расположенного у иллюминатора секции, следующей непосредственно за разрядной. На рис. 4.6 представлены зависимости от разрядного тока интенсивности свечения пламени горения для различных конфигураций магнитного поля при максимальной величине индукции последнего. Как следует из приведенных зависимостей, интенсивность свечения во всех конфигурациях увеличивается с ростом разрядного тока. В то же время видно, что в конфигурации №3S интенсивность свечения остается всегда больше, чем в остальных случаях (положительное влияние поля). А в конфигурации №3N интенсивность свечения оказывается даже меньше, чем в отсутствии магнитного поля, т.е. процесс воспламенения относительно подавлен в сравнении с отсутствием поля (отрицательный эффект).

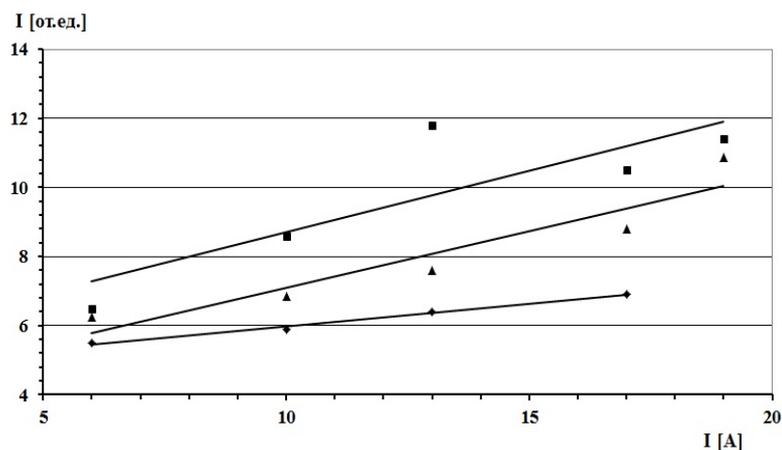


Рис. 4.6. Зависимости интенсивности свечения пламени горения от разрядного тока в конфигурациях: ■ – №3S; ◆ – №3N; ▲ – без поля. Общая конфигурация №3.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что наличие магнитного поля может приводить как к улучшению горения, так и к его ухудшению.

Следующая серия экспериментов была посвящена изучению влияния величины магнитного поля на характер горения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке. Эксперименты проводились в условиях, когда электродный узел в сверхзвуковом канале находился в первой секции канала, ближайшей к формирующей, а регистрация интенсивности свечения пламени горения производилась через иллюминаторы второй секции. Изменение магнитного поля в области разряда достигалось путем увеличения расстояния между магнитами. Магниты всегда располагались симметрично относительно оси канала, и электродный узел всегда находился в плоскости симметрии.

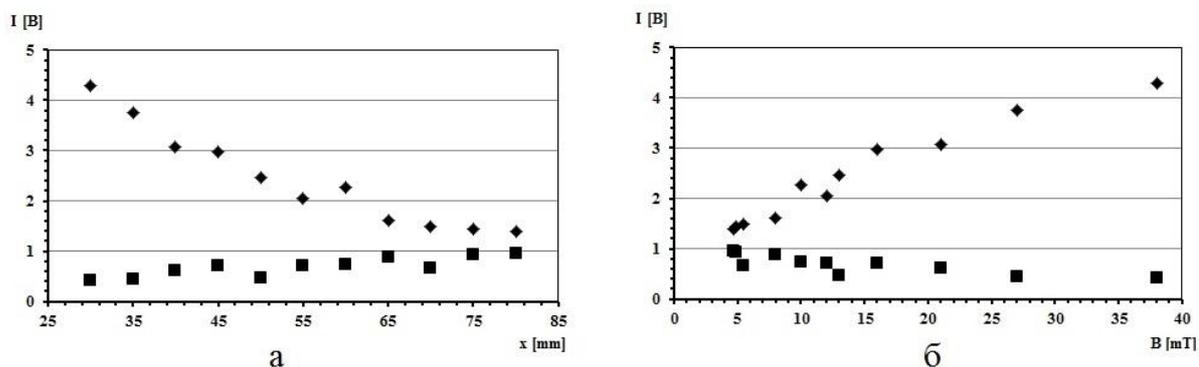


Рис. 4.7. Зависимость интенсивности свечения пламени горения: а – от расстояния между магнитами; б – от величины индукции магнитного поля. Конфигурации: ◆ – №3S, ■ – №3N. Ток разряда – 17 А.

На рис. 4.7а представлены зависимости интенсивности свечения пламени горения от расстояния между магнитами, а на рис. 4.7б от величины магнитного поля при разрядном токе  $I=17$  А. Для получения абсолютной величины магнитного поля использовалась градуировка, приведенная на рис. 4.3а. Аналогичные зависимости для тока разряда 20 А приведены на рис. 4.8. Интенсивность свечения  $I$  представлена в абсолютных значениях, получаемых осциллографом непосредственно от ФЭУ.

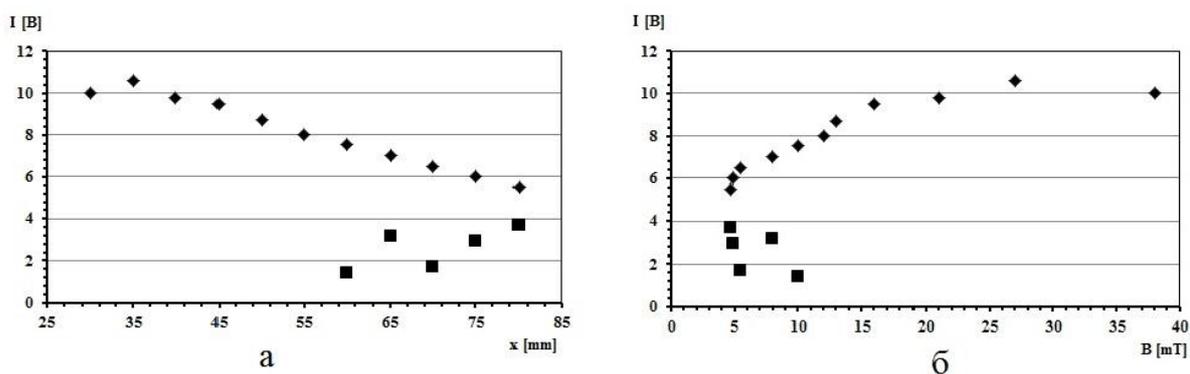


Рис. 4.8. Зависимость интенсивности свечения пламени горения от: а – расстояния между магнитами; б – величины индукции магнитного поля. Конфигурации: ◆ – №3S, ■ – №3N. Ток разряда – 20 А.

На рис. 4.9 представлены зависимости интенсивностей свечения пламени горения от магнитного поля в относительных единицах для двух значений тока ППР. Нормировка производилась относительно значений интенсивности свечения пламени горения без магнитного поля.

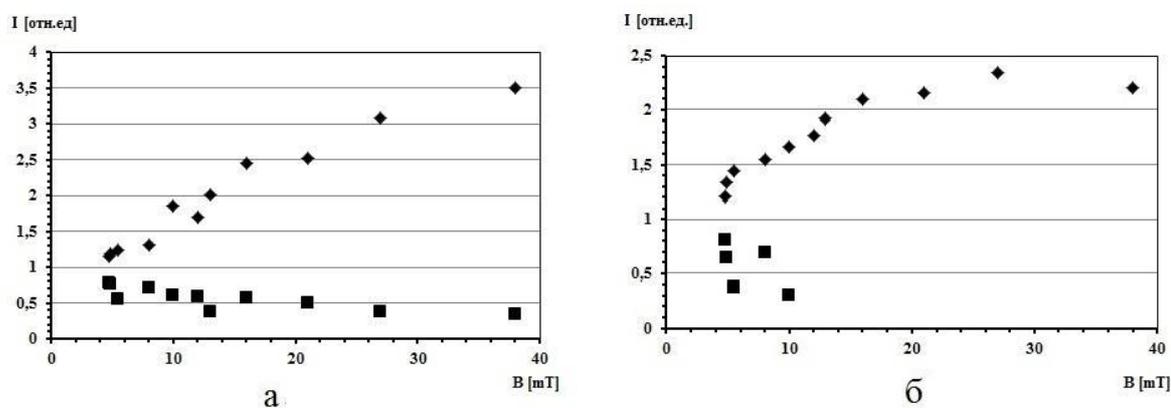


Рис. 4.9. Зависимость интенсивности горения от величины индукции магнитного поля. Конфигурации: ◆ – №3S, ■ – №3N. Ток разряда: а) 17 А; б) 20 А.

Как видно из рис. 4.9 при увеличении индукции магнитного поля, интенсивность свечения пламени горения в конфигурации №3S (верхние графики) увеличивается (положительный эффект), а в конфигурации №3N (нижние графики) уменьшается (отрицательный эффект). На рис. 4.9б отсутствие точек для конфигурации №3N при величине индукции магнитного поля большей 10 мТл связано с тем, что в этом случае наблюдается полное прекращение горения под действием внешнего магнитного поля (сильный отрицательный эффект).

С уменьшением величины магнитной индукции интенсивности свечения стремятся к одной и той же величине, которая одинакова для всех конфигураций. Таким образом, влияние магнитного поля исчезает при данной величине индукции. Согласно рис. 4.9 магнитное поле не оказывает никакого влияния на характер горения при значении индукции поля меньшем 5 мТл. На рис. 4.10 представлены зависимости интенсивности свечения пламени от индукции магнитного поля у электродов при различных токах разряда для конфигурации №3S – рис. 4.10а и конфигурации №3N – рис. 4.10б.

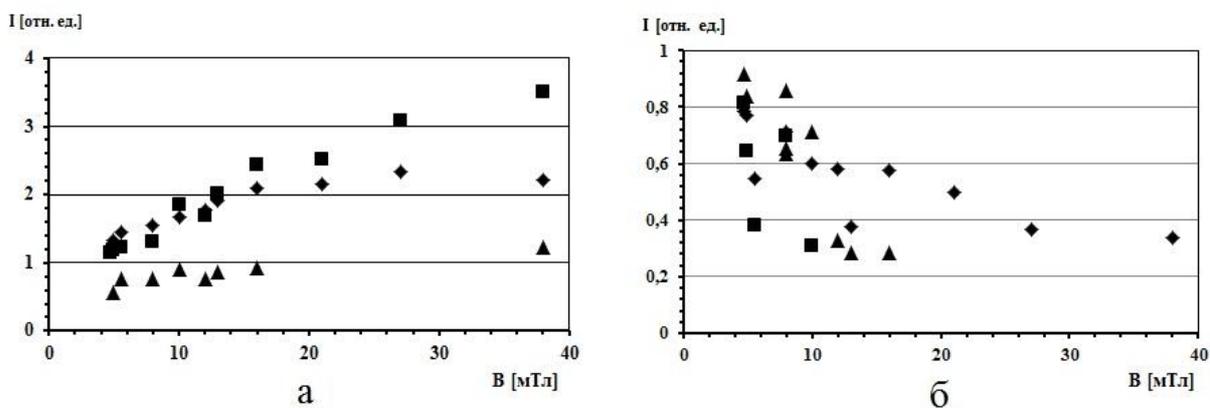


Рис. 4.10 Зависимости интенсивности свечения пламени горения от величины индукции магнитного поля: а) конфигурация №3S; б) №3N. Токи разряда: ■ – 20 А, ◆ – 17 А, ▲ – 13 А. Общая конфигурация №3.

Как видно из рис. 4.10а, наибольшие абсолютные значения интенсивности свечения для конфигурации №3S (положительное влияние) наблюдаются для тока разряда 20 А и наименьшее – 13 А. Для конфигурации №3N (отрицательное влияние) наименьшее значение интенсивности свечения, а следовательно, и влияние поля, наблюдаются для тока 13 А (рис. 4.10б).

Полученные результаты по исследованию зависимости интенсивности свечения пламени горения от величины индукции магнитного поля при различных начальных условиях полностью подтверждаются данными, полученными с датчиков давления. Так на рис. 4.11 приведены зависимости сигналов с датчиков давления, расположенных в области электродов (датчик №8) и в конце канала (датчик №1).

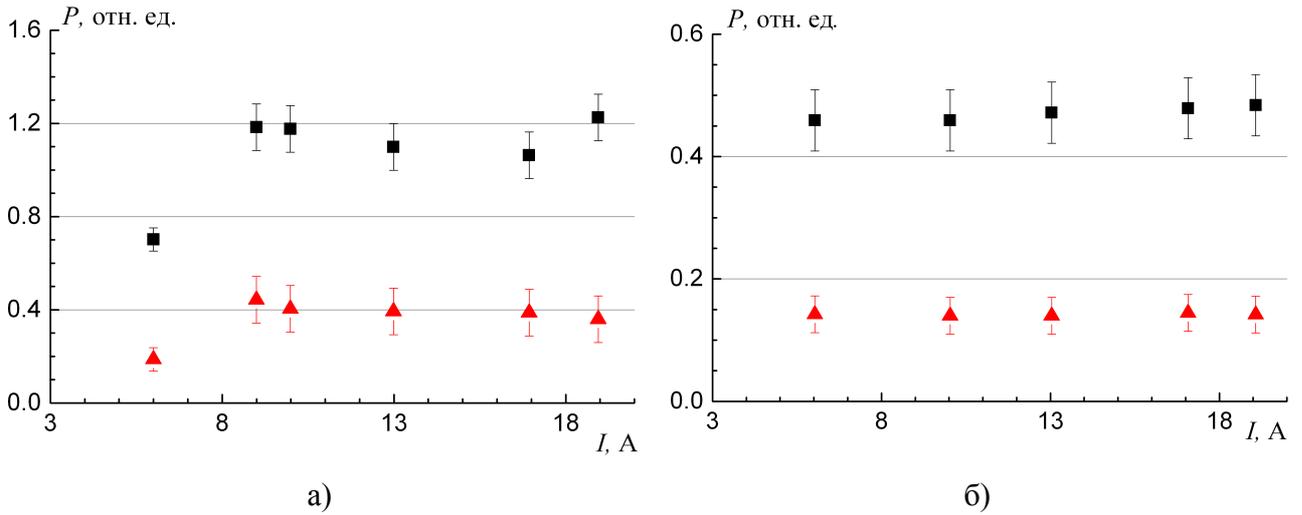


Рис. 4.11. Зависимость сигналов с датчиков давления в потоке с пропаном от разрядного тока. Датчики:  $\blacktriangle$  – №1,  $\blacksquare$  – №8. Конфигурации: а – №3S, б – №3N

Как следует из приведенных результатов, давление в канале практически не зависит от величины тока разряда (что уже отмечалось ранее), но величины сигналов для обоих датчиков существенно больше в случае конфигурации №3S (положительный эффект) по отношению к конфигурации №3N (отрицательный эффект).

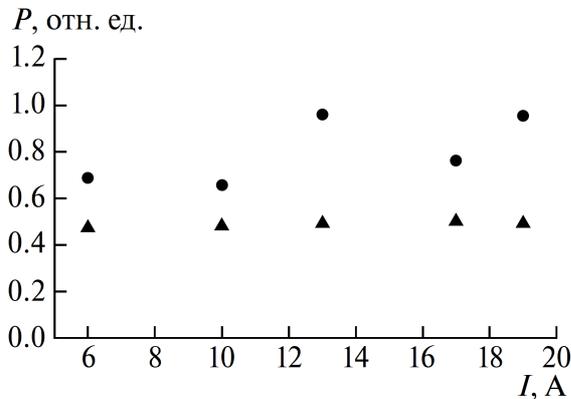


Рис. 4.12. Зависимость сигналов с датчика давления №8 от тока разряда с пропаном. Конфигурации:  $\bullet$  – №3S,  $\blacktriangle$  – №3N.

Более наглядно это следует из рис. 4.12. Действительно согласно этому рисунку при всех значениях тока регистрируемое датчиками давление больше в случае конфигурации №3S.

Данный эффект влияния направления индукции магнитного поля на процессы воспламенения можно объяснить тем, что в конфигурации S (положительный эффект) разряд вытягивается вверх в направлении действия силы Ампера, что приводит к увеличению области взаимодействия плазмы с потоком воздушно-пропановой смеси. В конфигурации N под действием силы Ампера разряд прижимается к нижнему электроду, что ведёт к уменьшению области взаимодействия (отрицательный эффект).

#### **§ 4.3 Элементарная модель влияния внешнего магнитного поля на разряд в сверхзвуковом потоке**

Факт того, что магнитное поле действует на разряд, вытягивая его в верхнюю область канала подтверждается измерениями мощности, выделяемой на разряде в зависимости от величины магнитного поля.

Для упрощения рассмотрения будем считать, что удельное сопротивление разрядного канала постоянно вдоль всей его длины. Тогда удлинение разрядного канала приведёт к росту сопротивления и пропорциональному увеличению падения напряжения на нём, что при относительно постоянной величине тока разряда должно приводить к увеличению выделяемой в разряде мощности.

В предположении, что удлинение разряда происходит вследствие влияния, оказываемого на него со стороны внешнего магнитного поля, изменение длины разряда должно возрастать, с возрастанием величины индукции магнитного поля.

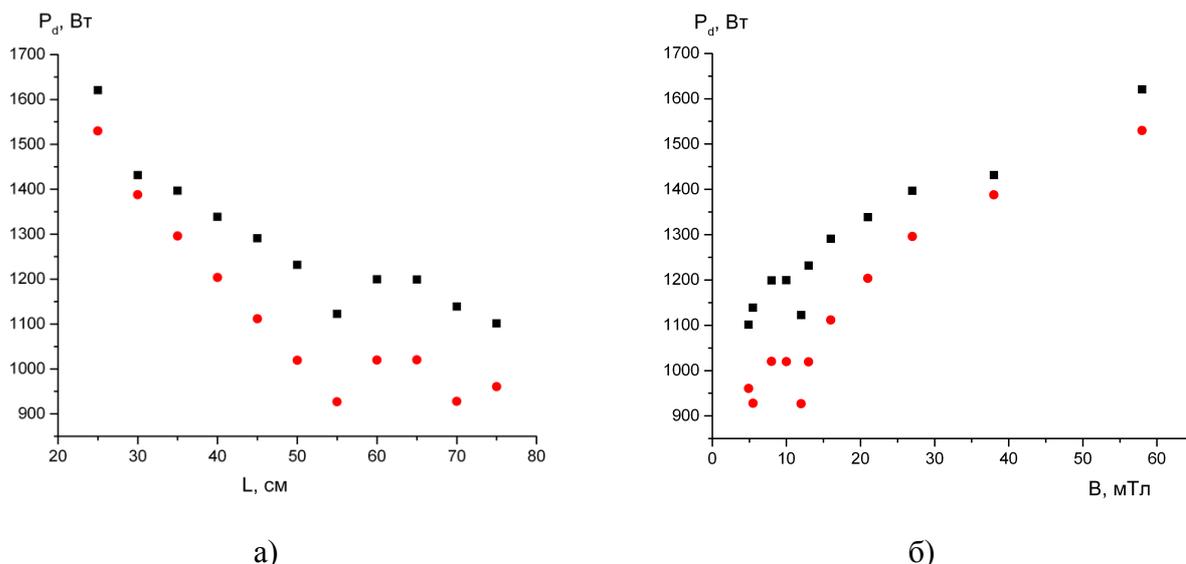


Рис. 4.13. Зависимость средней (■) и медианной (●) величины мощности, выделяемой на разряде от: а – расстояния между магнитами, б – величины индукции магнитного поля.

Действительно, как видно из рис. 4.13. с увеличением расстояния между магнитами мощность, выделяемая на разряде, спадает практически линейно, вплоть до  $L = 55$  мм ( $B = 12$  мТл). То есть с возрастанием величины индукции магнитного поля возрастает и мощность, выделяемая на разряде.

В дальнейшем для расчетов использовались данные медианной величины выделяемой мощности, так как медианное значение более устойчиво к статистическим выбросам данных. Была проведена аппроксимация этих значений мощности степенной функцией вида  $P_d = k|B - B_0|^q + P_0$  для величины индукции поля большем  $B > 10$  мТл рис. 4.14. В результате аппроксимации были получены следующие параметры: показатель степени  $q = 0,44 \pm 0,03$ , коэффициент  $k = 116 \pm 15$ ,  $B_0 = 12,03 \pm 0,04$ ,  $P_0 = 902 \pm 20$ . Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что длина канала ППР во внешнем магнитном поле с хорошей точностью пропорциональна  $\sqrt{B}$ .

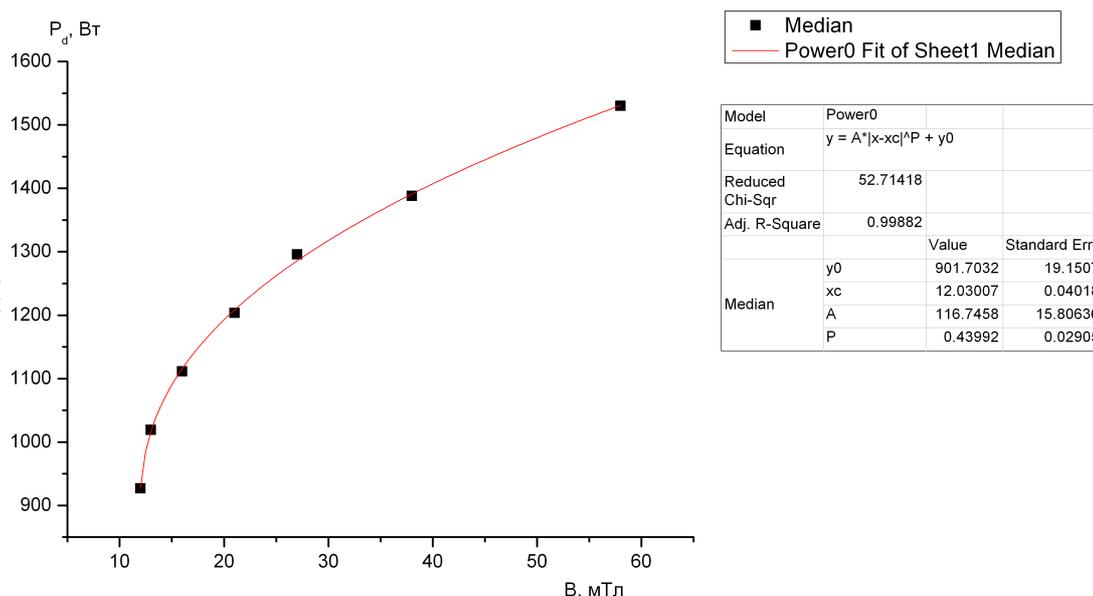


Рис. 4.14. Аппроксимация медианных значений выделяемой на разряде мощности с помощью степенной функции.

Данный результат наталкивает на мысль, что канал ППР во внешнем магнитном поле имеет квазистационарную форму, и длина этого канала пропорциональна  $\sqrt{B}$ . Для оценки этой гипотезы была построена элементарная модель разряда в потоке (рис. 4.15). В рассматриваемой модели разряд был заменён на гибкий проводник постоянного сечения с эквивалентным аэродинамическим сопротивлением. Так как положение квазистационарной формы в конечном итоге определяется соотношением сил ампера и аэродинамического сопротивления, то в первом приближении можно считать, что форма гибкого нерастяжимого проводника, находящегося под действием тех же самых сил, качественно будет соответствовать форме разряда.

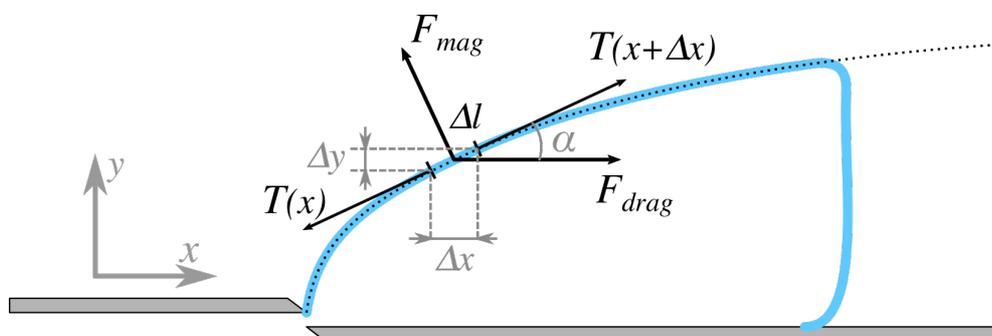


Рис. 4.15. Расположение сил, действующих на разряд в модели. Поток направлен вправо, вдоль оси  $Ox$ .

Из допущения о нерастяжимости проводника следует, что изменением его длины в рамках модели можно пренебречь. В модели не учитываются силы тяжести и сила Архимеда. Таким образом на малый элемент разряда длины  $\Delta l$  оказывают действие три силы:  $F_{mag} = IB\Delta l$  – сила, действующая со стороны магнитного поля,  $F_{drag} = \frac{1}{2}\rho U^2 C_D h \Delta y$  – сила трения от набегающего потока и  $T$  – сила натяжения проводника. Ширину разрядного канала считаем постоянной  $h = \text{const}$ . После проецирования их на оси и суммирования, получим систему уравнений для баланса сил:

$$\begin{cases} -T(x) \cos \alpha(x) + T(x + \Delta x) \cos \alpha(x + \Delta x) - F_{mag} \sin \alpha(x) + F_{drag} = 0 \\ -T(x) \sin \alpha(x) + T(x + \Delta x) \sin \alpha(x + \Delta x) + F_{mag} \cos \alpha(x) = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Выделим в системе полные дифференциалы и подставим  $F_{mag}$  в явном виде:

$$\begin{cases} d[T(x) \cos \alpha(x)] - IB\Delta l \sin \alpha(x) + F_{drag} = 0 \\ d[T(x) \sin \alpha(x)] + IB\Delta l \cos \alpha(x) = 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

Как нетрудно заметить  $\Delta l \sin \alpha(x) = \Delta y$ ,  $\Delta l \cos \alpha(x) = \Delta x$ , что позволяет привести систему (4.2) к следующему виду:

$$\begin{cases} d[T(x) \cos \alpha(x)] + \left( \frac{\rho U^2}{2} C_D h - IB \right) \Delta y = 0 \\ d[T(x) \sin \alpha(x)] = -IB\Delta x \end{cases} \quad (4.3)$$

Выражая в явном виде  $T(x)$  из второго уравнение системы и подставляя его в первое уравнение, получим:

$$\begin{cases} T(x) = \frac{-IBx}{\sin \alpha(x)} \\ d \left[ x \frac{\cos \alpha(x)}{\sin \alpha(x)} \right] - A \Delta y = 0, \quad A = \left( \frac{\rho U^2}{2IB} C_D h - 1 \right) \end{cases} \quad (4.4)$$

Поделив обе части второго уравнения (4.4) на  $\Delta x$  и учитывая, что  $\frac{\sin \alpha(x)}{\cos \alpha(x)} = y'(x)$

получим итоговое дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\left(\frac{x}{y'}\right)}{dx} - Ay' = 0 \quad (4.5)$$

Решением уравнения (4.5), будет множество точек, в которых справедливы условия системы (4.1), а значит это решение будет определять форму проводника в данной элементарной модели. Как нетрудно показать, это множество точек описывается уравнением:

$$y(x) = \frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{x^2 - x_0^2} \quad (4.6)$$

В уравнении (4.6)  $A = \frac{\rho U^2 C_D h}{2IB} - 1 \approx \frac{\rho U^2 C_D h}{2IB} \gg 1$  (так как сила сопротивления набегающего потока много больше силы Ампера),  $x_0$  – определяется граничными условиями.

Для получения полной длины разряда предположим, что он состоит из двух основных частей. Первая часть представляет собой кривую описываемую уравнением (4.6), а вторая представляет собой просто вертикальную прямую – участок, замыкающий разрядный канал на электрод. Тогда итоговая длина будет иметь вид:  $L(x) = l(x) + h(x)$ , где  $l(x) = \int \sqrt{y'^2 + 1} dx$ ,  $h(x) = y(x)$ . Подставляя найденную ранее зависимость для  $y(x)$  получим:

$$L(x) = \left( \sqrt{\frac{A+1}{A}} \right) \int \sqrt{\frac{x^2 - \hat{x}_0^2}{x^2 - x_0^2}} dx + \frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{x^2 - x_0^2} \quad (4.7)$$

В уравнении (4.7)  $\hat{x}_0^2 = x_0^2 / \left(\frac{A+1}{A}\right)$ . Интеграл в первом слагаемом не выражается через элементарные функции, но имеет асимптотику  $\sim x$ . Положим коэффициент при асимптоте равным  $\alpha$ . Тогда полную длину разрядного промежутка можно оценить по следующей формуле:

$$L(x) = \sqrt{\frac{A+1}{A}} \alpha x + \frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{x^2 - x_0^2} \approx \alpha x + \frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{x^2 - x_0^2} \quad (4.8)$$

В формуле (4.8) учтено, что  $A \gg 1$ , и  $\sqrt{\frac{A+1}{A}} \approx 1$ . Из этого уравнения видно, что при фиксированной координате  $L(x) |_{x=x^*} = \alpha x^* + \frac{1}{\sqrt{A}} \sqrt{x^{*2} - x_0^2}$  и

$L \sim \frac{1}{\sqrt{A}} \sim \sqrt{B}$ . То есть длина разрядного промежутка в главной асимптотике прямо пропорциональна  $\sqrt{B}$ , что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Стоит отметить, что аналогичный результат можно получить и в модели, в которой разряд не имеет сил натяжения, сопротивляющихся растяжению, то есть в случае, когда в системе уравнений (4.1)  $T(x)=0$ , а сами уравнения являются неоднородными. В такой модели форма разряда, как легко показать описывается простой формулой  $\tilde{y}(x) = \frac{1}{\sqrt{A}}x$ , а длина разряда  $\tilde{L}(x) \approx \sqrt{\frac{A+1}{A}}x + \frac{1}{\sqrt{A}}x$ , что так же приводит к  $\tilde{L}(x) \sim \frac{1}{\sqrt{A}} \sim \sqrt{B}$  и аналогичному выводу. Как было отмечено ранее сопротивление разрядного промежутка  $R = \frac{\rho l}{S}$  прямо пропорционально его длине  $l$ , при условии, что величина  $\frac{\rho}{S}$  постоянна на всём протяжении разряда. Вместе с этим, мощность, выделяемая на разряде  $P = I^2 R = I^2 \frac{\rho}{S} l$  будет линейно зависеть от сопротивления  $R$  ( $I \cong const$  в условиях эксперимента), а значит и от длины разрядного промежутка. Таким образом при выполнении условия  $\frac{\rho}{S} \approx const$ , можно утверждать о хорошем согласии результатов полученной модели с результатами эксперимента.

Остановимся подробнее на результатах модели разряда в потоке в присутствии магнитного поля. Полученная из уравнения форма кривой (4.6) есть не что иное, как уравнение гиперболы в каноническом виде  $\frac{x^2}{a} - \frac{y^2}{b} = 1$ . При  $x \rightarrow \infty$  гипербола имеет асимптотику в виде прямой  $y(x) = \frac{1}{\sqrt{A}}x$ , из которой следует, что смещение разряда в вертикальном направлении тем больше, чем больше отношение  $\frac{1}{A} = \frac{2IB}{\rho U^2 C_D h}$ , то есть отношение удельной силы Ампера к силе сопротивления набегающего потока. Данный вывод можно считать интуитивно очевидным, так как сила сопротивления смещает разряд в горизонтальном направлении, вытягивая его

вдоль оси  $Ox$ , а сила Ампера в свою очередь действуя на горизонтальную составляющую разряда стремиться сместить его в вертикальном направлении.

Вместе с этим совершенно не сложно обобщить результаты на случай с противоположным направлением магнитного поля, когда сила ампера стремиться прижать разряд к нижнему электроду (рис. 4.16). В этом случае форма разряда будет описываться нижней ветвью гиперболы

$$y(x) = -\frac{1}{\sqrt{A}}\sqrt{x^2 - x_0^2} \quad (4.9)$$

и иметь аналогичную асимптотику  $y(x) = -\sqrt{\frac{2IB}{\rho U^2 C_D h}} x$ .

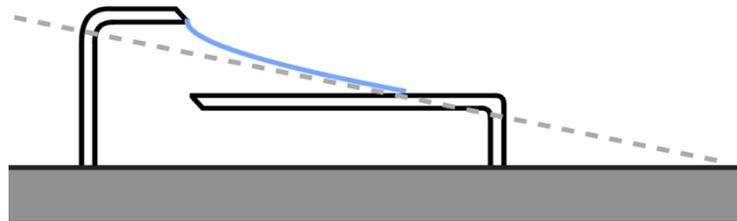


Рис. 4.16. Схематическое расположение разряда в потоке под действием магнитного поля, прижимающего разряд к нижнему электроду. Пунктиром обозначена асимптота гиперболы.

При этом, если сила Ампера сопоставима с силой трения набегающего потока настолько, чтобы асимптота гиперболы проходила через нижний электрод, то квазистационарная форма разряда будет замыкаться в определённой точке нижнего электрода.

Данный результат подводит к выводу о том, что для стабилизации разряда в сверхзвуковом потоке величина индукции магнитного поля не обязательно должна быть такой, чтобы сила Ампера полностью компенсировала силу сопротивления набегающего потока ( $B_{\text{крит}} = \frac{2I}{\rho U^2 C_D h}$ ). Напротив, для относительной стабилизации достаточно иметь магнитное поле с величиной индукции на порядок меньше  $B_{\text{крит}}$  при наличии достаточно длинного нижнего электрода и подходящего источника питания, обладающего необходимой для такого разряда мощностью.

#### **§ 4.4 Исследование методом скоростной видеосъёмки разряда находящегося под действием внешнего магнитного поля в сверхзвуковом потоке**

С целью дополнительной проверки представленной модели были проведены экспериментальные исследования влияния магнитного поля на форму разряда методом скоростной фото и видеосъёмки.

Так как турбулентность и неоднородность высокоскоростного потока способны оказывать влияние на форму разряда, процесс развития разряда и его взаимодействие с внешним магнитным полем фиксировался в видеорежиме с частотой 1000 кадров/с и экспозицией отдельного кадра 20 мкс. В отдельных случаях съёмка велась с частотой 5000 кадров/с и 10 мкс. В экспериментах использовалась камера «Видеоскан».

Магнитное поле создавалось одним постоянным неодимовым магнитом, который был закреплён с правой стороны от электродного узла относительно направления потока, а съёмка производилась через левый иллюминатор. Соответственно, в отличие от предыдущих экспериментов, распределение поля было существенно более неоднородным.

Ток разряда во всех экспериментах составлял 19А. Длительность разряда составляла 0,9 с.

Результаты скоростной видеосъёмки приведены в виде серии из 4 кадров, наиболее характерных для исследуемых условий.

Для удобства дальнейшего анализа на кадры скоростной видеосъёмки нанесены дополнительные обозначения: белой сплошной линией выделены контуры разрядных электродов, белой пунктирной линией отмечена ось, проходящая через горизонтальный участок верхнего электрода. Направление потока – слева направо. Верхний электрод анод, нижний катод.

В первой серии экспериментов было исследовано влияния внешнего магнитного поля на форму разряда в различных конфигурациях без подачи в поток пропана и, соответственно, без горения (рис. 4.17 – Рис. 4.19).

На рис. 4.17 представлены характерные фотографии разряда в высокоскоростном потоке без внешнего магнитного поля.

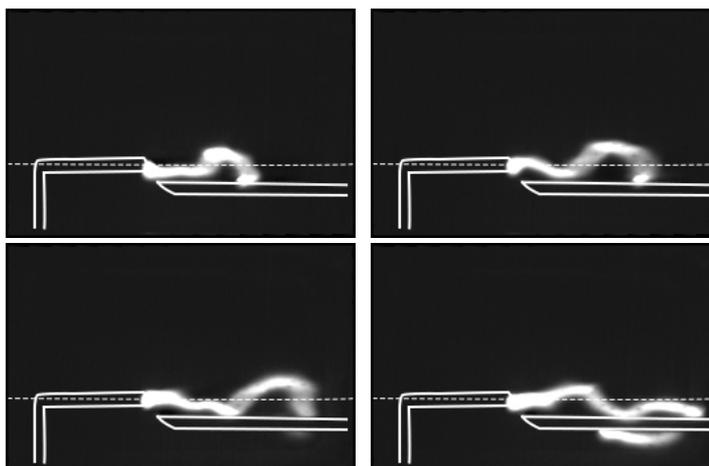


Рис. 4.17 Кадры скоростной видеосъемки разряда в высокоскоростном потоке в отсутствие магнитного поля.

На основе представленных кадров можно выделить следующие характеристики формы разряда в отсутствие внешнего магнитного поля: вблизи анода у разряда имеется короткая прямолинейная область параллельная потоку, форма разряда представляет собой изломанную линию расположенную, как в верхней, так и в нижней области относительно оси анода (обозначенной пунктирной линией). При этом зона взаимодействия разряда с потоком ограничивается небольшой областью вдоль оси анода, а отклонение разрядного канала от этой оси обусловлено турбулентностью и неоднородностью потока.

На рис. 4.18 представлены кадры скоростной видеосъемки разряда при наличии внешнего магнитного поля в конфигурации №3N, когда сила Ампера, действующая на разрядный канал, направлена вниз.

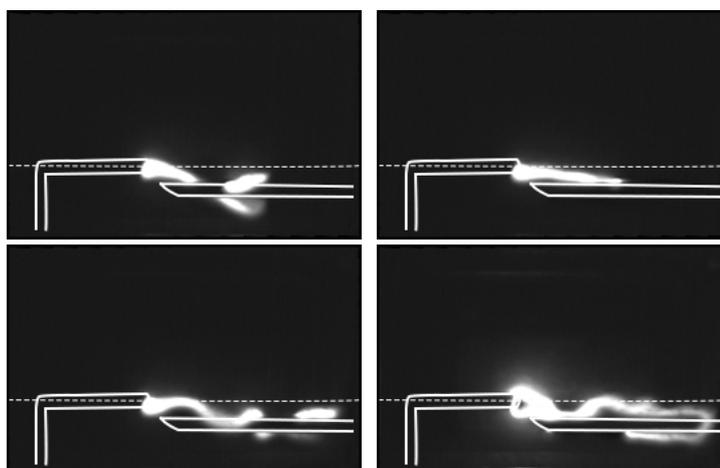


Рис. 4.18 Кадры скоростной видеосъемки разряда в высокоскоростном потоке при наличии магнитного поля в конфигурации №3N.

Представленные кадры демонстрируют заметное влияние на форму разряда внешнего магнитного поля в данной конфигурации.

Аналогично можно выделить следующие характеристики формы разряда: короткая прямолинейная область разряда вблизи анода отклонена вниз, форма разряда так же имеет изломы, но в целом разряд практически не выходит за пределы нижней относительно оси анода области и словно прилипает к катоду. Область взаимодействия разряда с потоком в основном расположена вблизи катода и имеет меньшие размеры в сравнении со случаем отсутствия магнитного поля.

На рис. 4.19 представлены кадры скоростной видеосъёмки разряда при наличии внешнего магнитного поля в конфигурации №3S. В данной конфигурации сила Ампера действует на токовый канал вертикально вверх, вытягивая его в верхнюю полуплоскость.

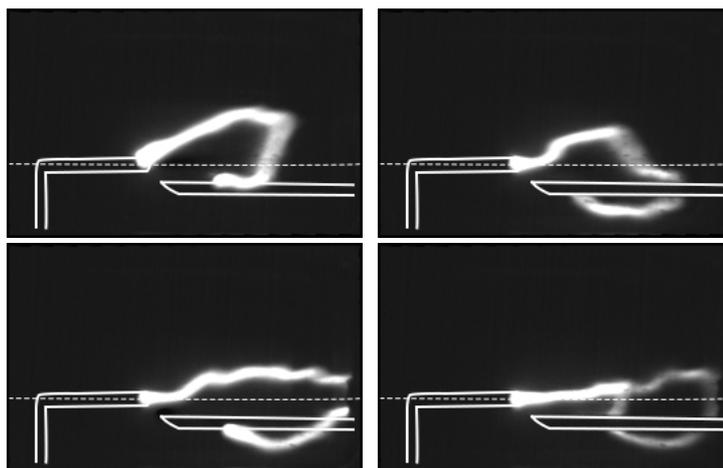


Рис. 4.19. Кадры скоростной видеосъёмки разряда в высокоскоростном потоке при наличии магнитного поля в конфигурации №3S.

Форма разряда имеет следующие характеристики: короткая прямолинейная область разряда вблизи анода параллельна потоку либо отклонена вверх, линия разряда менее изломана, а сам разряд существенно смещён в верхнюю область относительно оси анода. Так же на данных кадрах разряд имеет большую длину и область взаимодействия с потоком.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о подтверждении способности внешнего магнитного поля влиять на форму разряда в высокоскоростном потоке. Изменение формы разряда, под действием внешнего

магнитного поля наблюдаемое в экспериментах, находится в качественном согласии с простейшей моделью, описанной ранее.

Особый интерес представляет влияние внешнего магнитного поля в конфигурации №3S, когда сила Ампера действует на токовый канал вертикально вверх и предоставляет возможность увеличения области взаимодействия разряда с топливно-воздушной смесью в высокоскоростном потоке при наличии горения. С целью исследования данного явления была проведена серия экспериментов с подачей в поток пропана при наличии внешнего магнитного поля в конфигурации №3S и при его отсутствии.

Результаты скоростной видеосъёмки разряда в потоке с пропаном без внешнего магнитного поля представлены на рис. 4.20.

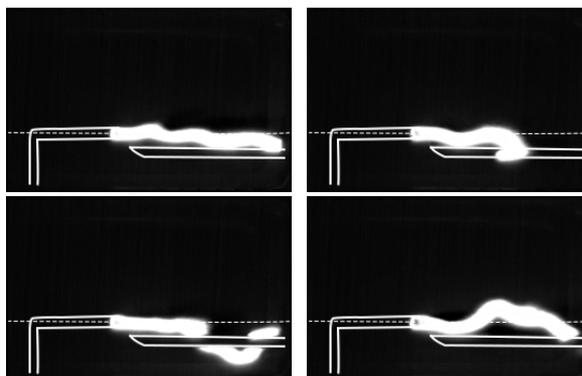


Рис. 4.20 Кадры скоростной видеосъёмки разряда в высокоскоростном потоке при наличии пропана и отсутствии внешнего магнитного поля.

Наличие в потоке пропана приводит к более интенсивному свечению разрядного канала, форма разряда визуально менее изломана. Разряд преимущественно вытянут вдоль оси анода, имеет участки расположенные, как в верхней, так и в нижней области относительно этой оси. Зона взаимодействия разряда с потоком практически не отличается от случая при отсутствии в потоке горения (рис. 4.17).

Кадры скоростной видеосъёмки разряда в потоке с пропаном при наличии внешнего магнитного поля в конфигурации №3S представлены на рис. 4.21. Влияние внешнего магнитного поля на форму разряда при наличии горения становится наиболее выраженным.

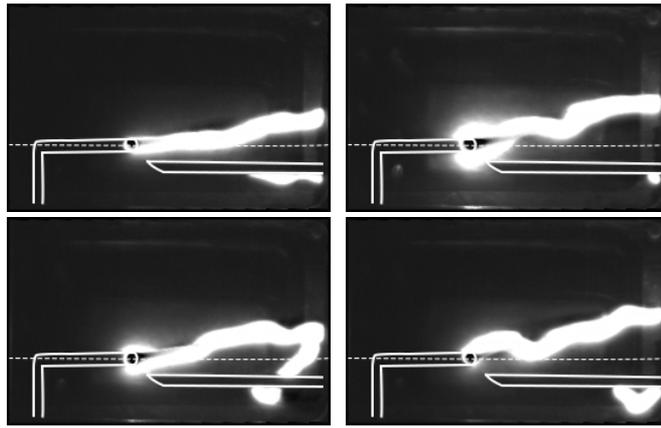


Рис. 4.21 Кадры скоростной видеосъемки разряда в высокоскоростном потоке при наличии пропана и внешнего магнитного поля в конфигурации №3S.

Разряд имеет довольно продолжительный начальный участок, существенно отклоненный в верхнюю область, имеет большую длину и на многих кадрах вытягивается за пределы обзорного иллюминатора.

Сравнение кадров скоростной видеосъемки с формой разряда полученной в рамках элементарной модели свидетельствуют в пользу справедливости предложенной модели как для конфигурации №3S, в которой магнитное поле вытесняет разряд в верхнюю область (рис. 4.15 и рис. 4.19), так и в случае конфигурации N, когда магнитное поле прижимает разряд к нижнему электроду (рис. 4.16 и рис. 4.18). В частности, подтвердилась форма разряда, описываемая уравнением гиперболы, близкая к вырожденному случаю в виде наклонной прямой. Предположение о вертикальной составляющей разряда, замыкающей его на анод, так же оказалось справедливым.

Результаты скоростной видеосъемки разряда подтверждают предположение, о вытягивании разрядного канала под действием внешнего магнитного поля в конфигурации №3S, что в свою очередь приводит к увеличению области взаимодействия разряда с потоком.

Помимо скоростной фото и видеосъемки о пространственной величине области взаимодействия разряда с потоком можно судить на основании интегральных фотографий разряда.

В ходе исследований была произведена фотосъемка разряда в присутствии внешнего магнитного поля с длиной выдержки сопоставимой с длительностью самого разряда (выдержка  $\sim 1$  с).

На рис. 4.22 приведены типичные интегральные по времени фотографии разряда в высокоскоростном потоке.

Как видно из представленных фотографий, область свечения пламени горения воздушно-пропановой смеси в конфигурации №3N (рис. 4.22б) гораздо меньше, чем область свечения в конфигурации №3S (рис. 4.22а).

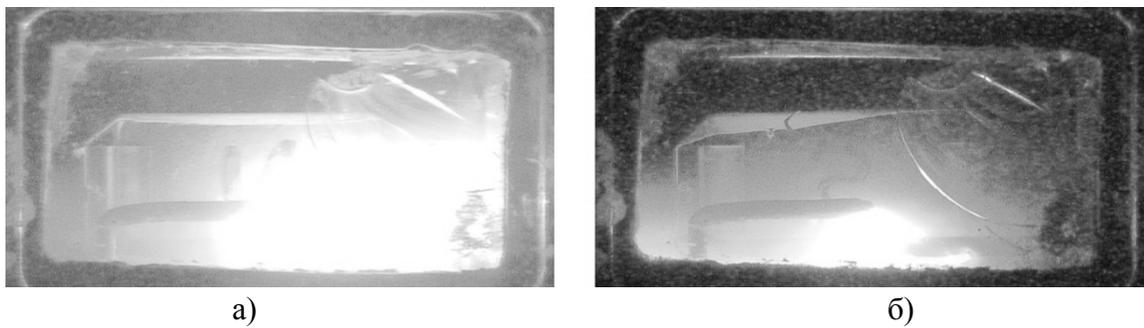


Рис. 4.22. Типичные интегральные фотографии разряда: а) конфигурация №3S; б) конфигурация №3N.

На рис. 4.23 представлены сравнительные графики зависимостей от тока разряда вертикальных размеров области разряда (рис. 4.23а) и интенсивностей свечения пламени горения воздушно-пропановой смеси (рис. 4.23б) фиксируемых в секции, следующей за разрядной.

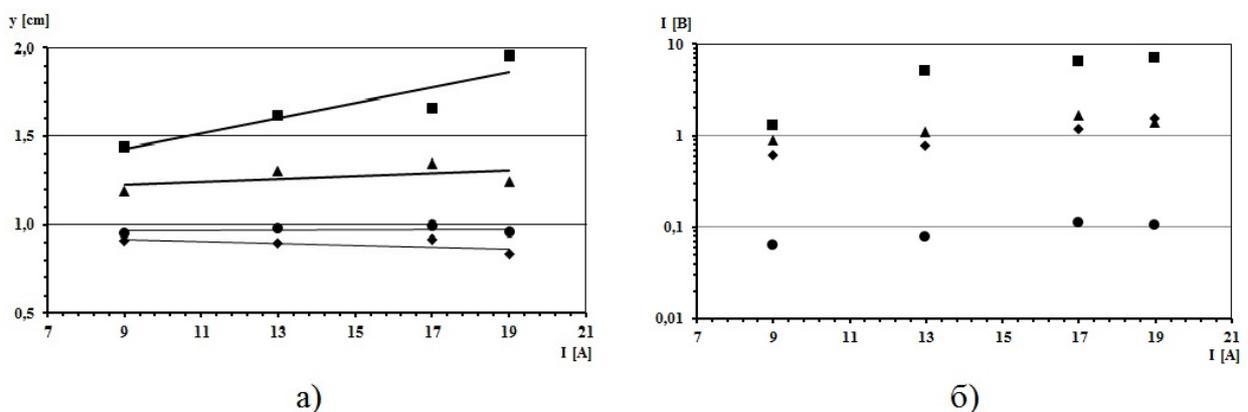


Рис. 4.23. Вертикальный размер (а) и интенсивность (б) свечения разряда в зависимости от тока. Конфигурации: ■ – №3S; ▲ – без поля и с пропаном; ● – без поля и без пропана; ◆ – №3N.

Как видно на рис. 4.23а, зависимость вертикального размера области занятой разрядом от величины разрядного тока наиболее заметна в конфигурации №3S. При отсутствии как поля, так и пропана зависимость размера этой области от тока практически отсутствует. При наличии пропана размер области разряда резко увеличивается, что связано с возникновением горения. В конфигурации №3N геометрические размеры рассматриваемой области меньше, чем в случае без магнитного поля и гораздо меньше, чем в конфигурации №3S. Данный результат подтверждает влияние магнитного поля на размер области взаимодействия топливной смеси с разрядом. Кроме того, из рис. 4.23б следует, что интенсивность свечения в конфигурации №3N оказывается больше, чем в случае, когда отсутствуют и поле, и пропан. Это связано с тем, что в отсутствие пропана горения нет. В то время как в присутствии пропана, несмотря на отрицательное воздействие поля, происходит частичное горение, и, соответственно, вынос потоком пламени, интенсивность свечения которого и фиксируется ФЭУ.

Из приведенных зависимостей можно сделать вывод о том, что наблюдается явное прямое соответствие между вертикальными размерами разряда и светимостью пламени горения, которое фиксируется для всех конфигураций.

#### **§ 4.5 Спектральные измерения разряда находящегося под действием внешнего магнитного поля в сверхзвуковом потоке**

Спектральные измерения проводились при помощи оптической системы, схема которой приведена на рис. 4.24. Излучение разряда ППР в сверхзвуковом канале (1) из кварцевого иллюминатора (3) проецировалось на экран (5) через фокусирующую линзу (4). В результате на экране создавалось результирующее изображение разряда. Входной торец световода (6) был закреплён в центре экрана перпендикулярно к нему, выходной торец был подключен непосредственно к спектрометру. С противоположной стороны канала в области разряда был установлен постоянный неодимовый магнит (11). В ряде экспериментов для предотвращения засветки

спектра интенсивность излучения разряда ослаблялась посредством нейтральных фильтров, установленных между иллюминатором (3) и фокусирующей линзой (4).

Оптическая схема (рис. 4.24) позволяла фиксировать спектр излучения из любой точки объема, размещенного между иллюминаторами. Для спектрометрических измерений были выбраны две основные зоны отбора излучения. Первая находилась на уровне нижнего электрода у дальней по потоку стенки иллюминатора. В данной зоне фиксировалось излучение непосредственно приразрядной области. Вторая зона находилась также у дальней по потоку стенки иллюминатора, но вблизи его верхней стенки, при этом фиксировалось излучение из области, в которую излучающие частицы выносились магнитным полем либо потоком.

Часть излучения разряда, падающая на входную систему, при помощи гибкого световода (7) и светового делителя (8) попадала на двойной вход (9) двухканального спектрографа (10). В экспериментах использовался спектрограф AVASPEC имеющий спектральный диапазон 200-1000 нм и разрешение 0,3 нм. Программное обеспечение спектрографа позволяло определять длину волны соответствующей линии спектра и относительные интенсивности спектральных линий.

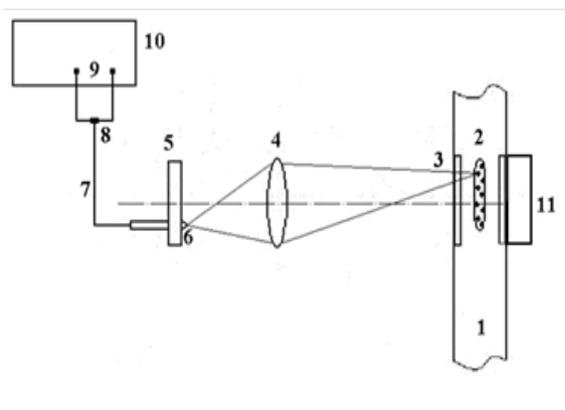


Рис. 4.24. Схема оптической системы.

На рис. 4.25 – 4.27 приведены типичные панорамные спектры излучения продольно-поперечного разряда в потоке, полученные для нижней (рис. 4.25) и верхней (рис. 4.26) области отбора излучения. Из представленных спектров можно заключить, что (с учётом ослабления) интенсивность свечения, полученного из

нижней области, на уровне разряда, значительно превышает интенсивность свечения, полученного из области над разрядом.

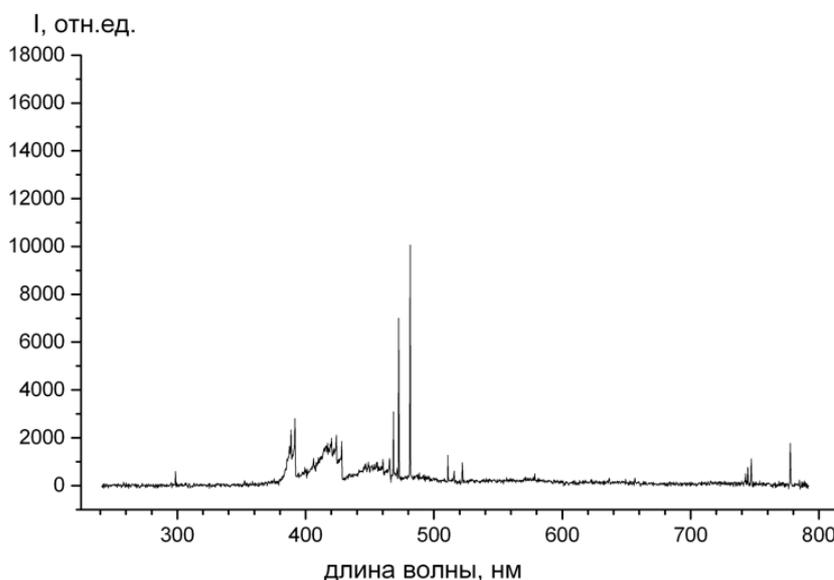


Рис. 4.25. Спектр ППР в сверхзвуковом потоке при положении световода на уровне разряда. Ток разряда – 13 А. Без пропана и без магнитного поля. (ослабление интенсивности свечения  $\sim 12$  раз).

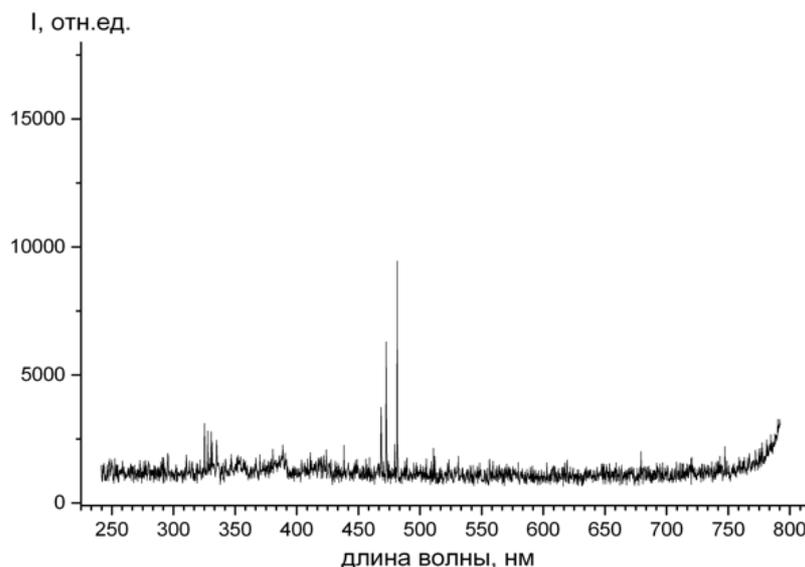


Рис. 4.26. Спектр ППР в сверхзвуковом потоке при положении световода над разрядом. Ток разряда – 13 А. Без пропана и без магнитного поля.

Были получены спектры при различных параметрах разряда: наличие пропана, присутствие внешнего магнитного поля, величина разрядного тока. На спектрах разряда хорошо различимы интенсивные спектральные линии цинка: 482, 472, 468 нм. Также можно наблюдать спектральные линии меди (510, 515, 522 и 578 нм),

интенсивность которых в некоторых случаях сравнима с шумовым фоном. При наличии пропана присутствовали интенсивные линии циана: 385-388 нм и железа 415-420 нм. (рис. 4.27)

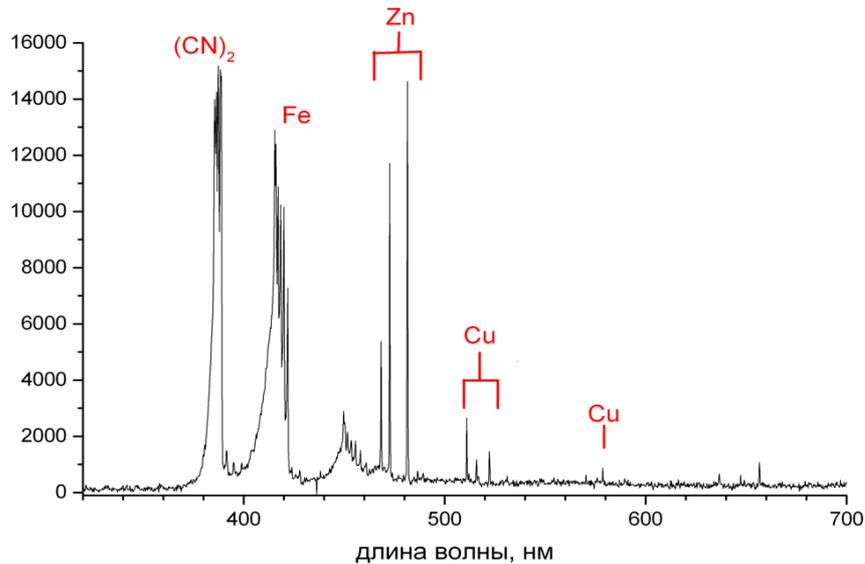


Рис. 4.27. Спектр продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке при нижнем положении световода. Ток разряда – 13 А, при наличии пропана в отсутствие магнитного поля.

На основе спектров разряда были получены зависимости интенсивностей спектральных линий цинка от величины разрядного тока при различных начальных условиях. На рис. 4.28 приведены зависимости максимумов спектральных линий 482 и 472 нм от величины разрядного тока при наличии и отсутствии магнитного поля.

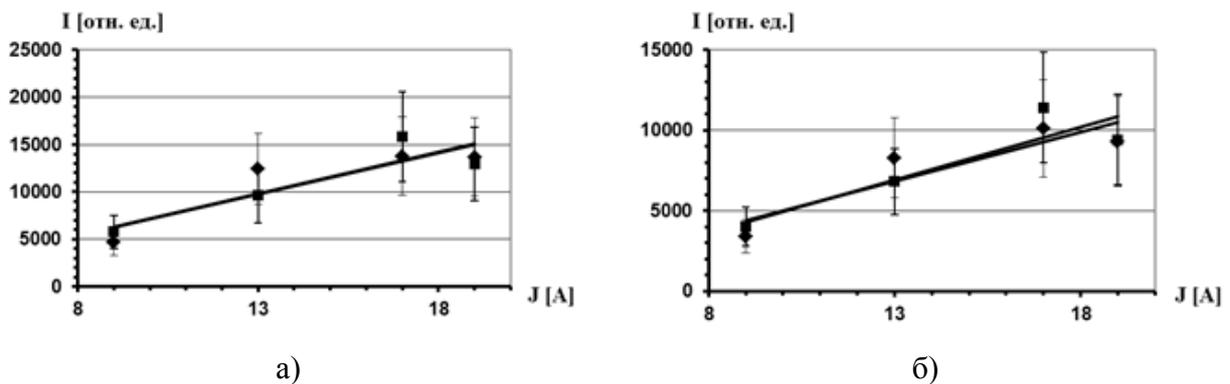


Рис. 4.28. Зависимость от величины разрядного тока максимума спектральной линии: а) 482 нм, б) 472 нм; в потоке:  $\blacklozenge$  – без магнитного поля,  $\blacksquare$  – с магнитным полем. Без пропана.

Указанные максимумы спектральных линий в пределах ошибки совпадают при всех значениях разрядного тока, что может свидетельствовать о том, что магнитное

поле в отсутствие горения не оказывает заметного влияния на интенсивность спектральных линий в свечении продольно-поперечного разряда.

На рис. 4.29 представлены зависимости максимумов спектральных линий цинка от величины разрядного тока при наличии и отсутствии в потоке пропана. При наличии пропана степень увеличения интенсивности спектральных линий с ростом разрядного тока возрастает по сравнению с разрядом в потоке без пропана.

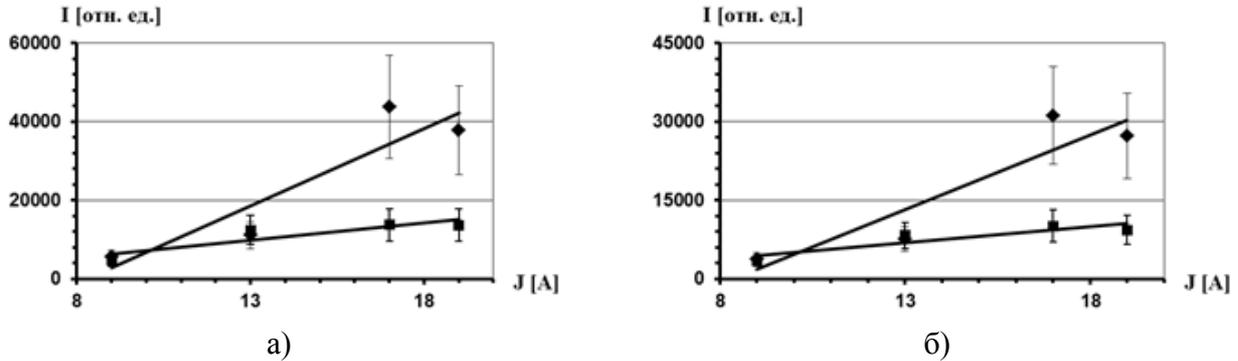


Рис. 4.29. Зависимость от величины разрядного тока максимума спектральной линии: а) 482 нм, б) 472 нм; в потоке: ◆ – с пропаном, ■ – без пропана. Без магнитного поля.

На рис. 4.30 представлены зависимости максимумов спектральных линий от величины разрядного тока при наличии в потоке пропана полученные из области над разрядом. Представленные зависимости свидетельствуют о том, что при наличии внешнего магнитного поля максимум интенсивности пропорционально возрастает с ростом разрядного тока для каждой спектральной линии.

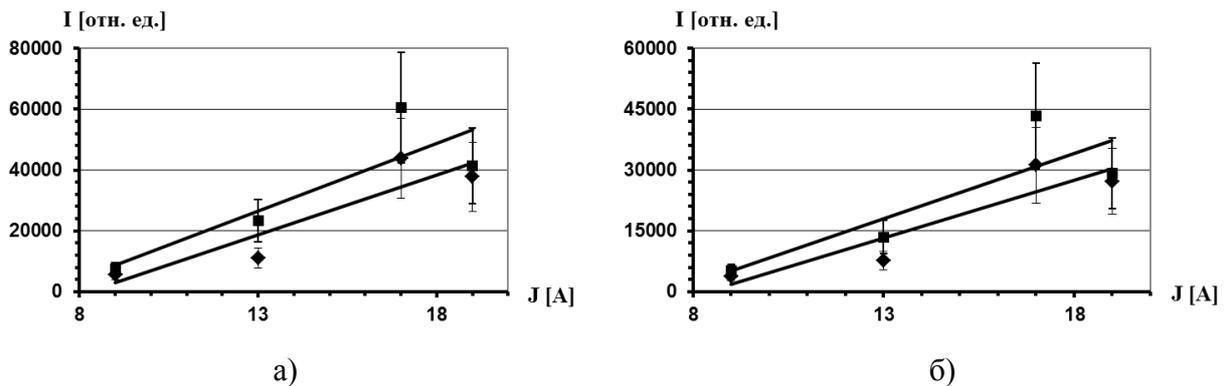


Рис. 4.30. Зависимость максимума спектральной линии от величины разрядного тока: а) 482 нм, б) 472 нм; в потоке: ◆ – без магнитного поля, ■ – с магнитным полем. При наличии пропана.

На рис. 4.31 – 4.32 приведены спектры свечения разряда для двух областей забора излучения. Из представленных спектров следует, что в области над разрядом (рис. 4.31) наличие внешнего магнитного поля приводит к возрастанию интенсивностей спектральных линий. В нижней области (рис. 4.32 – 4.34) при наличии внешнего магнитного поля интенсивности линий цинка и железа становятся меньше, а пики меди возрастают на ~10%. Так же по форме спектра можно заключить, об ослаблении интенсивности линий циана.

Ослабление интенсивностей спектральных линий в нижней области в значительной степени связано с тем, что, как было показано ранее в § 4.4, под действием внешнего магнитного поля, разряд отклоняется в верхнюю область. В свою очередь, отклонение разряда приводит к уменьшению числа положительно заряженных ионов в нижней области, и как следствие к уменьшению величины суммарной интенсивности, полученной из нижней точки отбора излучения.

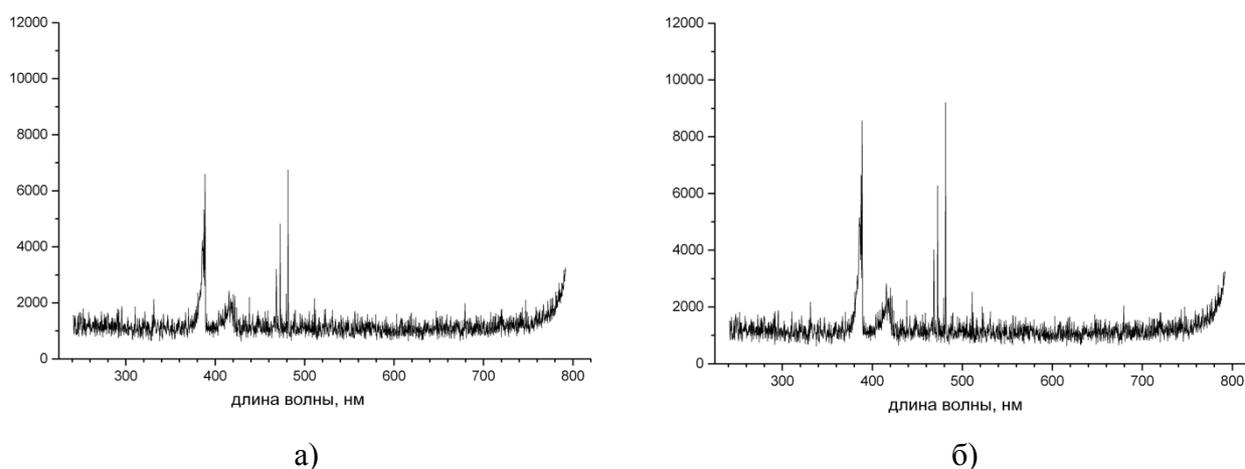


Рис. 4.31. Спектр излучения разряда в диапазоне 250-800 нм в области над разрядом при наличии пропана: а) без магнитного поля, б) с магнитным полем.

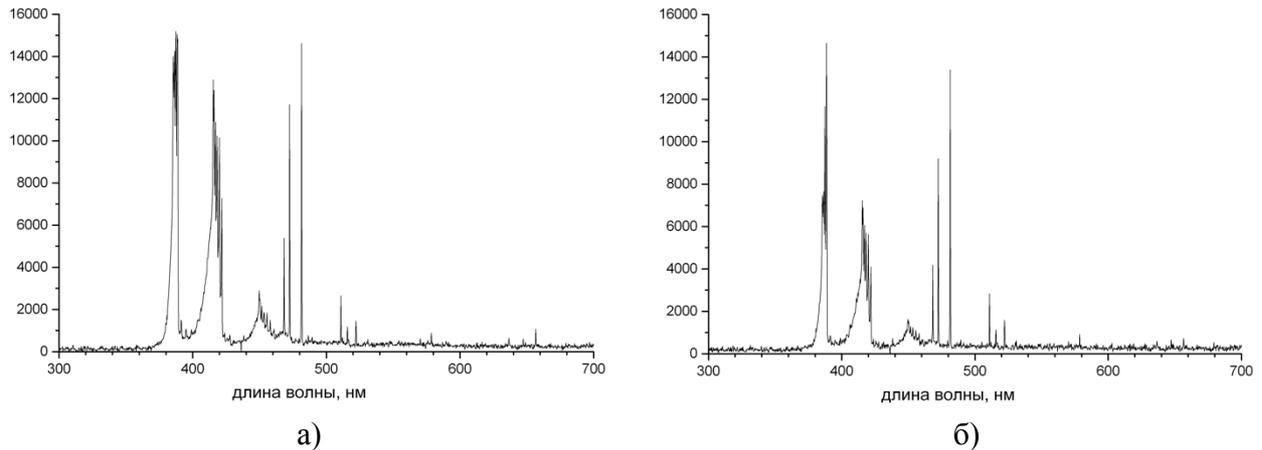


Рис. 4.32. Спектр излучения в нижней области на уровне разряда при наличии пропана: а) без магнитного поля, б) с магнитным полем. Ослабление интенсивности в  $\sim 22$  раза.

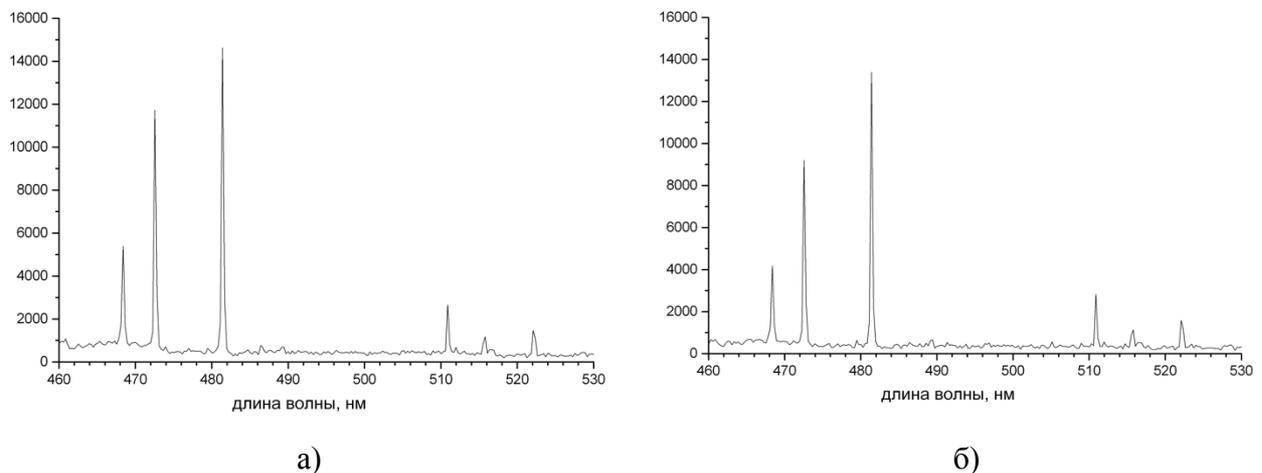


Рис. 4.33. Спектр излучения в нижней области на уровне разряда при наличии пропана в диапазоне 460-530 нм с пиками Zn и Cu: а) без магнитного поля, б) с магнитным полем. Ослабление интенсивности в  $\sim 22$  раза.

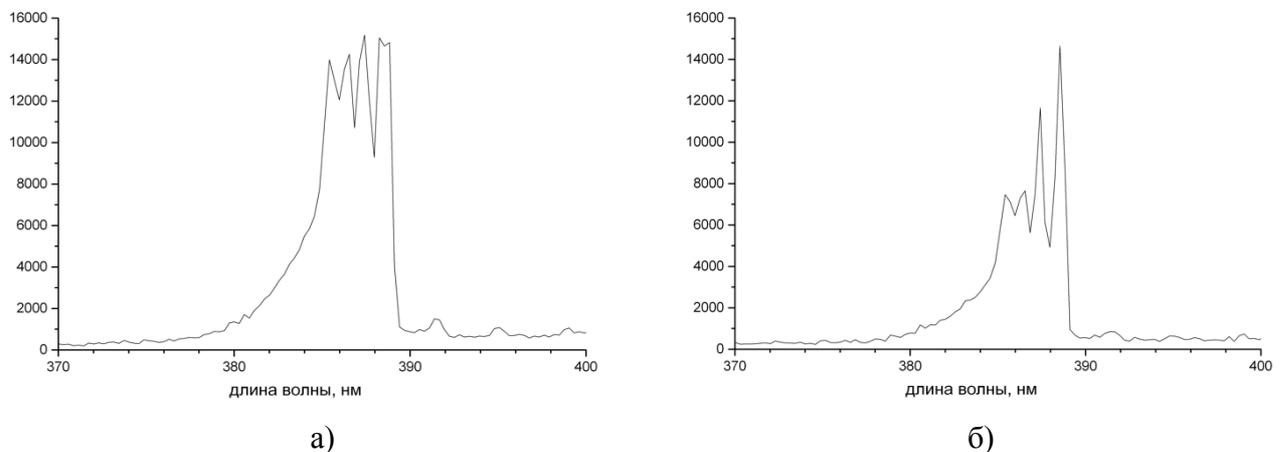


Рис. 4.34. Спектр разряда в нижней области при наличии пропана в диапазоне 370-400 нм с пиками  $(CN)_2$ : а) без магнитного поля, б) с магнитным полем. Ослабление интенсивности в  $\sim 22$  раза.

На рис. 4.34 отчётливо выражено самообращение спектральной линии циана 388 нм, а также обрезание пиков (385, 386, 387 нм) из-за недостаточной разрешающей способности спектрометра. Данные ограничения приводят к невозможности уверенного разрешения спектральных линий циана для оценки электронной температуры на их основе.

Оценка электронной температуры по спектральным линиям меди показала, что заметного различия температуры в нижней и верхней области не наблюдается.

Исходя из полученных спектральных характеристик можно утверждать, что наличие магнитного поля приводит к увеличению интенсивности спектральных линий в области над разрядом, что дополнительно подтверждает возможность управления при помощи внешнего магнитного поля областью воспламенения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке.

Стоит отметить, что несмотря на существенный отрицательный эффект конфигурации №3N, она может представлять не меньший интерес, чем конфигурация №3S. В случае №3N регистрируется меньшая светимость продуктов воспламенения и меньшее давление в разрядной камере, а при больших значениях индукции поля фиксируется полное отсутствие воспламенения. Однако, это происходит не из-за быстрого сноса разряда в сверхзвуковом потоке, а напротив, по причине относительной стабилизации разрядного промежутка и его локализации исключительно в приэлектродной области согласно описанной ранее элементарной модели. Данное обстоятельство косвенно подтверждается тем фактом, что при длительном использовании (5-6 пусков) одного и того же анода в конфигурации №3N на максимальных токах разряда ( $I=20\text{A}$ ) анод был подвержен сильной электрической эрозии вплоть до полной расплавки электрода, причём в определённой строго локализованной области. Таким образом, если в конфигурации №3S воздействие магнитного поля позволяет распространить плазму разряда в области над электродами, что помогает воспламенить бóльший объём топливной смеси, то в конфигурации №3N влияние магнитного поля напротив локализует разряд удерживая его в межэлектродной области, что, в свою очередь, так же может найти применение в гиперзвуковой плазменной аэродинамике.

Проведённые исследования влияния внешнего магнитного поля на характер горения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке показывают, что в зависимости от ориентации вектора индукции магнитного поля степень горения топливной смеси по сравнению с ее значением в отсутствии магнитного поля может либо возрасть (положительный эффект), либо уменьшаться (отрицательный эффект). Данные эффекты проявляются при значениях индукции магнитного поля больших 5 мТл и возрастают как с ростом величины индукции магнитного поля, так и с увеличением разрядного тока.

Результаты интегральных фотографий и скоростной видеосъёмки разряда позволяют сделать вывод о том, что при наличии магнитного поля при одинаковом токе разряда вертикальный размер области, занятой плазмой, возрастает либо уменьшается в зависимости от направления вектора индукции магнитного поля. Согласно измерениям мощности разряда и элементарной теоретической модели процесса увеличение длины разряда пропорционально квадратному корню от величины индукции магнитного поля ( $L \sim \sqrt{B}$ ).

На основании полученных результатов можно утверждать о доказанной возможности управления процессом плазменно-стимулированного горения воздушно-пропановой смеси в высокоскоростном потоке при помощи внешнего магнитного поля.

## **Глава 5. Использование малогабаритного МПК, работающего в частотном режиме, для реализации воспламенения и горения топливовоздушной смеси в высокоскоростном потоке**

С развитием плазменной аэродинамики серьёзное внимание стало уделяться исследованиям возможностей использования для ее целей импульсных источников плазмы. Одним из преимуществ подобных плазменных источников является высокая скорость истечения плазмы. Плазменные струи таких источников истекают, как правило, со сверхзвуковыми скоростями, и потому набегающий поток практически не оказывает влияния на их распространение. Типичным генератором таких плазменных струй является магнитоплазменный компрессор (МПК). Он позволяет создавать плазменные струи, распространяющиеся со скоростями в несколько километров в секунду. Однако, к общим недостаткам генераторов плазменных струй, в том числе и МПК, относятся, во-первых, их относительно большие габариты а, во-вторых, практически разовый режим работы, когда один импульс МПК производится раз в несколько секунд.

Для преодоления этих ограничений было предложено использовать малогабаритный магнитоплазменный компрессор. Данный подход позволяет, как уменьшить габариты самого МПК, так и преодолеть некоторые ограничения, связанные с работой МПК в частотном режиме.

В настоящей главе приводятся результаты экспериментальных исследований возможности применения малогабаритного МПК, работающего в частотном режиме, для реализации горения воздушно-пропановой смеси в высокоскоростном потоке. Подробное описание конструкции МПК и схемы его размещения в аэродинамическом канале изложены в § 2.2.

### **§ 5.1 Определение начальных параметров разряда малогабаритного и маломощного МПК**

Прежде всего, были проведены предварительные эксперименты по изучению малогабаритного, маломощного МПК, в которых исследовалась динамика плазменной струи: определялись её линейные размеры и скорости распространения.

В этих экспериментах применялся малогабаритный МПК, у которого зазор между электродами составлял 1 мм. Измерения проводились с помощью сверхскоростного фоторегистратора (СФР) с пространственным разрешением 1:20, числом оборотов  $n = 30000$  об/мин, что при заполнении  $\frac{1}{4}$  диска в два ряда по 60 окошек соответствует длительности одного кадра 4 мкс. Начальное напряжение на МПК изменялось в пределах от 4кВ до 8кВ.

Обработка большого числа временных кадров СФР позволила определить зависимость линейных размеров плазменной струи от времени. На рис. 5.1 приведены типичные примеры таких зависимостей пространственных размеров плазмы от времени при напряжениях питания 4 кВ и 8 кВ.

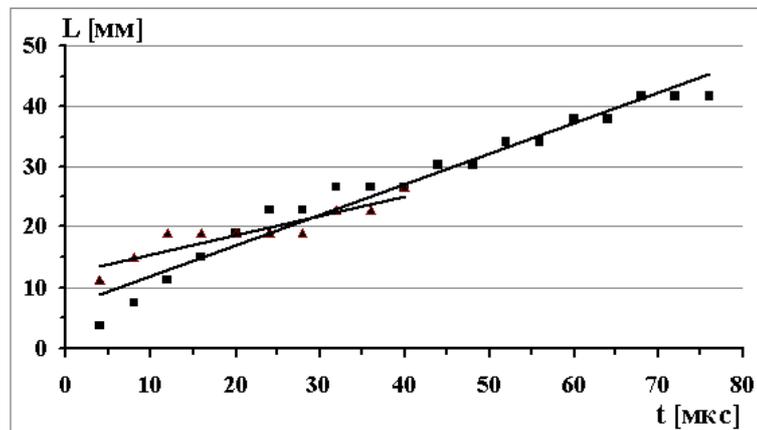


Рис. 5.1. Зависимости длины плазменной струи от времени. Начальное напряжение на емкости МПК: ▲ – 4 кВ, ■ – 8 кВ.

На основании аналогичных зависимостей, полученных при различных напряжениях на МПК можно рассчитать начальную и среднюю скорости распространения передней светящейся границы плазменной струи. Результаты таких расчетов приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Напряжение	4 кВ	4,25 кВ	4,5 кВ	4,75 кВ	8 кВ
Начальная скорость, м/с	760	665	475	475	950
Средняя скорость, м/с	601	285	443	253	744

На основании приведенных результатов можно сделать вывод о том, что практически при всех напряжениях на МПК скорость распространения плазменной

струи оказывается большей или равной скорости потока в канале ( $\sim 350$  м/с [117,119]). При этом длина струи превышает размеры канала (40 мм), т.е. плазма струи практически полностью заполняет внутреннее сечение аэродинамического канала.

Была проведена серия контрольных экспериментов по определению работоспособности данной конструкции малогабаритного МПК. В экспериментах исследовалась возможность использования малогабаритного МПК для инициации режима объёмного воспламенения и горения топливной смеси в высокоскоростном потоке, который был детально рассмотрен в работе [12]. Результаты проведенных экспериментов практически полностью совпали с данными, приведенными в работе [12]. В результате применения малогабаритного МПК наблюдался резкий скачок давления при разряде в воздушно-пропановой смеси (рис. 5.2), и регистрировалась волна давления, распространявшаяся навстречу потоку, которая выделена сплошной линией на рис. 5.3.

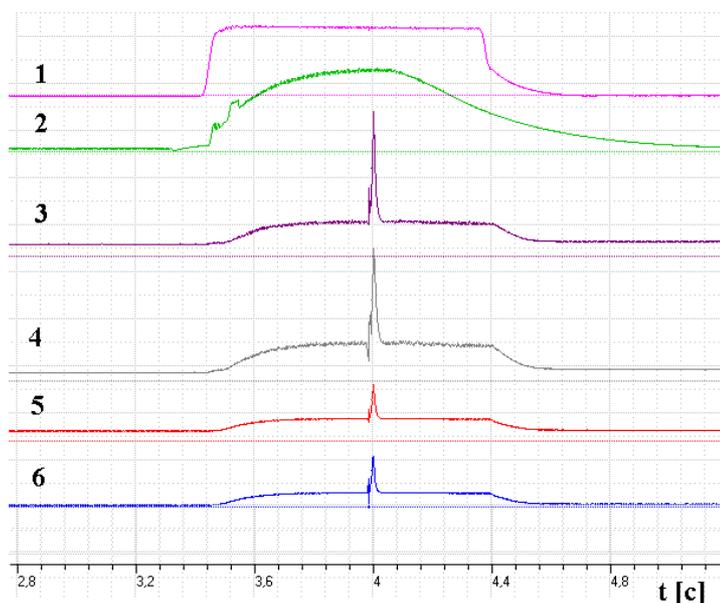


Рис. 5.2. Типичные сигналы с датчиков давления. Датчики 1 и 2 отражают сигналы с клапанов подачи воздуха и пропана, соответственно. Датчики 3 и 4 расположены в области МПК, а датчики 5 и 6 расположены в 3 и 4 секциях канала, соответственно.

Средняя скорость распространения этой волны составляет величину  $\sim 200$  м/с, что также согласуется с данными работы [11].

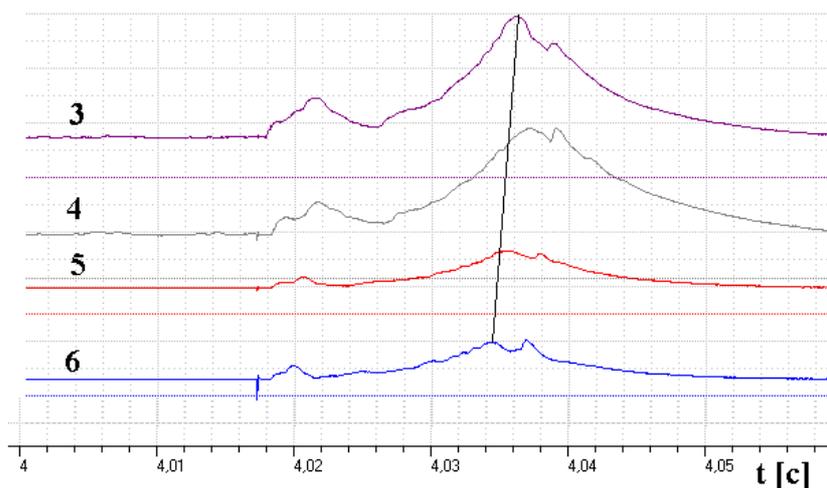


Рис. 5.3. Сигналы с датчиков давлений при увеличенном временном масштабе.

Аналогично работе [12] регистрируется уменьшение длительности и возрастание переднего фронта сигнала при входе волны горения в балластную камеру рис. 5.4.

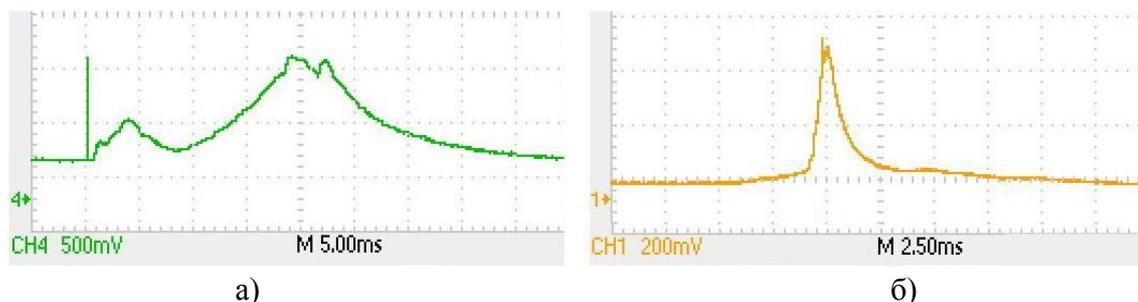


Рис. 5.4. Сигналы с датчиков давлений, расположенных: а) – в области МПК и б) – у входа в балластную камеру.

Таким образом, в условиях настоящей установки фиксируются все факторы, которые позволяют утверждать, что в проведенных контрольных экспериментах реализуется режим объёмного воспламенения и горения воздушно-пропановой смеси, инициированного плазмой, созданной малогабаритным МПК.

Следующая серия экспериментов была посвящена определению величины начального напряжения на накопительном конденсаторе МПК, при котором еще реализуется режим объёмного воспламенения и горения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке.

Так на рис. 5.5а приведены зависимости интенсивности свечения пламени горения, которые регистрировались при помощи ФЭУ, расположенного на расстоянии 40 см от области размещения МПК.

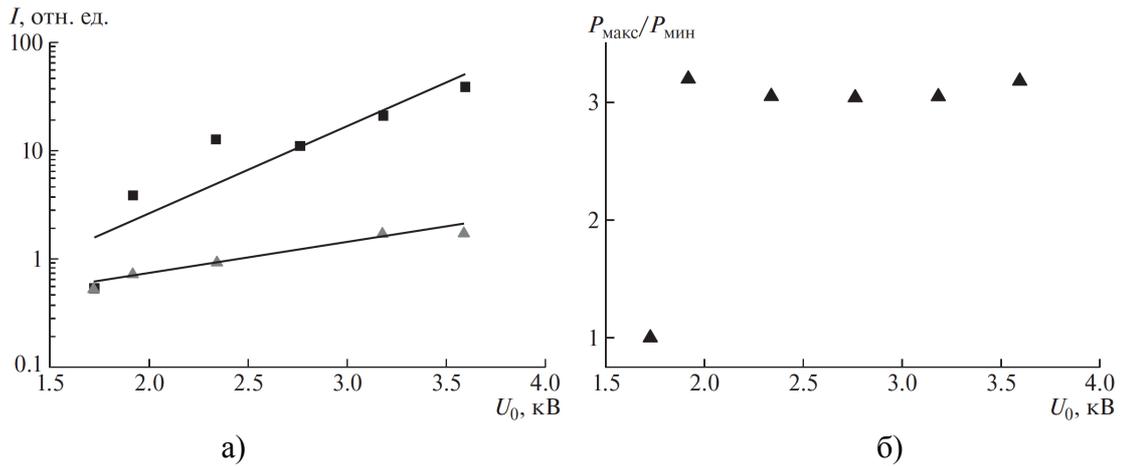


Рис. 5.5. Зависимости от начального напряжения на МПК:  
 а) – свечения разряда: ▲ – в воздушном и ■ – воздушно-пропановом потоке;  
 б) – максимального давления в области разряда.

Как следует из рис. 5.5а, регистрируемая с помощью ФЭУ, интенсивность свечения возрастает с увеличением начального напряжения на МПК. Следует отметить значительно более резкий рост регистрируемой интенсивности свечения при наличии в потоке пропана и, как следствие, горения, по сравнению с разрядом в исключительно воздушном потоке. В данном случае интенсивность свечения складывается из двух компонент: интенсивность свечения плазмы разряда и интенсивность свечения продуктов воспламенения топливной смеси. Согласно рис. 5.5 можно сделать вывод о том, что при напряжении МПК  $U_0 \leq 1,75$  кВ объёмного горения топливной смеси не наблюдается, и интенсивность свечения, регистрируемая фотоумножителем, оказывается практически одинаковой как при разряде с пропаном, так и без него.

Если предположить, что интенсивность свечения продуктов горения непосредственно определяется количеством прореагировавшей топливной смеси в канале, то на основании рис. 5.5а можно сделать вывод о том, что с ростом начального напряжения на МПК увеличивается степень воспламенения воздушно-пропановой смеси. Это может быть связано с двумя основными факторами: во-первых, с ростом напряжения, как было показано ранее, увеличиваются размеры плазменной струи и, как следствие, возрастает объем области взаимодействия плазмы с высокоскоростным потоком топливной смеси, что и приводит к

увеличению интенсивности свечения, регистрируемой фотоумножителем. Во-вторых, рост напряжения на МПК может приводить к увеличению интенсивности процессов воспламенения, приводящих к возрастанию полноты сгорания топливной смеси в потоке. Следует отметить, что оба фактора взаимосвязаны, и в конечном итоге в результате их действия, либо суммарного, либо по отдельности, должно происходить возрастание интенсивности свечения продуктов горения, наблюдаемое в эксперименте. Таким образом, согласно рис. 5.5а, режим объёмного воспламенения и горения на данной установке с использованием малогабаритного МПК может быть с большой степенью точности реализован при начальном напряжении на накопительном конденсаторе  $U_0 \geq 2$  кВ.

На рис. 5.5б приведена зависимость отношения максимальной величины давления в области размещения МПК к величине первоначального давления в секции. Видно, что при  $U_0 = 1,75$  кВ отношение давлений, соответствующих разряду с пропаном и без него, равно единице, т.е. объёмного горения топливной смеси не наблюдается. При дальнейшем увеличении напряжения происходит резкий рост давления, а затем отношение давлений остается практически постоянным. Это связано с тем, что максимум давления соответствует приходу в область расположения датчика обратной волны горения, которая распространяется против потока воздушно-пропановой смеси, после возникновения объёмного воспламенения. На основании этого можно предположить, что параметры такой обратной волны горения, определяются процессом объёмного воспламенения, который практически не зависит от начальных условий. Таким образом, давление на фронте обратной волны горения, не зависит от того, где и каким образом был реализован характерный режим объёмного воспламенения смеси, и остается практически постоянным.

Интерес представляет совместное применение МПК с продольно-поперечным разрядом в потоке воздушно-пропановой смеси. Как упоминалось ранее в работе [20] были рассмотрены результаты экспериментального исследования горения сверхзвукового потока воздушно-пропановой смеси, инициированного продольно-поперечным разрядом постоянного тока, в аэродинамическом канале. В работе

приводятся сигналы с датчиков давления (рис. 4.4а) и с фотоэлектронного умножителя (рис. 4.4б), регистрирующего свечение продуктов горения в последней секции канала, расположенной на расстоянии 60 см от разряда.

В случае, когда импульсная плазма, созданная МПК, возникает в уже горячей под действием ППР смеси, общая картина сигналов с датчиков давления выглядит как их суперпозиция, однако характер импульса МПК существенно отличается. На рис. 5.6 приведены сигналы с датчиков давления, соответствующие комбинации ППР и МПК разрядов.

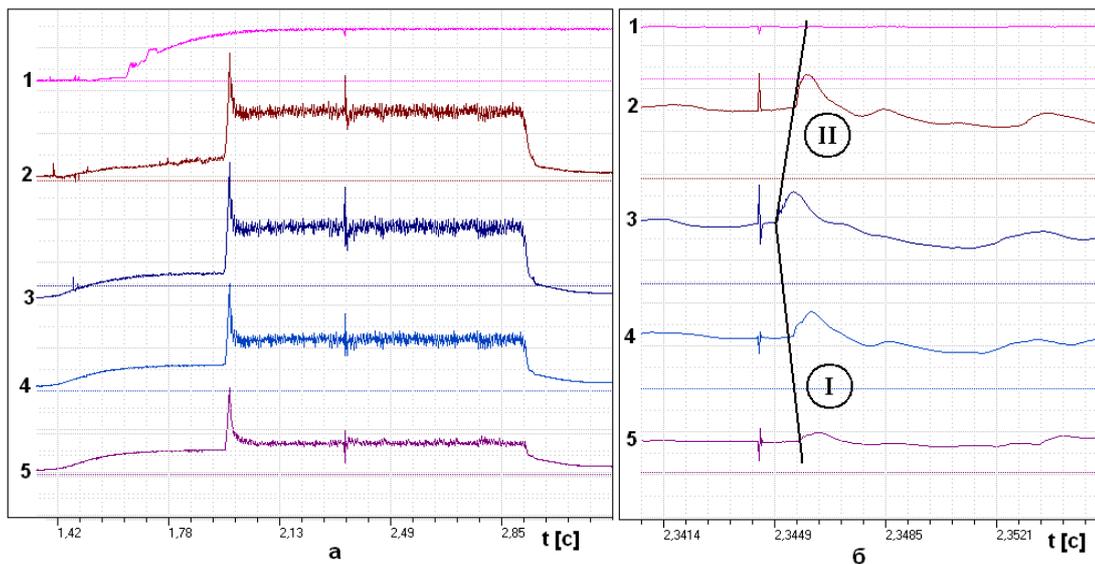


Рис. 5.6. Сигналы с датчиков давления при комбинированном включении МПК и ППР:  
а) в большом временном масштабе, б) в малом.  
Начальное давление воздуха 2,6 атм и пропана 5 атм.

На приведенных рисунках датчик №1 регистрирует давление пропана на входе в канал. Генератор МПК в этом случае был расположен в области датчика №3, датчик №2 размещен ближе к соплу против потока, а датчики №4 и №5 – по потоку.

На рис. 5.6б можно видеть, что при комбинированных ППР и МПК разрядах описанная в [12] третья волна возмущения давления не наблюдается. Этот факт косвенно подтверждает, что причиной третьей волны возмущения давления, распространяющейся против потока, является объёмное воспламенение большой области топливной смеси под действием плазмы МПК.

## § 5.2 Исследование возможности работы малогабаритного МПК в частотном режиме

Следующая серия экспериментов была посвящена исследованиям условий, при которых малогабаритный МПК способен работать в частотном режиме. Основным критерием работоспособности МПК выбрана возможность реализации с его помощью режима объёмного воспламенения и горения топливной смеси в сверхзвуковом аэродинамическом канале.

Как и в предыдущих экспериментах, процесс горения смеси в сверхзвуковом потоке фиксировался при помощи автоматизированной системы датчиков статического давления в канале и системы фотоэлектрической регистрации, которая производилась при помощи ФЭУ, регистрирующего свечение разряда через боковой иллюминатор, расположенный в секции канала следующей непосредственно за разрядной.

Для реализации частотного режима работы МПК необходимо, чтобы в течение паузы между импульсами его накопительный конденсатор заряжался до необходимого рабочего напряжения. Время заряда конденсатора определяется начальным напряжением источника питания и величиной  $RC$  цепочки, где  $C$  – емкость накопительного конденсатора, а  $R$  – балластное сопротивление, ограничивающее ток заряда.

Зависимость напряжения на конденсаторе от времени можно определить из простой формулы:  $U(t) = U_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}})$

На рис. 5.7 приведены зависимости  $U(t)$  для двух характерных условий работы: стандартном при  $U_0 = 3,5$  кВ,  $R = 340$  Ом и при  $U_0 = 4,2$  кВ,  $R = 230$  Ом.

Как следует из приведенных данных, напряжение на накопительном конденсаторе, необходимое для создания режима объёмного горения  $U_0 = 3$  кВ, достигается в первом случае за время порядка 40 мс, во втором – за время  $\sim 20$  мс.

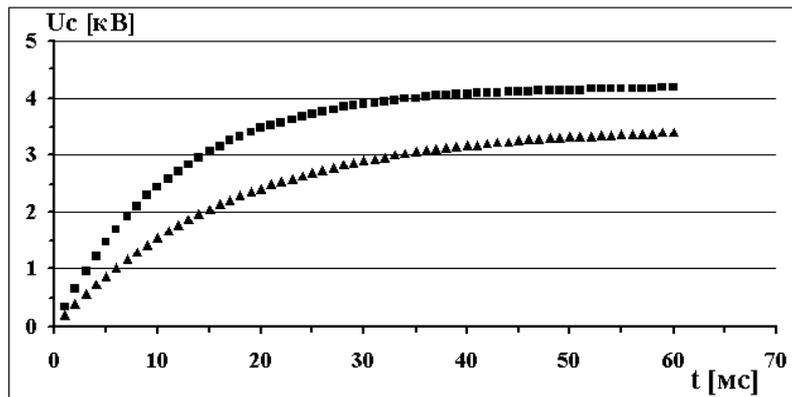


Рис. 5.7. Зависимости напряжения на накопительном конденсаторе от времени. Ёмкость конденсатора 50 мкФ. ▲ -  $U_0 = 3,5$  кВ,  $R = 340$  Ом.  
■ -  $U_0 = 4,2$  кВ,  $R = 230$  Ом.

В последующих экспериментах в качестве начальных параметров использовались следующие значения  $U_0 = 3,5$  кВ,  $R = 340$  Ом, что позволяло, согласно рис. 5.7, организовать режим объёмного воспламенения и горения воздушно-пропановой смеси с частотой следования импульсов  $f \leq 25$  Гц. В этом случае для согласованной работы отдельных элементов установки использовалась система синхронизации, схема работы которой приведена на рис. 2.6 и рис. 2.7.

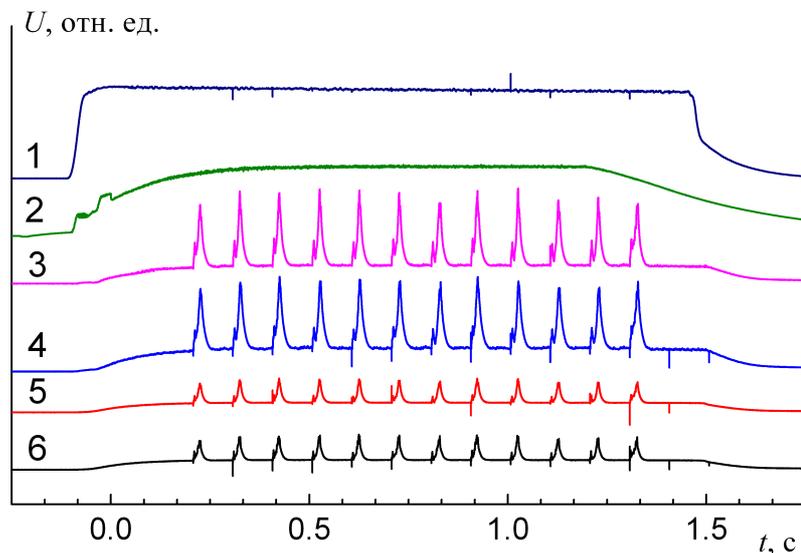


Рис. 5.8. Сигналы с датчиков давления для частотного режима. Частота 10 Гц.

На рис. 5.8 приведены сигналы с датчиков давления при частоте следования импульсов разряда МПК 10 Гц. Датчики 1 и 2 отражают сигналы с клапанов подачи воздуха и пропана, соответственно. Датчики 3 и 4 расположены в области МПК, а датчики 5 и 6 расположены в 3 и 4 секциях канала, соответственно.

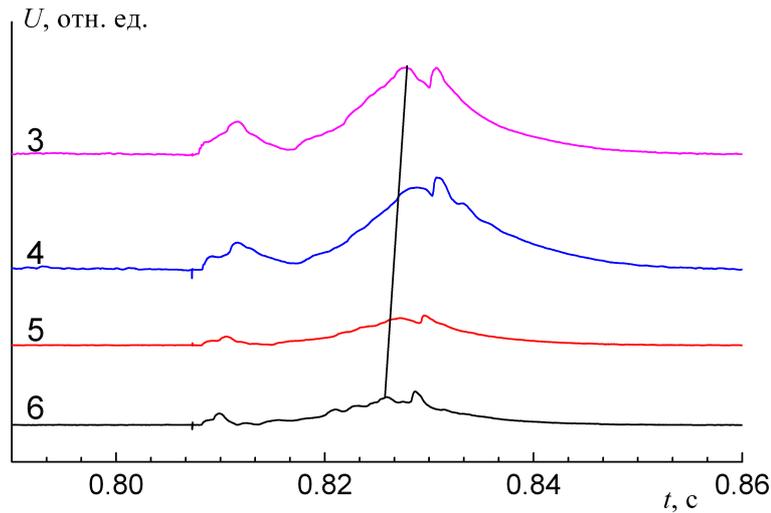


Рис. 5.9. Сигналы с датчиков давлений в увеличенном временном масштабе. Один импульс из серии.

Из приведенных рисунков видно, что с этой же частотой 10 Гц возникают особенности, характерные для режима объёмного горения: резкое возрастание давления в канале и наличие обратной волны давления, распространяющейся навстречу потоку (рис. 5.9). Стоит отметить, что в экспериментах каждый скачок давления сопровождался сильным акустическим ударом.

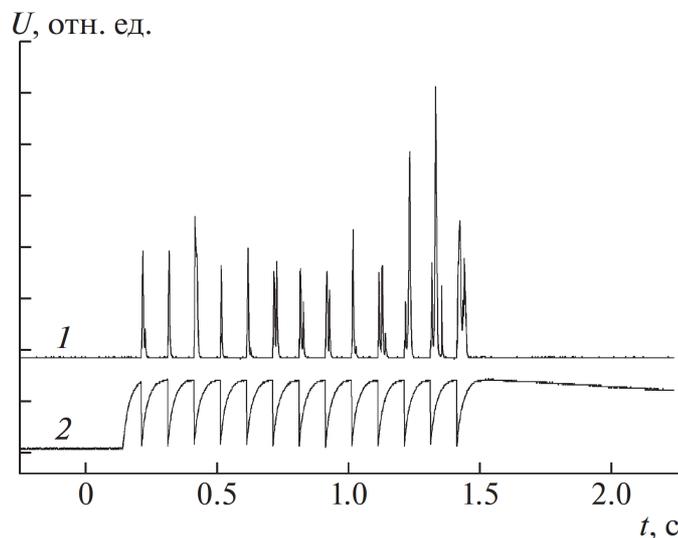


Рис. 5.10. Осциллограммы: 1 – свечения продуктов горения, полученные с ФЭУ, 2 – напряжения на накопительном конденсаторе. Частота 10 Гц.

На рис. 5.10 приведены осциллограммы интенсивности свечения пламени горения, регистрируемые ФЭУ (1) и изменения напряжения на накопительном конденсаторе (2).

Из сравнения представленных осциллограмм с сигналами датчиков давления следует, что существует строгая корреляция между временем срыва напряжения на конденсаторе (разряда МПК), началом свечения продуктов горения и возрастанием давления в канале. Таким образом, можно утверждать, что режим объёмного воспламенения и горения в данном случае происходит с частотой 10 Гц.

Для доказательства того факта, что режим объёмного горения реализуется при каждом разряде МПК, были определены максимальные значения интенсивности свечения продуктов горения и давления в канале. Полученные результаты представлены на рис. 5.11 и рис. 5.12.

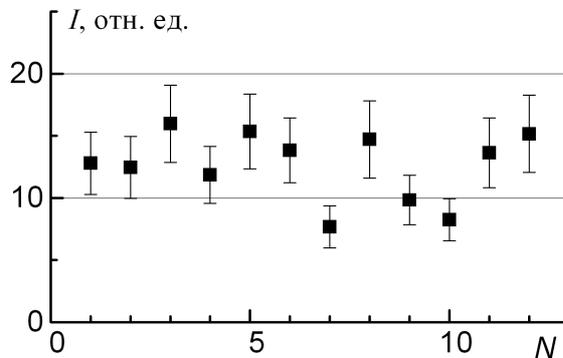


Рис. 5.11. Зависимость максимальной интенсивности свечения от номера импульса. Серия из 12 импульсов. Частота 10 Гц.

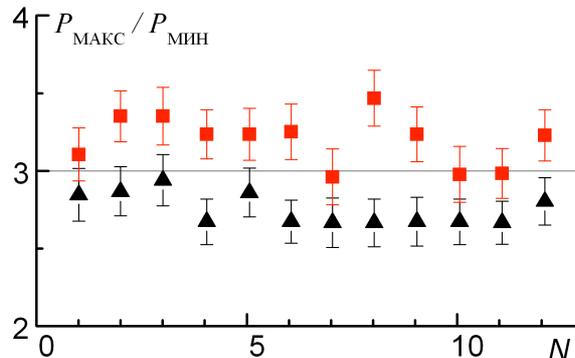


Рис. 5.12. Зависимость максимального давления в канале от номера импульса. Сигналы с датчиков давления, расположенных: ■ – в области разряда, ▲ – в конце канала. Серия из 12 импульсов. Частота 10 Гц.

Из приведённых результатов следует, что в течение всей серии импульсов максимумы давления и интенсивности свечения в импульсе сохраняют свою величину от импульса к импульсу с учётом погрешности в 20%. Таким образом,

можно утверждать, что объёмное горение топливной смеси реализуется стабильно в каждом импульсе серии.

Аналогичный результат был получен из спектральных измерений. В экспериментах использовался спектрограф AVASPEC имеющий два рабочих канала: один панорамный со спектральным диапазоном 200–1000 нм и разрешением 20 нм, а второй с узким спектральным диапазоном в интервале 350–450 нм и разрешением 0,15 нм. Используемая система регистрации спектров не позволяла проводить измерения спектров излучения МПК с необходимым временным разрешением ( $t \leq 100$  мкс), поэтому был применён метод накопления спектров, полученных при различном числе импульсов в серии при частоте следования импульсов 10 Гц. При этом время экспозиции спектрографа составляло 5 с. В течение этого времени в начале регистрировался спектр от одного импульса, затем при следующем пуске – от двух импульсов, в третьем пуске – от трех и т.д. На рис. 5.13 приведены типичные спектры пламени горения, в диапазоне волн от 340 нм до 600 нм, полученные для различного числа импульсов в серии.

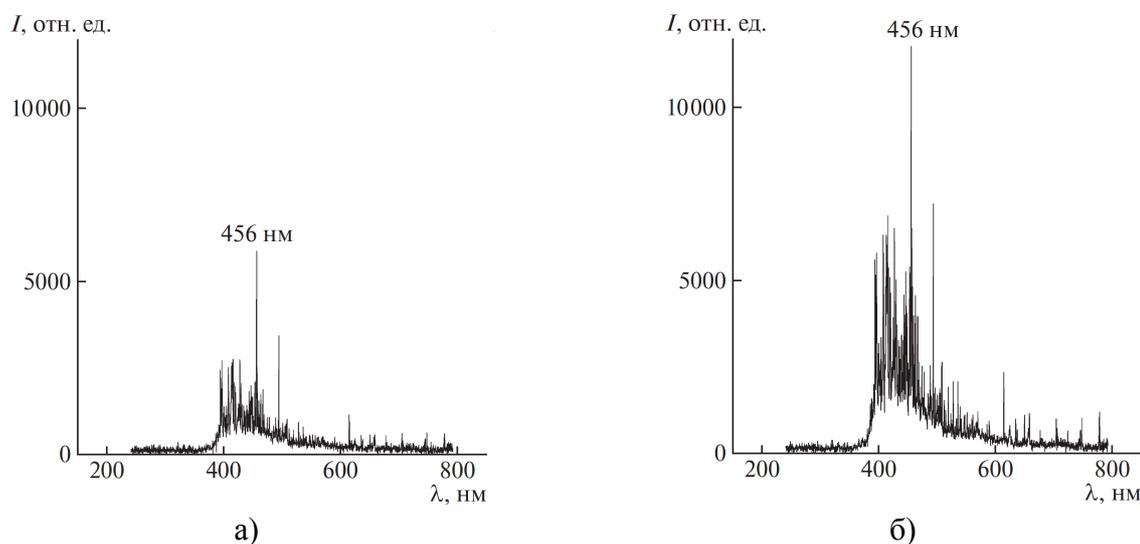


Рис. 5.13. Спектры излучения пламени горения для серии из: а) – двух и б) – четырех импульсов. Частота следования импульсов 10 Гц.

Видно, что качественно характер распределения излучения по длинам волн остается постоянным и не зависит от числа импульсов накопления. В то же время максимальная величина наиболее интенсивных линий в спектре излучения пламени горения растет прямо пропорционально числу импульсов накопления. На рис. 5.14 приведена зависимость от числа импульсов максимальных относительных

интенсивностей (по отношению к интенсивности в одном импульсе) для спектральной линии вольфрама ( $\lambda = 455,85$  нм).

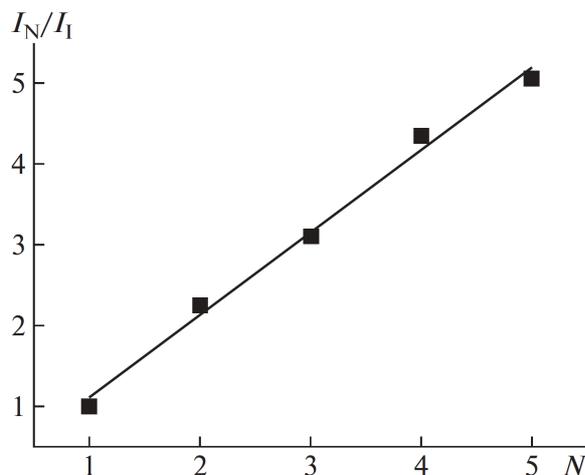


Рис. 5.14. Зависимость максимальной интенсивности свечения линии 455,85 нм от количества импульсов в серии.

Видно, что при увеличении числа импульсов, регистрируемых спектрографом, в два раза интенсивность линий возрастает также в два раза, таким образом, наблюдается линейное увеличение относительной интенсивности с ростом числа импульсов, на основании чего можно сделать вывод о практически полной повторяемости процесса горения воздушно-пропановой смеси от импульса к импульсу. Необходимо отметить, что при увеличении числа импульсов в серии больше пяти фиксируется перенасыщение в работе спектрографа, что приводит к некорректным измерениям.

Результаты спектральных измерений подтверждают вывод о том, что при частоте следования импульсов разряда МПК  $f \leq 25$  Гц взрывное горение топливной смеси реализуется стабильно в каждом импульсе в серии.

На рис. 5.15 приведены осциллограммы свечения продуктов горения и изменения напряжения на накопительном конденсаторе, соответствующие осциллограммам рис. 5.10 при большем временном масштабе.

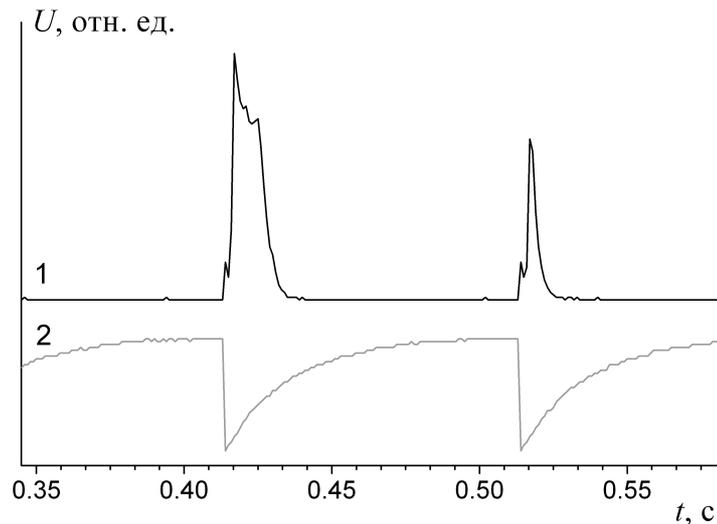


Рис. 5.15. Осциллограммы: 1 – свечения продуктов горения, полученные с ФЭУ, 2 – напряжения на накопительном конденсаторе. Частота 10 Гц.

Из приведенных осциллограмм следует, что напряжение на конденсаторе достигает максимальной величины за время порядка 50 мс, т.е. для данных условий установки существует возможность получить режим объёмного воспламенения и горения при частоте разрядов МПК 20 Гц. Действительно, на рис. 5.16 приведены осциллограммы, соответствующие частоте следования разрядов МПК 20 Гц.

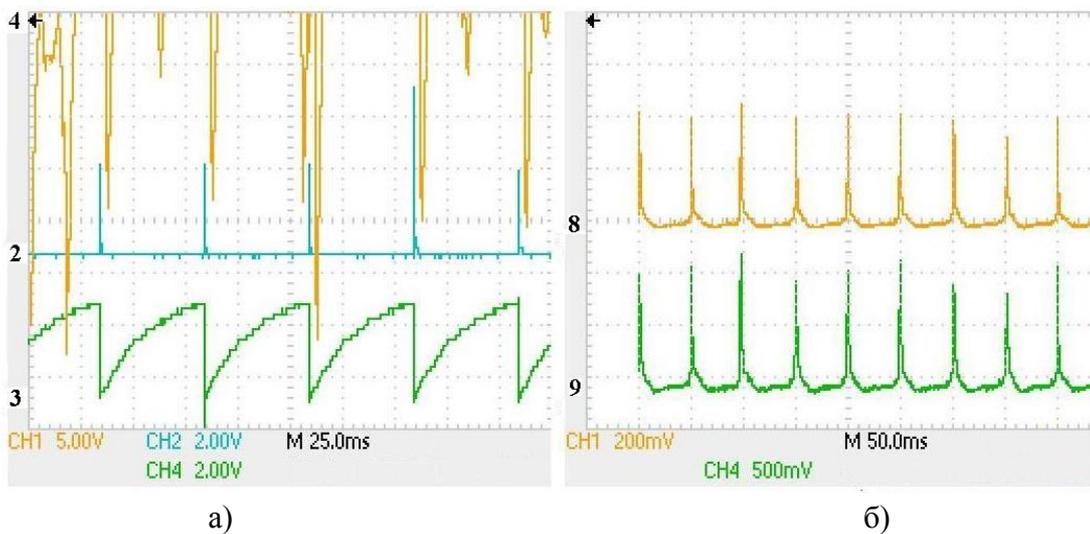


Рис. 5.16. Осциллограммы сигналов: а) – свечения продуктов горения полученные с ФЭУ (4), импульсов запуска МПК (2), напряжения на накопительном конденсаторе (3); б) – импульсов с датчиков давления, расположенных у входа в камеру балласта. Частота 20 Гц.

Как следует из данных осциллограмм в этом случае так же фиксируется строгое временное соответствие между разрядом МПК, увеличением интенсивности свечения продуктов горения и ростом давления в канале. Следует отметить, что при

этом одновременно с разрядом возникают сильные акустические волны. Кроме того, из осциллограммы напряжения на конденсаторе видно, что оно достигает максимального значения практически одновременно с импульсом запуска МПК.

Следующая серия экспериментов была проведена с целью определения максимальной частоты повторения импульсов МПК. На рис. 5.17 – 5.18 приведены типичные осциллограммы импульсов свечения пламени горения, сигналов с датчиков давления, реперных других сигналов, полученных при частоте повторения импульсов МПК 20 Гц.

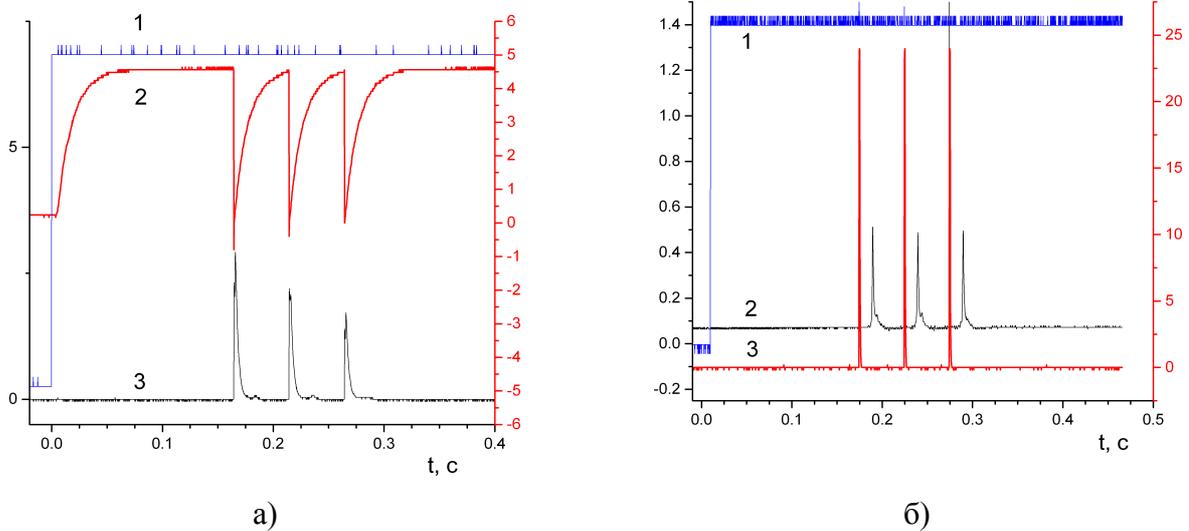


Рис. 5.17. Осциллограммы сигналов: а – постоянного напряжения на МПК (1), напряжения на накопительном конденсаторе МПК (2), импульсов свечения разряда (3), б – сигнала открытия клапана подачи воздуха в канал (1), датчика давления, расположенного у барокамеры (2), реперного сигнала запуска МПК (3). Частота 20 Гц, 3 импульса в серии.

Как следует из приведенных результатов, при частоте следования импульсов 20 Гц наблюдается полное соответствие между сигналами, полученными различными методами, которое свидетельствует, как уже отмечалось ранее, о реализации режима объёмного горения топливной смеси в канале.

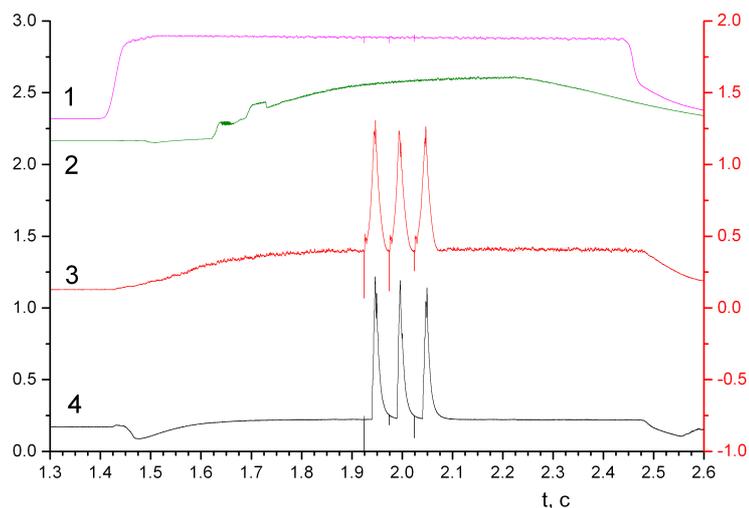


Рис. 5.18. Сигналы с датчиков, регистрирующих давление: в системе подачи воздуха (1), в системе подачи пропана (2), давление в области разряда (3), давление в формирующей секции (4). Частота 20 Гц, 3 импульса в серии.

На рис. 5.19 – 5.20 приведены типичные осциллограммы тех же сигналов, но полученных при частоте следования импульсов МПК 30 Гц.

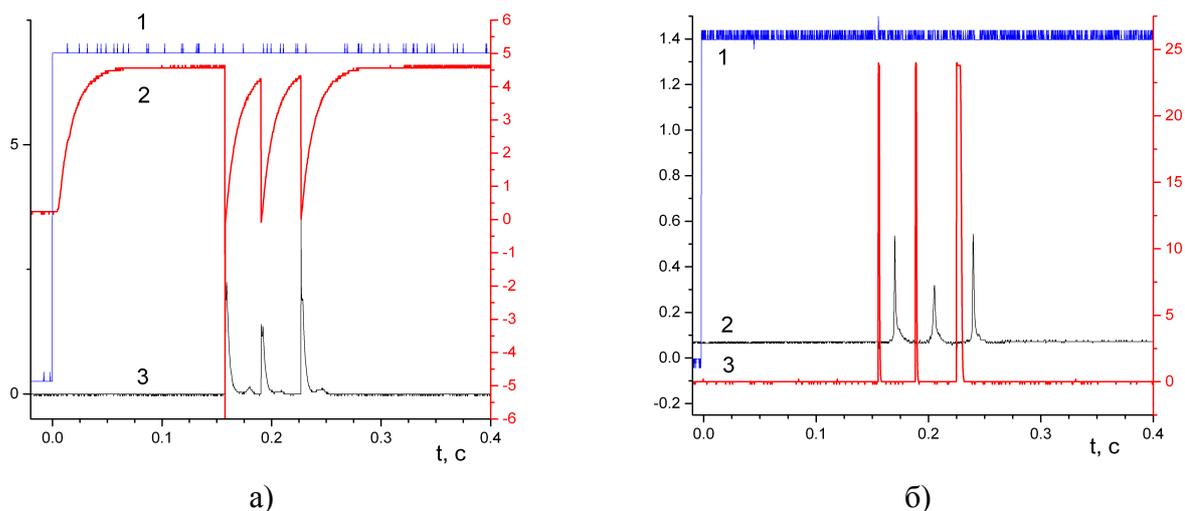


Рис. 5.19. Осциллограммы сигналов: а – постоянного напряжения на МПК (1), напряжения на накопительном конденсаторе МПК (2), импульсов свечения разряда (3), б – сигнала открытия клапана подачи воздуха в канал (1), датчика давления, расположенного у барокамеры (2), реперного сигнала запуска МПК (3). Частота 30 Гц, 3 импульса в серии.

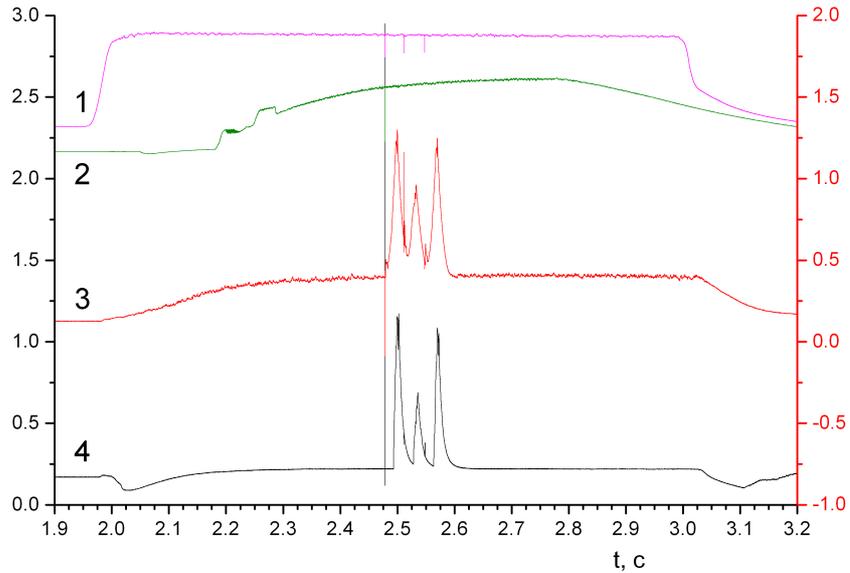


Рис. 5.20. Сигналы с датчиков, регистрирующих давление: в системе подачи воздуха (1), в системе подачи пропана (2), давление в области разряда (3), давление в формирующей секции (4). Частота 30 Гц, 3 импульса в серии.

Из приведенных осциллограмм видно, что повышение частоты следования импульсов МПК приводит к нестабильности его работы, наблюдаются срывы генерации, что приводит к нестабильному режиму объёмного горения воздушно-пропановой смеси в канале. Указанная нестабильность объёмного горения проявляется более отчетливо при дальнейшем повышении частоты следования импульсов МПК.

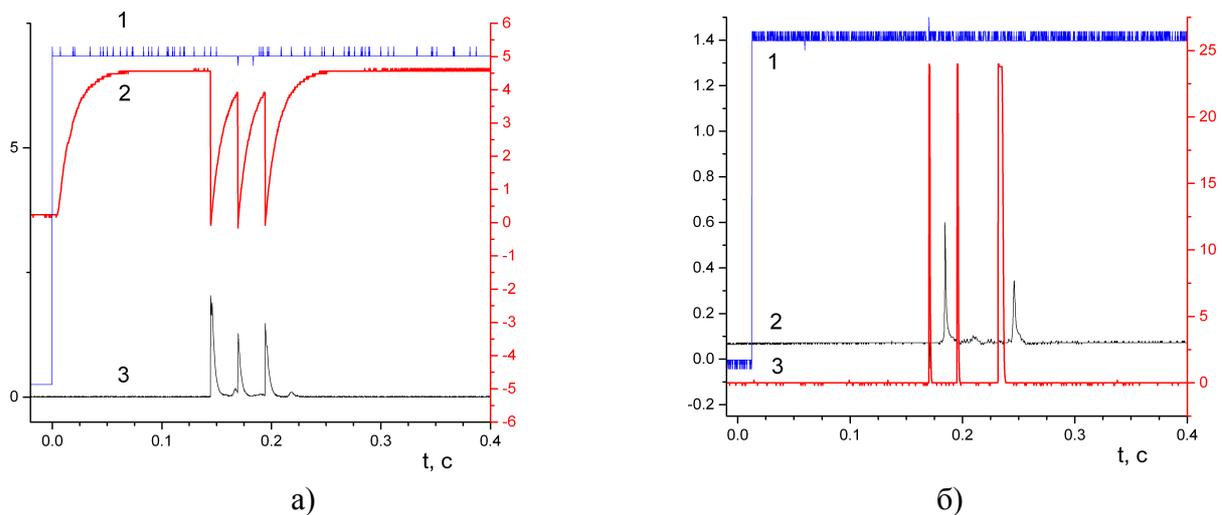


Рис. 5.21. Осциллограммы сигналов: а – постоянного напряжения на МПК (1), напряжения на накопительном конденсаторе МПК (2), импульсов свечения разряда (3), б – сигнала открытия клапана подачи воздуха в канал (1), датчика давления, расположенного у барокамеры (2), реперного сигнала запуска МПК (3). Частота 40 Гц, 3 импульса в серии.

Так на рис. 5.21 и рис. 5.22 приведены осциллограммы указанных сигналов для частоты 40 Гц, а на рис. 5.23 и рис. 5.24 – для частоты следования импульсов МПК 50 Гц.

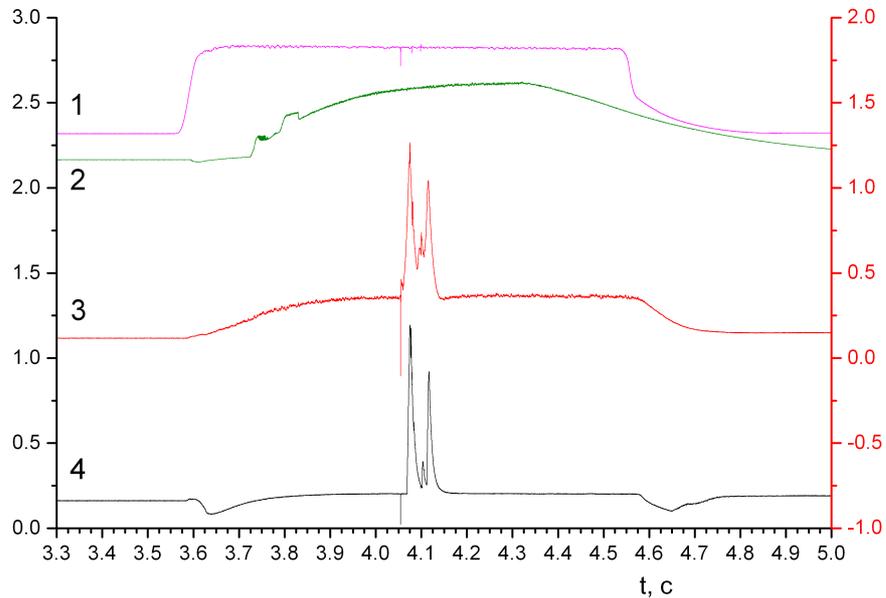


Рис. 5.22. Сигналы с датчиков, регистрирующих давление: воздуха (1), пропана (2), давление в области разряда (3), давление в формирующей секции (4). Частота 40 Гц, 3 импульса в серии.

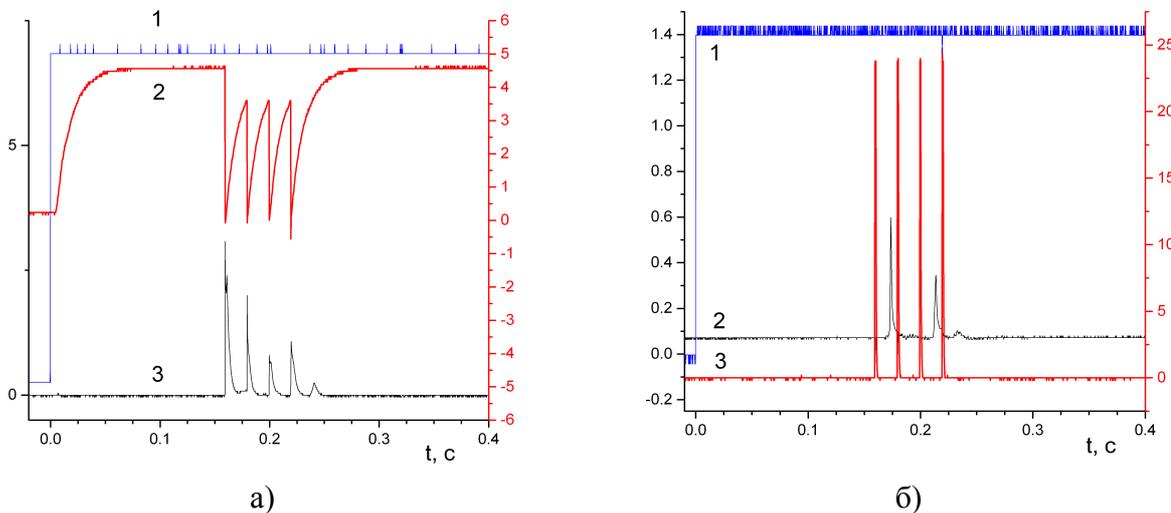


Рис. 5.23. Осциллограммы сигналов: а – постоянного напряжения на МПК (1), напряжения на накопительном конденсаторе МПК (2), импульсов свечения разряда (3), б – сигнала открытия клапана подачи воздуха в канал (1), датчика давления, расположенного у барокамеры (2), реперного сигнала запуска МПК (3). Частота 50 Гц, 4 импульса в серии.

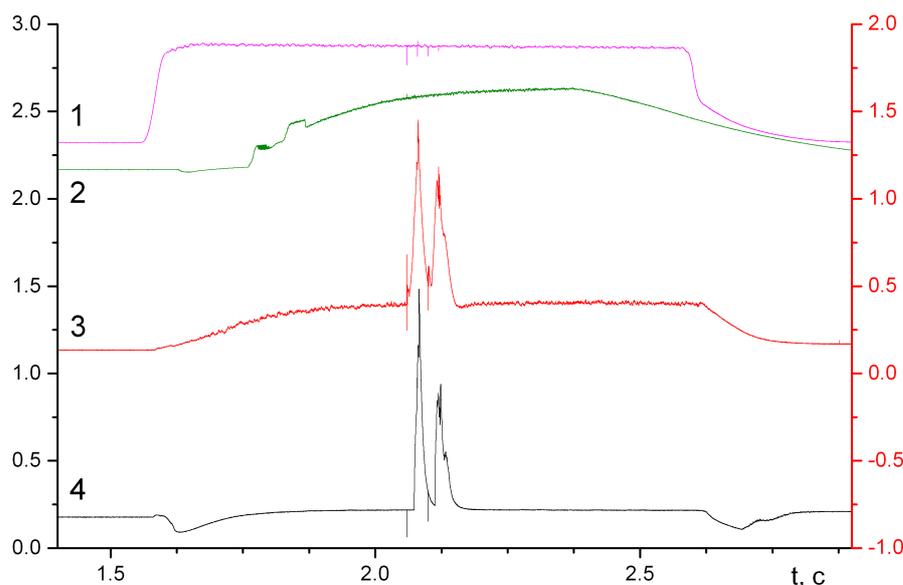


Рис. 5.24. Сигналы с датчиков, регистрирующих давления: воздуха (1), пропана (2), давление в области разряда (3), давление в формирующей секции (4). Частота 50 Гц, 3 импульса в серии.

Из приведенных рисунков следует, что в результате срывов в работе МПК повторная реализация режима объёмного горения воздушно-пропановой смеси наблюдается через временной интервал  $\approx 45$  мс, что соответствует частоте следования импульсов  $\approx 25$  Гц.

На основании приведённых экспериментальных результатов возможность реализации объёмного воспламенения при частотном режиме работы можно считать доказанной для данной конструкции МПК. Максимальная частота для данных начальных условий работы установки составляет  $f = 25$  Гц. Дальнейшее увеличение частоты возможно либо при увеличении начального напряжения на накопительном конденсаторе, либо при уменьшении сопротивления в электрической цепи его заряда, т.е. в любом случае при росте зарядного тока конденсатора МПК.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено детальное исследование влияния внешнего магнитного поля на процесс воспламенения и горения высокоскоростных топливно-воздушных потоков при помощи плазмы продольно-поперечного разряда. Впервые показано, что, изменяя величину и ориентацию вектора индукции магнитного поля относительно направления разрядного тока, можно влиять на процессы плазменно-стимулированного воспламенения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке. Исследованы характеристики малогабаритного, маломощного магнитоплазменного компрессора, изучена и реализована возможность его применения в частотном режиме для задачи плазменно-стимулированного воспламенения и горения высокоскоростной топливной смеси. Экспериментально реализовано объёмное воспламенение воздушно-топливной смеси с помощью магнитоплазменного компрессора работающего в частотном режиме при частоте следования импульсов до 25 Гц. Показано, что максимальная частота работы магнитоплазменного компрессора ограничена только предельным током заряда накопительного конденсатора, то есть предел максимальной частоты прежде всего связан с техническими ограничениями установки, а не с принципиальными ограничениями системы.

### **Основные результаты и выводы:**

1) Экспериментально изучено взаимодействие продольно-поперечного разряда с внешним магнитным полем в сверхзвуковом потоке. Исследованы основные конфигурации взаимного расположения магнитного поля относительно скорости потока.

2) Проведены исследования влияния внешнего магнитного поля на характер горения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке. Показано, что в зависимости от ориентации вектора индукции магнитного поля степень горения топливной смеси по сравнению с ее значением в отсутствии магнитного поля может либо возрастать (положительный эффект), либо уменьшаться (отрицательный эффект). В случае положительного эффекта зафиксировано возрастание

интенсивности свечения пламени горения в 4 раза по сравнению с ее значениями в отсутствии магнитного поля.

3) Показано, что эффект влияния магнитного поля проявляется лишь при значениях индукции магнитного поля больших 5 мТл и возрастает как с увеличением разрядного тока, так и с ростом величины индукции магнитного поля.

4) Доказана возможность управления процессом воспламенения сверхзвуковой воздушно-топливной смеси плазмой ППР, посредством внешнего магнитного поля. Показано, что наблюдаемый эффект связан с изменением вертикального размера области взаимодействия плазмы с потоком, которая может как увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от направления вектора индукции магнитного поля.

5) На основе полученных интегральных и скоростных фотографий разряда в высокоскоростном потоке, а так же спектральных измерений показано, что при наличии магнитного поля при одинаковом токе разряда вертикальный размер области, занятой плазмой, либо возрастает, либо уменьшается в зависимости от направления вектора индукции магнитного поля относительно скорости потока. При этом наблюдается практически полное соответствие между зависимостями от тока вертикального размера области плазмы и интенсивности свечения пламени горения.

6) Предложена элементарная модель взаимодействия разряда в сверхзвуковом потоке с внешним магнитным полем, из которой следует, что увеличение длины разрядного канала описывается зависимостью  $L \sim \sqrt{B}$ , что подтверждается результатами экспериментов.

7) Исследованы характеристики маломощного и малогабаритного магнитоплазменного компрессора и показана возможность его использования для воспламенения топливной смеси в высокоскоростном потоке.

8) Показано, что с помощью малогабаритного МПК может быть реализован частотный режим воспламенения топливной смеси, который является стабильным, с повторяющимися характеристиками воспламенения для каждого импульса в серии. Экспериментально показано, что для данной установки максимальная частота следования импульсов в серии равняется 25 Гц.

**СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ**Статьи, индексируемые в Scopus, Web Of Science, RSCI

- A1 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Черников В.А. Влияние магнитного поля на продольно-поперечный разряд в высокоскоростных потоках воздушно-углеводородной смеси. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2015. № 4. С. 36–42. {Alekseev A.I., Chernikov V.A., Vaulin D.N. The effect of a magnetic field on longitudinal-transverse discharge in the high-speed flow of an air-hydrocarbon mixture // Moscow University Physics Bulletin. – 2015. – Vol. 70, no. 4. – P. 251–257.} IF: 0,538
- A2 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А. Исследование возможности применения магнитоплазменного компрессора для плазменно-стимулированного горения в высокоскоростном потоке. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 675–684. {Alekseev A.I., Vaulin D.N., Deshko K.I., Chernikov V.A. Study of the possibility to use a magnetoplasma compressor for plasma-assisted combustion in a high-speed flow // Plasma Physics Reports. – 2018. – Vol. 44, no. 8. – P. 766–774.} IF: 0,973
- A3 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Степанов А.И., Черников В.А. Влияние внешнего магнитного поля на процесс горения высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси. // ТВТ. 2018. Т. 56. №1. С. 24–29. {Alekseev A.I., Vaulin D.N, Stepanov A.I, Chernikov V.A. The influence of an external magnetic field on the burning of a high-speed air-carbon mixture // High Temperature. – 2018. – Vol. 56, no. 1. – P. 20–24.} IF: 1,085

Тезисы докладов и материалы в сборниках конференций

- A4 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Исаев А.Р., Черников В.А. Воспламенение высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси плазмой маломощного импульсного плазматрона. // Сборник тезисов докладов XLII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. (Россия, г. Звенигород, февраль 2015 г.)

- A5 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Черников В.А. Влияние магнитного поля на характер воспламенения высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси. // Сборник тезисов докладов XLII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. (Россия, г. Звенигород, февраль 2015 г.)
- A6 Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Степанов А.И., Черников В.А. О возможности управления процессом горения высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси при по мощи внешнего магнитного поля // Сборник тезисов докладов XLIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. (Россия, г. Звенигород, февраль 2016 г.)
- A7 Дешко К.И., Черников В.А., Ваулин Д.Н., Алексеев А.И. О возможности работы импульсного малогабаритного плазмотрона в частотном режиме. // Сборник тезисов докладов XLIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. (Россия, г. Звенигород, февраль 2017 г.)
- A8 Дешко К.И., Александров А.Ф., Черников В.А., Алексеев А.И. Спектральные и динамические характеристики низковольтного магнитоплазменного компрессора. // Сборник тезисов докладов XLV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. (Россия, г. Звенигород, апрель 2018 г.)
- A9 Алексеев А.И., Грудиев Е.И., Дешко К.И., Черников В.А. Спектроскопические характеристики низковольтного магнитоплазменного компрессора. // Сборник тезисов «Ломоносовские чтения – 2018» (Россия, г. Москва, апрель 2018 г.) С.
- A10 Алексеев А.И., Дешко К.И., Фалин И.А., Черников В.А. Динамика развития разряда низковольтного плазмотрона. // Сборник тезисов «Ломоносовские чтения – 2018» (Россия, г. Москва, апрель 2018 г.) С. 29.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. *В.И. Алферов, А.С. Бушмин.* Электрический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха. // ЖЭТФ. Т.44. № 6. 1963. С.1775.
2. *Л.П. Грачев, Н.Н. Грищов, Г.И. Мишин и др.* Поперечный разряд в сверхзвуковой струе воздуха. // ЖТФ. Т.61. Вып.9. 1991. С.185-188.
3. *А.П. Ершов, О.С. Сурконт, И.Б. Тимофеев, В.А. Черников, В.М. Шибков.* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Пространственно-временная структура и вольт - амперные характеристики разряда. // ТВТ. Т.42. №5. 2004. С. 699-705.
4. *I.A. Znamenskaya, D.F. Latfullin, I.V. Mursenkova.* The surface transverse distributed nanosecond discharge in the supersonic boundary layer // Doklady Physics. 2009. V. 54, no. 7. P. 309–311.
5. *И.А. Дорощенко, И.А. Знаменская, А.Ю. Кузнецов, И.В. Мурсенкова, Н. Н. Сысоев.* Исследование плазмодинамических процессов наносекундного диапазона при формировании ударных волн от импульсных разрядов // Журнал технической физики. 2018. № 5. С. 684–691.
6. *E. Koroteeva, I. Znamenskaya, I. Doroshchenko.* Experimental and numerical investigation of a flow induced by a pulsed plasma column // Physics of Fluids. 2018. V. 30. no. 8. P. 086103.
7. *И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, Д.С. Наумов, Н.Н. Сысоев* Локализация импульсного объемного разряда в вихревую зону за клином обтекаемым сверхзвуковым потоком // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2019. № 5. С. 88–93.
8. *I. Znamenskaya, E. Koroteeva, I. Doroshchenko.* The effect of column-shaped discharge duration on induced high-speed flow dynamics // Physics of Fluids. 2020. V. 32. no. 9. P. 096103.
9. *I. Belysheva, I. Mursenkova, A. Chvyreva.* Experimental research of sliding surface distributed nanosecond discharge in supersonic air flow // Journal of Physics: Conference Series. 2014. V. 516. no. 1. P. 012021.

10. *W. Sun, T. Ombrello, M. Uddi, S.H. Won, Y. Ju.* Effects of non-equilibrium plasma on counterflow diffusion flames. // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2010.
11. *А.Ф. Александров, А.П. Ершов, С.А. Каменщиков и др.* Воспламенение сверхзвуковой пропан-воздушной смеси с использованием импульсной плазмы. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. № 2. С. 63-65.
12. *А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, А.А. Логунов, В.А. Черников.* Инициация горения сверхзвукового пропан-воздушного потока разрядом магнитоплазменного компрессора. // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 822-829.
13. *A. Starikovskii.* Plasma Supported Combustion. Invited lecture for 30th International Symposium on Combustion. // Proceedings of the Combustion Institute. Chicago. 2004. Invited Lecture. P 326.
14. *S. Starikovskaia, I. Kosarev, A. Krasnochub, E. Mintoussov, A. Starikovskii.* Control of Combustion and Ignition of Hydrocarbon-Containing Mixtures by Nanosecond Pulsed Discharges. // 43rd AIAA Aerospace Meeting and Exhibit. 10-13 January. Reno. NV. 2005. AIAA-2005-1195.
15. *I.A. Kossiy, S.I. Gritzinin, P.A. Guschin, V.Yu. Knyazev.* Microwave torch as tool for an airflow chemical transformation. // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2007.
16. *T. Abdel-Salam, G. Micklow.* Numerical Investigation of the Effect of the Inlet Conditions on Supersonic Mixing and Combustion. // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2008.
17. *S.V. Pancheshnyi, D.A. Lacoste, A. Bourdon, C.O. Laux.* Ignition of propaneair mixtures by a repetitively pulsed nanosecond discharge. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2006. V. 34(6). P. 2478-2487.
18. *В.М. Шибков, А.Ф. Александров, А.П. Ершов и др.* Воспламенение сверхзвукового углеводородного потока СВЧ разрядом. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004. № 5. С. 67-69.

19. *А.Ф. Александров, В.М. Шибков, Л.В. Шибкова.* Поверхностный СВЧ разряд в высокоскоростных воздушно-углеводородных потоках. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. № 5. С. 68-69.
20. *А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, А.А. Логунов, В.А. Черников.* Горение высокоскоростного воздушно-пропанового потока, инициируемое продольно-поперечным разрядом постоянного тока // ТВТ. 2009. Т.47. №5. С.643–649.
21. *А.Ф. Александров, А.П. Ершов, А.А. Логунов, О.С. Сурконт, В.А. Черников, В.М. Шибков.* Воспламенение сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси электрическим разрядом // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2008. № 1. С. 78-80.
22. *Н.Е. Афонина, В.Г. Громов, А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, В.А. Черников.* Горение высокоскоростного воздушно-пропанового потока, инициируемое разрядом постоянного тока: эксперимент и численное моделирование // Нелинейный мир. 2009. Т. 7. № 11. С. 835-845.
23. *А.Ф. Александров, В.Г. Громов, А.П. Ершов, В.А. Левин, В.А. Черников.* Моделирование воспламенения сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси электрическим разрядом // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2009. № 2. С. 73-76.
24. *А.Ф. Александров, А.Ю. Бауров, А.П. Ершов, А.А. Логунов, В.А. Черников.* Горение сверхзвуковой пропан-воздушной смеси в продольно-поперечном разряде постоянного тока // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2008. № 4. С. 65-67.
25. *A. Aleksandrov, V. Bychkov, V. Chernikov, A. Ershov, V. Gromov, E. Kolesnikov, V. Levin, V. Shibkov, V. Vinogradov.* Arc discharge as a means for ignition and combustion of propane-air mixture supersonic flow // Collection of Technical Papers - 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2006. Reno. NV. 2006. С. 17596-17607.
26. *O.A. Sinkevich.* Influence of the Electrical Discharges on Ignition of a Combustible Mixture and the Flame Speed. // The 5th International workshop on magneto and plasma aerodynamics for aerospace applications. 2003. April. Moscow. P. 300-302.

27. *O.A. Sinkevich*. Influence of Electrical Discharges on Combustion (The Generalized Borghi Diagram). // High Temperature. 2018. V.56. №4. P. 496-501.
28. *A.G. Merzhanov, S.M. Frolov*. Nonequilibrium theory of flame propagation. // Combustion, Detonation, Shock Waves: Proc. of the Zel'dovich Memorial, Int. Conf. on Combust., Moscow. 1994. Vol. 1. P. 20-44.
29. *D.I. Baclanov, D.G. Zhimerin, V.A. Popov, E.A. Mironov, O.A. Sinkevich*. On the development of studies on application of detonation combustion for MHD energy conversion // Proc. 13th Symp. on Engineering Aspects Magneto-Hydrodynamics. 1973. Stanford. CA. USA. Vol. 1. P. 1.
30. *O.A. Sinkevich, G. Roy, S. Frolov, D. Netzer, A. Borisov eds*. Detonation and combustion waves in charged fractal structures, in Control of Detonation Processes // Moscow: Elex-KM. 2000. P. 139.
31. *V.V. Glazkov, A.A. Belevtzev, O.A. Sinkevich, E.Kh. Isakaev*. Influence of laser effects on streamer propagation // Proc. Int. Symp. on Electron-Molecule Collisions and Swarms. Tokyo. 1999. P. 199.
32. *D.N. Gerasimov, O.A. Sinkevich*. Propagation of super-high-speed ionizing waves in long shielded tubes // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. no. 1. P. 54.
33. *O.A. Sinkevich, E.Kh. Isakaev*. Anode streamer branching // Proc. XV Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications. Toulouse. 2004. V. 1. P. 473.
34. *O.A. Sinkevich*. Anode streamer branching // High Temp. 2003. V. 41. no. 5. P. 695-705.
35. *O.A. Sinkevich*. The future use of plasma and electrical-discharge technologies in thermal engineering // Thermal Engineering. 2004. V. 51. no. 3. P. 230-234.
36. *В.В. Скворцов*. Экспериментальные исследования ряда схем неравновесных электродных разрядов для воспламенения и стабилизации горения в сверхзвуковых потоках. // Ученые записки ЦАГИ. 2011. Том XLII. №3. С. 3-24
37. *В.В. Иванов, В.В. Скворцов, Б.Г. Ефимов и др.* Спектроскопические исследования продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при инъекции пропана в зону разряда. // ТВТ. 2008. Т. 46. № 1. С. 7-14.

38. *В.В. Иванов, М.Н. Коган, В.В. Скворцов.* Исследование течения около пластины в присутствии экзоэнергетических процессов, обусловленных взаимодействием неравновесного электрического разряда и пропано-воздушной смеси. // МЖГ. 2006. № 3. С. 163-170.
39. *Б.Г. Ефимов, В.В. Иванов, В.В. Скворцов.* Инициирование и стабилизация горения при низких давлениях и температуре с помощью неравновесного разряда. // МЖГ. 2008. № 5. С. 153-160.
40. *Б.Г. Ефимов, С.И. Иншаков, А.М. Климов, В.В. Скворцов.* Исследование структуры зоны плазмохимических реакций за экраном в сверхзвуковом потоке при инъекции керосина и пропана под экран в присутствии неравновесного разряда. // ТВТ. 2010. Т.48. №2. С. 169-174.
41. *Б.Г. Ефимов, С.И. Иншаков, В.В. Скворцов.* Спектроскопические исследования взаимодействия струй пропана, введенных в сверхзвуковой поток воздуха, в условиях создания в одной из них неравновесного разряда. // ТВТ. 2009. Т. 47. №3. С. 344-348.
42. *Б.Г. Ефимов, В.В. Иванов, С.И. Иншаков, В.В. Скворцов, М.А. Стародубцев.* Исследование формирования пространственного положения продольного разряда в сверхзвуковом потоке с помощью подбора конфигурации анода в условиях инъекции пропана и керосина в зону разряда. // ТВТ. 2010. Т.48. №6. С. 941-947.
43. *Б.Г. Ефимов, В.В. Иванов, В.В. Скворцов, М.А. Стародубцев.* Стабилизация горения пропана в сверхзвуковом потоке воздуха спомощью неравновесного продольного разряда и соосной с ним локальной зоны пониженного давления. // МЖГ. 2010. №4. С. 142-151.
44. *Б.Г. Ефимов, С.И. Иншаков, А.М. Климов, В.В. Скворцов, М.А. Стародубцев.* Стабилизация горения пропана в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью неравновесного продольного разряда и соосной с ним локальной зоны пониженного давления. // МЖГ. 2010. № 5. С. 143-152.
45. *S. Leonov, V. Bityurin.* Hypersonic/Supersonic Flow Control by Electro-Discharge Plasma Application. // AIAA-2002-5209.

46. *S. Leonov, V. Bityurin, K. Savelkin, D. Yarantsev.* Progress in Investigation for Plasma Control of Duct-Driven Flows. // 41th AIAA Aerospace Meeting and Exhibit. 2003. 6-10 January. Reno. NV. AIAA-2003-0699.
47. *S. Leonov, V. Bityurin, A. Bocharov et al.* Discharge plasma influence on flow characteristics near wall step in a high-speed duct. // The 3-rd Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications, Proceedings. 2001. 24-26 April. Moscow. IVTAN.
48. *D. Poona, T. Simonb, U. Kortshagenc, D. Ernied.* Experimental Studies of Plasma Actuator Performance for Separation Control. // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2010.
49. *H. Do, S. Im, M.A. Cappelli, M.G. Mungal.* Plasma assisted flame ignition of supersonic flows over a flat wall. // Combustion and Flame. 2010. V. 157. P. 2298-2305.
50. *И.Б. Клементьева, А.Н. Бочаров, В.А. Битюрин.* Особенности взаимодействия электрического разряда с газовым потоком во внешнем магнитном поле // Письма в ЖТФ. 2007. Т.33. №22. С.16-22.
51. *И.Б. Клементьева, А.Н. Бочаров, В.А. Битюрин.* Взаимодействие электрического разряда с газовой средой во внешнем магнитном поле и влияние этого взаимодействия на структуру потока и смещение // ТВТ. 2010. Т.48. №1(доп.). С. 155–160.
52. *И.Б. Клементьева, В.А. Битюрин, Б.Н. Толкунов, И.А. Моралев.* Экспериментальное исследование электрических разрядов в газовых потоках во внешнем магнитном поле. // ТВТ. 2011. Т.49. №6. С. 816-825.
53. *С.В. Бобашев, Н.П. Менде, В.А. Сахаров, Д.М. Ван Ви.* Управление сверхзвуковым потоком азота при помощи магнитного поля. // Письма в журнал технической физики. 2004. Т. 30. В.15. С. 35-40
54. *S.B. Leonov, V.A. Bityurin, D.A. Yarantsev.* High-Speed Flow Control due to Interaction with Electrical Discharges. // 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies. AIAA 2005-3287

55. *A.A. Firsov, D.A. Yarantsev.* Control of Q-DC electrical discharge position in supersonic flow by external magnetic field // 46th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Dallas. TX. 22-26 June. 2015. AIAA 2015-2659.
56. *С.Б. Леонов, К.В. Савелкин, А.А. Фирсов, Д.А. Яранцев.* Зажигание топлива и стабилизация фронта пламени в сверхзвуковом потоке при помощи электрического разряда. // ТВТ. 2010. Т.48. №6. С. 941-947.
57. *В.А. Битюрин, В.Ю. Великодный, Б.Н. Толкунов, и др.* Экспериментальное исследование процессов поджига и стабилизации горения жидких углеводородных топлив электрическим дуговым разрядом. // Физика плазмы и плазменные технологии. №4. 2011. С. 36-41.
58. *A. Starikovskiy, N. Aleksandrov.* Plasma-assisted ignition and combustion. // Progress in Energy and Combustion Science. 2013. № 39. P. 61-110.
59. *S. Serbin, A. Mostipanenko, I. Matveev, A. Tropina.* Improvement of the gas turbine plasma assisted combustor characteristics. // 49th AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition. 4-7 January. 2011. Orlando. Florida. AIAA-2011-2061.
60. *S.B. Leonov, A.A. Firsov, D.A. Yarantsev et al.* Dynamics of H<sub>2</sub>O temperature and concentration in zone of plasmaassisted high-speed combustion. // 49th AIAA Aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition. 4-7 January. 2011. Orlando. Florida. AIAA 2011-972.
61. *A.A. Firsov, M.A. Shurupov, D.A. Yarantsev, S.B. Leonov.* Mixing efficiency estimation by probe breackdown fluorescence. // 44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 24-27 June. 2013. San Diego. CA. AIAA-2013-2765
62. *S.B. Leonov, A.A. Firsov, M.A. Shurupov, J.B. Michael, M.N. Shneider, R.B. Miles, N.A. Popov.* Femtosecond laser guiding of a high-voltage discharge and the restoration of dielectric strength in air and nitrogen. // 2012. Phys. Plasmas 19, 123502. (doi:10.1063/1.4769261)
63. *A.A. Firsov, K.V. Savelkin, D.A. Yarantsev, S.B. Leonov.* Plasma-enhanced mixing and flameholding in supersonic flow // Philosophical Transactions of the Royal

- Society A on “Physics, Chemistry, and Mechanics of Explosions” 2015. V. 373. P. 1-16. (<http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2014.0337>).
64. *S.B. Leonov, V.A. Bityurin, D.A. Yarantsev.* High-Speed Flow Control due to Interaction with Electrical Discharges. // 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies. AIAA 2005-3287.
65. *В.М. Шибков, Л.В. Шибкова.* Параметры пламени, возникающего при воспламенении тонких пленок спирта с помощью поверхностного СВЧ-разряда // ЖТФ. 2010. Т. 80. №. 1. С. 59-67
66. *V. Shibkov, A. Aleksandrov, L. Shibkova, A. Karachev, R. Konstantinovskij.* Internal and External Ignition under Condition of Combined Discharge. // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2010.
67. *П.В. Копыл, О.С. Сурконт, В.М. Шибков, Л.В. Шибкова.* Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551–561.
68. *В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, П.В. Копыл, О.С. Сурконт.* Воспламенение тонких жидких углеводородных плёнок с помощью поверхностного СВЧ-разряда, создаваемого в режиме парных импульсов. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. №3. С. 68-71.
69. *В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, А.А. Карачев, П.В. Копыл, О.А. Сурконт.* Пространственно-временная эволюция горения в условиях низкотемпературной газоразрядной плазмы жидкого спирта, инжектируемого в воздушный поток. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. № 1. С. 141-145.
70. *А.Ю. Бауров, Л.В. Шибкова, В. М. Шибкова, П.В. Копыл, О.С. Сурконт.* Внешнее горение высокоскоростных многокомпонентных воздушно-углеводородных потоков в условиях низкотемпературной плазмы. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2013. № 4. С. 28-33.

71. *В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, В.Г. Громов, А.А. Крачев, Р.С. Константиновский.* Влияние поверхностного СВЧ-разряда на воспламенение высокоскоростных пропан-воздушных потоков. // ТВТ. 2011. Т.49. № 2. С. 163-176.
72. *J.B. Michael, A. Dogariu, M.N. Shneider, R.B. Miles.* Subcritical microwave coupling to femtosecond and picosecond laser ionization for localized, multipoint ignition of methane/air mixtures. // Journal of Applied Physics Nov 1, 2010. V. 108(9). Article Number: 093308.
73. *K.V. Khodataev.* Microwave Discharges and Possible Applications in Aerospace Technologies // Journal of Propulsion and Power. 2008. V. 24. № 5. P. 962-972.
74. *I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev, V.A. Vinogradov, D.M. Van Wie.* Efficiency of propane-air mixture combustion assisted by deeply undercritical mw discharge in cold high-speed airflow. // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 9-12 January. 2006. Reno. Nevada. AIAA-2006-1212.
75. *I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev, V.A. Vinogradov, D.M. Van Wie.* Propane–Air Mixture Combustion Assisted by MW Discharge in a Speedy Airflow // Transactions on Plasma Science. 2006 .V. 34. № 6. P. 2497-2506.
76. *K.V. Aleksandrov, V.L. Bychkov, I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev, A.A. Ravaev, I.B. Matveev.* Investigations of Subcritical Streamer Microwave Discharge in Reverse-Vortex Combustion Chamber. // Transactions on Plasma Science. 2009. V. 37. № 12. P. 2293-2297.
77. *I.I. Esakov, P.B. Lavrov, A.A. Ravaev.* Characteristics of localized microwave discharges on surface of aerodynamic models. // 52nd AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2014. 13-17 January. National Harbor. Maryland. AIAA-2014-0831.
78. *П.В. Булат, И.И. Есаков, И.А. Волобуев, Л.П. Грачев.* О возможности ускорения горения в камерах сгорания перспективных реактивных двигателей при помощи глубоко подкритического СВЧ-разряда. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 2. С. 382-385.
79. *П.В. Булат, И.И. Есаков, Л.П. Грачев, П.В. Денисенко, М.П. Булат, И.А. Волобуев.* Математическое и компьютерное моделирование горения и

- детонации подкритическим стримерным разрядом. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 4. С. 569-592.
80. *П.В. Булат, И.И. Есаков, Л.П. Грачев, П.В. Денисенко, И.А. Волобуев.* О скорости распространения фронта пламени в цилиндрической трубке при многоочаговом поджигании стримерным СВЧ-разрядом. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 5. С. 956-960.
81. *В.И. Алферов.* Исследование структуры электрического разряда большой мощности в высокоскоростном потоке воздуха // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 6. С. 163-175.
82. *В.В. Витковский, Л.П. Грачев, Н.Н. Грицов, Ю.Е. Кузнецов, В.В. Лебеденко, В.В. Скворцов, К.В. Ходатаев, В.П. Янков* Экспериментальное исследование электрических разрядов постоянного тока в сверхзвуковых и дозвуковых потоках воздуха // Труды ЦАГИ. 1991. Вып. 2505. С. 3.
83. *А.П. Ершов, О.С. Сурконт, И.Б. Тимофеев, В.М. Шибков, В.А. Черников* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Механизмы распространения и неустойчивости разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 4. С.516-522.
84. *В.В. Иванов, В.В. Скворцов, Ю.Е. Кузнецов и др.* Результаты первых экспериментов по инициированию экзоэнергетических реакций в пропане в сверхзвуковом потоке воздуха с помощью продольных электрических разрядов // Препринт ЦАГИ. 2002. № 133.
85. *А.П. Ершов, О.С. Сурконт, И.Б. Тимофеев, В. А. Черников, В.М. Шибков.* Импульсные электрические разряды в сверхзвуковых потоках газа // Нелинейный мир. 2005. Т. 3. № 1-2. С. 54–59.
86. *N.V. Ardelyan, A.P. Ershov, S.N. Chuvashv, A.V. Kalinin, V.M. Shibkov, O.S. Surkont.* Discharge and Flame Plasmas Probe Diagnostics in Supersonic Air-Propane Flows // AIAA Paper. 2004. 2004-1016.

87. *А.П. Ершов, О.С. Сурконт, И.Б. Тимофеев и др.* Параметры электродных разрядов для воспламенения сверхзвуковых потоков пропан-воздушной смеси // Тр. III Междунар. симп. «Термохимические процессы в плазменной аэродинамике». СПб. 2003. С. 67.
88. *А.Ф. Александров, Е.П. Ершов, Е.Б. Колесников, А.А. Логунов, В.А. Черников, В.М. Шибков.* Параметры продольно-поперечного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2007. №5. С.82-84.
89. *А.П. Ершов, А.В. Калинин, О.С. Сурконт, И.Б. Тимофеев, В.М. Шибков, В.А. Черников.* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Микроскопические характеристики разряда. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. С. 856–864.
90. *В.Л. Бычков, Л.П. Грачев, И.И. Есаков, А.А. Раваев, К.В. Ходатаев.* Продольный электрический разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 27.
91. *А.П. Ершов, Е.Б. Колесников, А.А. Логунов, В.А. Черников.* Параметры электродных разрядов в сверхзвуковых потоках воздуха // ТВТ. 2009. Т. 47. № 2. С. 183-192.
92. *Е.П. Велихов, В.С. Голубев, С.В. Пашкин.* Тлеющий разряд в потоке газа // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 1. С. 117.
93. *П.Ю. Георгиевский, А.П. Ершов, В.А. Левин, И.Б. Тимофеев, В.М. Шибков.* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Моделирование газодинамических эффектов в разрядном канале. // ТВТ. 2006. Т. 44. № 1. С. 5-15.
94. *В.Г. Громов, А.П. Ершов, В.А. Левин, В.М. Шибков.* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Моделирование эффектов, влияющих на нагрев газа в разрядном канале. // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 185-194.

95. *В.А. Белоконь, О.В. Руденко, Р.В. Хохлов.* Аэродинамические явления при сверхзвуковом обтекании лазерного луча // *Акустический журнал.* 1977. Т. 23. № 4. С. 632-634.
96. *П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин.* Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // *Письма в ЖТФ.* 1988. № 8. С. 684.
97. *Ю.П. Райзер.* Физика газового разряда. Москва. Наука. 1987.
98. *С.Б. Леонов.* Воздействие электрических разрядов на структуру и параметры высокоскоростного воздушного потока: Автореф. дис. ... д.ф.-м.н. ОИВТ РАН.: 2006.
99. *А.П. Ершов, Е.Б. Колесников, И.Б. Тимофеев, В.А. Черников, С.Н. Чувашев, В.М. Шибков.* Плазмодинамические разряды в поперечных сверхзвуковых потоках воздуха. // *ТВТ.* 2006. Т. 44. В.4. С. 485–493.
100. *А.П. Ершов, Е.Б. Колесников, И.Б. Тимофеев, В.А. Черников, С.Н. Чувашев, В.М. Шибков.* Взаимодействие плазменной струи капиллярного разряда с поперечным сверхзвуковым потоком воздуха. // *ТВТ.* 2007. Т. 45. В.5. С. 646–653.
101. *А.С. Камруков, Н.П. Козлов, С.Н. Чувашев.* О влиянии ионизационных энергозатрат на процессы формирования плазменного фокуса в магнитоплазменном компрессоре эрозионного типа // *ТВТ.* 1984. Т. 22. В. 4. С. 789.
102. *Ю.С. Протасов, С.Н. Чувашев.* О скейлинге плазмофокусных излучающих разрядов магнитоплазменного компрессора // *ПМТФ.* 1990. № 4. С. 19.
103. *Ю.С. Протасов, С.Н. Чувашев, Т.С. Щепанюк.* Экспериментальное исследование внутренней структуры излучающих плазмодинамических МПК-разрядов в газах // *ТВТ.* 1990. Т. 28. В. 3. С. 444.
104. *А.П. Ершов, И.Б. Тимофеев, С.Н. Чувашев, С.П. Быцкевич.* Эволюция структуры и параметров плазменной струи при импульсной инжекции в атмосферу // *ТВТ.* 1990. Т. 28. В. 3. С. 583.

105. *А.П. Ершов, Н.Н. Сысоев, В.В. Розанов, И.Б. Тимофеев, С.Н. Чувашев, В.М. Шибков.* Истекающие в атмосферу дозвуковые плазменные струи, образуемые капиллярным разрядом. // Прикладная физика. 1995. В.2. С. 36–51.
106. *А.П. Ершов, И.Б. Тимофеев, С.Н. Чувашев, В.М. Шибков.* Дозвуковая плазменная струя эрозионного типа, истекающая в атмосферу // В книге «Шаровая молния в лаборатории» под редакцией Авраменко Р.Ф., Бычкова В.Л., Климова А.И., Синкевича О.А. «Химия» Москва. 1994. С. 112–118.
107. *А.П. Ершов, И.Б. Тимофеев, С.Н. Чувашев, В.М. Шибков.* О генерации сильноионизованной плазмы с конденсированной дисперсной фазой. // Письма в ЖТФ. 1994. Т.20. В.14. С. 70–74.
108. *А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, А.А. Логунов, В.А. Черников.* Инициация горения сверхзвукового пропан–воздушного потока разрядом магнитоплазменного компрессора. // ТВТ. 2009. Т. 47. В. 6. С. 822–829.
109. *A.E. Rakitin, A.Yu. Starikovskii.* Mechanisms of deflagration-to-detonation transition under initiation by high-voltage nanosecond discharges.// Combustion and Flame. 2008. V.155. P. 343-355.
110. *A. Starikovskiy, N. Aleksandrov, A. Rakitin.* Plasma-assisted ignition and deflagration-to-detonation transition. // Philosophical Transactions of the Royal Society A on “Physics, Chemistry, and Mechanics of Explosions” 2012. V. 370. P. 740-773. doi:10.1098/rsta.2011.0344.
111. *С.А. Каменщиков* Взаимодействие плазмы продольно-поперечного и плазмодинамического разрядов со сверхзвуковым воздушно-пропановым потоком : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.08; [Место защиты: Моск. гос. ун-т им. М.В. Ломоносова. Физ. фак.]. – Москва, 2011. – 125 с.
112. *Ю.Я. Волколупов, М.А. Красноголовец, М.А. Острижной, В.Г. Нестеренко, О.И. Харченко, В.И. Чумаков.* Некоторые результаты визуальных исследований излучения магнитоплазменного компрессора в атмосфере. // ЖТФ. 2001. Т. 71. №8. С. 112-116.

113. *Я.Б. Зельдович, Б.Е. Гельфанд, А.А. Борисов, С.М. Фролов, А.Н. Поленов.* Зона реакции при низкоскоростной детонации газов в шероховатых трубах. // Химическая физика. 1985. Т.4. №2. С. 279-288.
114. *В.И. Манжалеи.* Детонация газа в канале с поперечными ребрами. // Физика горения и взрыва. 2007. Т.43. №5. С.82-86.
115. *Н.Н. Смирнов, В.Ф. Никитин.* Влияние геометрии канала и температуры смеси на переход горения в детонацию в газах. // Физика горения и взрыва. 2004. Т.40. №2. С.68-83
116. *В.С. Бабкин, А.А. Коржавин.* Контроль перехода дефлорации в детонацию. // Физика горения и взрыва. 2011. Т.47. №5. С.75-84
117. *Е.Б. Колесников* Взаимодействие плазмы импульсных разрядов со сверхзвуковыми потоками воздуха: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.08; [Место защиты: Моск. гос. ун-т им. М.В. Ломоносова. Физ. фак.]. – Москва, 2010. – 156 с.
118. *Г.Н. Абрамович.* Прикладная газовая динамика // Наука, 1976.
119. *А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, Е.Б. Колесников, А.А. Логунов, А.А. Фирсов, В.А. Черников.* О возможности измерения скорости потока с помощью маломощного импульсно-периодического разряда. // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2008. №. 4. С.119-127.
120. *А.П. Ершов, А.В. Калинин. О.С. Сурконт, И.Б. Тимофеев, В.М. Шибков, В.А. Черников.* Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Микроскопические характеристики разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. С. 856-864.
121. *А.А. Воронцов, Ю.Н. Слесарев, Э.В. Карпучин.* Математическое моделирование магнитных полей двухкоординатных магнитострикционных наклономеров, содержащих постоянный магнит в форме прямоугольного параллелепипеда // Вестник ТГТУ. 2013. Т. 19. № 1. С. 25.
122. *К.И. Дешко, В. А. Черников.* Об оптимизации системы питания магнитоплазменного компрессора // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2018. № 1. С. 108-113.

123. *К.И. Дешко, В. А. Черников.* Определение скорости плазменной струи малогабаритного магнитоплазменного компрессора с низковольтной системой питания. // Прикладная физика. 2018. № 1. С. 15.
124. Физика и применение плазменных ускорителей под редакцией А.И. Морозова. «Наука и техника» Минск. 1974.
125. *В.Л. Грановский.* Электрический ток в газе. Т. 2. Москва. Наука. 1971. С.260.