

УДК 537.525

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ РАЗРЯДОВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПРОПАНА, ЭТИЛЕНА И КИСЛОРОДА В ЗОНУ РАЗРЯДА

© 2019 г. С. И. Иншаков¹, *, **, В. В. Скворцов¹, А. Ф. Рожков¹, В. А. Шахатов¹,
И. С. Иншаков¹, А. А. Успенский¹, А. Ю. Урусов¹

¹Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского,
г. Жуковский, Россия

*E-mail: mera@tsagi.ru

**E-mail: sergin55@mail.ru

Поступила в редакцию 22.03.2019 г.

После доработки 20.06.2019 г.

Принята к публикации 26.07.2019 г.

Приведены результаты исследований продольных электрических разрядов в сверхзвуковом потоке воздуха при числе Маха $M = 2$, в диапазоне статических давлений $(2.94\text{--}4.9) \times 10^4$ Па ($\sim 220\text{--}367$ Тор) и разрядных токах $\sim 1.5\text{--}1.8$ А при инжекции пропана, этилена, водорода наряду с кислородом в зону разряда через расположенные выше по потоку электроды (аноды) двух типов. Конструкция электродразрядных модулей была такой, что разряд сносился сверхзвуковым потоком вниз по течению и замыкался в основном на расположенный ниже по потоку катод. Методами эмиссионной спектроскопии получены данные о составе излучающих продуктов, которые возникали в процессах преобразования топливовоздушной смеси в разряде, и их пространственном распределении. В частности, приведены данные о распределении интенсивности излучения молекул CN, C₂, радикала OH, а также атомарных водорода и кислорода в ряде сечений разрядного канала. Использованная методика позволила определить изменение поперечных размеров разрядных каналов по длине и значения вращательной температуры молекулы C₂ для разрядов с инжекцией пропана и этилена в зону разряда. Установлена связь ее величины с условиями формирования разряда и коэффициентом избытка кислорода, инжестируемого в разряд.

DOI: 10.1134/S0040364419060103

ВВЕДЕНИЕ

Применение электрических разрядов рассматривается как возможный эффективный метод решения проблем инициирования и стабилизации горения топливовоздушных смесей в прикладных аэродинамических задачах в условиях, когда использование для этих целей традиционных методов затруднено (высокие скорости потока, низкие статические температуры и давления).

Для реализации этой цели проводятся исследования с использованием дуговых (см., например, [1–6]) и неравновесных [7–12] разрядов. В последнем случае для интенсификации воспламенения имеется возможность задействовать процессы с участием электронов разряда, имеющих высокую температуру [13, 14], и цепного воспламенения [15]. В представленной работе использовалась методика создания в основном продольного неравновесного (в диапазоне статических давлений в набегающем потоке от $\sim 2.9 \times 10^4$ до 7×10^4 Па) разряда в сверхзвуковом потоке воздуха, опубликованная в [16, 17] и распространенная в [18–21] на случай совместной инжекции в зону

разряда вспомогательных топлив и окислителя. Разряд, создаваемый по двум вариантам реализации этой методики, мог быть как продольным по отношению к вектору скорости потока, так и продольно-поперечным в зависимости от условий в потоке, геометрии электродов и подведенной мощности. Методика позволяет реализовать разряд практически в любом месте основного потока на удалении от стенок, ограничивающих поток. Для исследования вопросов применения такого разряда как метода инициирования экзоэнергетических реакций в топливовоздушных смесях была реализована схема инжекции в него пропана и этилена совместно с кислородом. Ниже рассматриваются результаты спектроскопических исследований разряда в этих условиях.

МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ РАЗРЯДА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились на установке, описание которой приведено в [17]. Установка имеет прямоугольную рабочую часть с попереч-

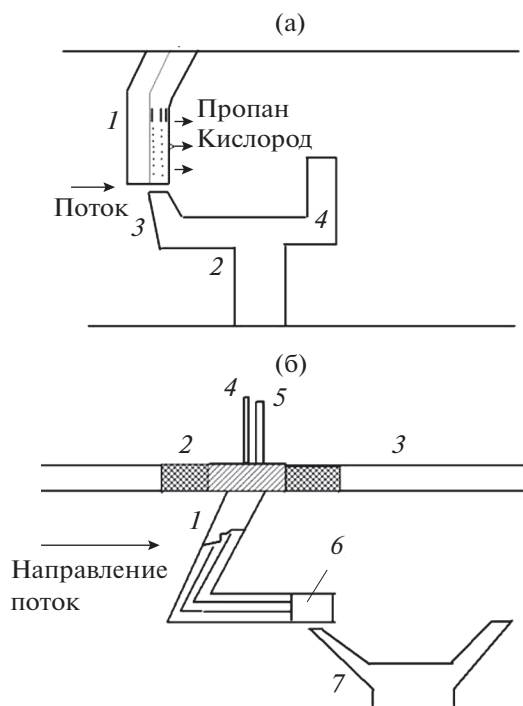


Рис. 1. Схемы создания продольного разряда: (а) – анод в виде пилона, который состоит из комбинации прямоугольных вертикальной и наклонной частей, (б) – анод в виде трубчатого пилона.

ным сечением $120 \times 120 \text{ мм}^2$ и длиной 400 мм, стыкуемую с тем или иным профилированным прямоугольным соплом, обеспечивающим требуемое значение числа Маха M . Достаточно большие размеры поперечной части гарантировали отсутствие теплового запираания трубы. В данных экспериментах использовалось сопло, рассчитанное на число Маха $M = 2$. При этом статическая температура холодного потока была равна примерно 160 К.

Исследования продольного разряда выполнены при использовании вариантов его реализации в сверхзвуковом потоке, схематически показанных на рис. 1. В первом варианте анод 1 модуля представлял собой комбинации наклонной (угол скольжения 45°) и прямоугольной частей, имеющих ромбовидную в поперечном сечении форму. Такая комбинация, как показали исследования [18], обеспечивает возникновение за электродом протяженной по потоку локальной в поперечном направлении области с пониженным статическим давлением, благоприятной для формирования в ней разряда. Внутри анода имеются каналы и два ряда отверстий I и II в вертикальной части для инъекции как одинаковых, так и различных по химическому составу компонент в область разряда. В конкретном случае диаметр отверстий был равен 0,4 мм, шаг между ними составлял 2 мм.

На заднем срезе вертикального участка анода имеется зубец для фиксации положения разряда.

Разряд создается между анодом и профилированным катодом 2 из нержавеющей стали или дюралюминия, который имеет два выступа (рис. 1а). Ближний к аноду выступ 3 предназначен для надежного пробоя разрядного промежутка. На дальний выступ 4 канал разряда замыкается в результате его сноса потоком газа.

Эксперименты показывают, что после пробоя разряд при низких значениях тока горит между нижним торцом анода и некоторой точкой на переднем выступе катода. Однако дальнейшее увеличение тока приводит к перемещению канала разряда скачком в новое стабильное положение, в котором он локализуется вдоль горизонтальной оси, проходящей приблизительно посередине вертикального участка анода. Стабильность горения разряда возрастает при инъекции пропана через отверстия в аноде. Зубец на тыльной стороне анода обеспечивает дополнительную стабилизацию положения разряда.

Во втором варианте создания продольного разряда электроразрядный модуль (рис. 1б) состоит из устанавливаемых в проточной части установки последовательно расположенных по потоку электродов, выполненных в виде трубчатого пилона: анода 1 и катода 7 с двумя выступами, как и в первом варианте. Катод закреплен непосредственно на перемещаемой по высоте пластине, имевшей тот же электрический потенциал, что и металлическая стенка рабочей части 3. Анод был электрически изолирован с помощью изолятора 2 от стенки рабочей части и оборудован трубками 4 и 5 для подвода топлива и окислителя в имеющуюся на конце анода полую камеру 6, в которой при создании разряда происходит образование химически активной смеси, инжектируемой в поток. После пробоя развитие разряда происходило так же, как в первом варианте.

Спектроскопические исследования разряда выполнены с использованием спектрометра HR400CG-UV-NIR, в котором применялся детектор Toshiba TSD 1304 AP, обеспечивающий его работу в диапазоне 200–1100 нм (число элементов диодной линейки – 3648, обратная дисперсия – 0,254 нм/пикс.) при полуширине аппаратной функции 0,6 нм. Изображение измерительного объема посредством кварцевого объектива строилось в плоскости входной апертуры оптического световолокна (диаметр – 100 мкм). С помощью световолокна изображение подвидилось к входной щели спектрометра. Измерительный объем, из которого спектрометр получал информацию, имел диаметр примерно 1 мм в плоскости, перпендикулярной линии визирования, и длину 5–6 мм вдоль этой линии.

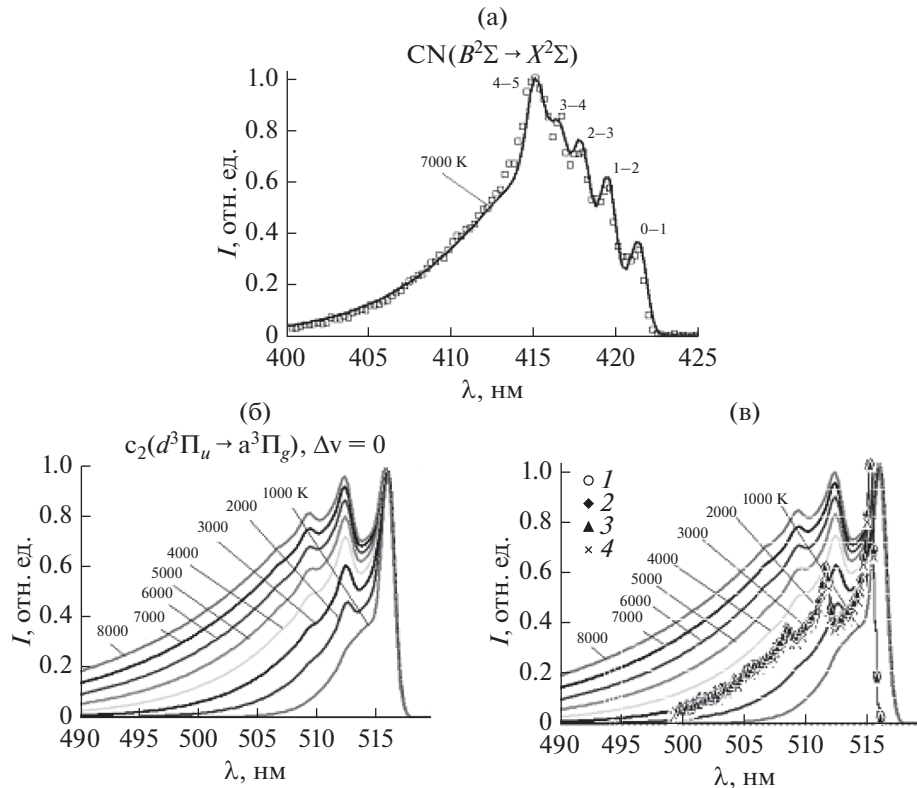


Рис. 2. Расчетные (сплошные линии) и измеренные (символы) зависимости нормированной интенсивности излучения от длины волны: (а) – полосы (секвенции $\Delta v = -1$) фиолетовой системы молекулы циана $\text{CN}(B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma)$; наилучшее согласие между рассчитанным и измеренным спектром достигается при вращательной и колебательной температурах 7000 и 8000 К соответственно; (б) – расчет чередования интенсивности в полосах (секвенции $\Delta v = 0$) системы Свана молекулы углерода $\text{C}_2(d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Pi_g)$ в диапазоне вращательной температуры $T_r = 1000\text{--}8000$ К; (в) – сопоставление измеренных и расчетных спектров испускания системы Свана молекулы углерода $\text{C}_2(d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Pi_g)$; измерение спектров выполнено в среднем сечении разряда $Y = 0$ (1), -3.5 (2), -1.75 (3), 1.75 мм (4).

Первичная обработка экспериментальных данных включала идентификацию спектрального состава излучения, вычитание фона, сглаживание спектра и калибровку оптической системы. Для калибровки и определения аппаратной функции спектрального диагностического комплекса использовались газоразрядная лампа низкого давления ДРГС-12 и градуированная вольфрамовая лампа СИ-8-200. Инструментальная функция спектрометра составляла 1.3 нм.

Высокая скорость обработки данных электронной схемой спектрометра позволяла получать информацию о распределении интенсивности излучения эмиссионных спектров в том или ином сечении разряда за один пуск аэродинамической трубы.

Предварительный анализ показал, что доступные для использования пакеты коммерческих программ, модели расчетов и обработки эмиссионных спектров разрядов, основанные на приближении многотемпературной химической кинетики, не позволяют удовлетворительно рассчитать колебательно-вращательные спектры углеводородных компонент, которые возникают в

сложных условиях формирования исследуемых разрядов. Поэтому был использован подход [22–25], в котором посредством многопараметрической подгонки расчетных к экспериментальным эмиссионным спектрам восстанавливаются функции распределения частиц (атомов, молекул и их ионов) по квантовым излучающим состояниям, отклоняющиеся от распределений Больцмана, при наличии спектрального переналожения атомарных линий и молекулярных полос в излучении газового разряда. Отличительная особенность используемой модели расчетов спектров излучения от известных в литературе (например, из последних работ [26–28]) состоит в том, что она включает базу данных измеренных и рассчитанных спектров и не требует каких-либо предположений о характере функций распределения частиц по возбужденным состояниям. База данных используется для тестирования и развития модели. Программные коды адаптированы под спектрометр, используемый для измерений спектров. Поскольку спектрометр обладает невысокой дисперсией, то в модели для определения параметров плазмы используются методы неразрешенной

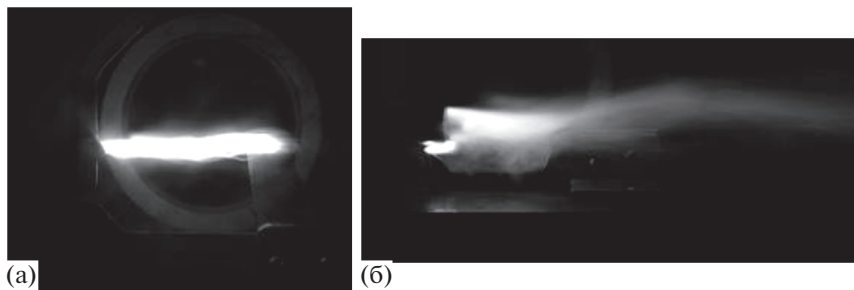


Рис. 3. Фотографии разряда при первом (а) и втором (б) вариантах его реализации: соответственно ток разряда – 1.8 и 1.5 А, напряжение на разряде – 1.1 и 1.4 кВ, статическое давление в набегающем потоке – 217 и 295 Тор, расход пропана – 0.94 и 1 г/с, расход кислорода – 4.1 и 8 г/с.

вращательной и частично разрешенной колебательной структуры [29].

Предварительный анализ чередования интенсивностей полос фиолетовой системы молекулы $CN(B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma)$ и системы Свана молекулы $C_2(d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Pi_g)$ в эмиссионных спектрах газового разряда показал, что вращательные температуры $T_r(B^2\Sigma)$, соответствующие функции распределения по электронно-колебательно-вращательным уровням молекулы CN в возбужденном излучающем состоянии $B^2\Sigma$, оказываются высокими, близкими к колебательной температуре $T_v(B^2\Sigma)$, определяющей распределение заселенностей по нижним электронно-колебательным уровням ($v = 1-4$) электронного состояния $B^2\Sigma$. Рис. 2а иллюстрирует результаты определения температур $T_r(B^2\Sigma)$ и $T_v(B^2\Sigma)$ из сопоставления измеренного (символы) и рассчитанного (кривая) спектров испускания разряда (в диапазоне длин волн 400–425 нм) в предположении максвелловского распределения CN по вращательным уровням в излучающем состоянии $B^2\Sigma$. Температуры $T_r(B^2\Sigma)$ и $T_v(B^2\Sigma)$ лежат в диапазоне 7000–9000 К и выше, чем характерные значения реальных газокинетических температур в исследуемых условиях.

По-видимому, это обусловлено образованием молекулы CN в результате химических реакций, которые идут с участием сильно возбужденных компонент, возникающих под действием электронов [14, 29]. Равновесие между внутренними и поступательными степенями свободы молекулы CN не устанавливается. Вращательные температуры, соответствующие функции распределения по электронно-колебательно-вращательным уровням молекулы C_2 в излучающем состоянии $d^3\Pi_u$, были ближе к ожидаемым значениям статической температуры в газовом разряде в сверхзвуковом потоке. Поэтому в дальнейшем использовалась методика, ориентированная на получение данных для этого радикала.

Распределение интенсивности излучения, нормированной на максимальное значение в пределах колебательной секвенции $\Delta v = 0$ молекулы C_2 в переходе $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Pi_g$ для ряда значений вращательной температуры T_r , рассчитано на основе используемого программного обеспечения и представлено на рис. 2б. Аналогичные расчеты проведены также для секвенций $\Delta v = -1$ и $\Delta v = +1$. Установлено, что коротковолновая часть спектра (например, для секвенции $\Delta v = 0$ в диапазоне 490–516 нм) сильно изменяется в зависимости от величины T_r . Поэтому многопараметрической подгонкой расчетных и экспериментальных спектров можно определять T_r . Такая подгонка состоит в приведении экспериментального спектра к нормированному виду вычитанием фона и делением на максимальное значение интенсивности в пределах секвенции и варьированием расчетных относительных заселенностей колебательных уровней и вращательной температуры до наилучшего совпадения спектров.

Результат такой процедуры приведен на рис. 2в для разряда, который создавался при использовании второго варианта электродной системы в потоке с $M = 2$ при статическом давлении 4.8×10^4 Па (360 Тор), инъекции пропана с расходом 1 г/с через центральную трубку. Кислород с расходом 5.4 г/с подавался по внешней трубке. Ток разряда равен 1.5 А, напряжение на разряде – 1.4 кВ. Регистрация спектров проводилась на расстоянии 23 мм от среза анода при общей длине разрядного промежутка 37 мм. В данном случае в пределах доступной для измерений зоны значения относительной величины I и ее чередование в зависимости от длины волны слабо зависели от координаты Y , которая отсчитывается в вертикальном направлении от оси потока. Это является косвенным указанием на то, что плотность выделения тепловой энергии была примерно одинаковой поперек зоны. Однако в общем случае при разнесенной в пространстве инъекции в разряд различная по химической природе компонент такая однородность отсутствует, и исследуемая среда

может быть сильно неравновесной и для внутренних (вращательных, колебательных и электронных) степеней свободы молекулы C_2 .

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты выполнены при $M = 2$, статической температуре холодного потока ~ 160 К, в диапазоне статических давлений $p_{ст}$ от $\sim 2.9 \times 10^4$ до 5.5×10^4 Па, токах разряда 1.5 и 1.8 А. Объектом спектроскопических исследований были разряды, фотографии которых в качестве примера показаны на рис. 3 при инъекции пропана и кислорода в зону разряда через анод в виде комбинации наклонной и прямоугольной частей (рис. 3а) и через анод в виде трубчатого пилона (рис. 3б). Вольт-амперные характеристики разрядов представлены на рис. 4. Для разряда в первом типе модуля (зависимость 1) они были получены при $p_{ст} = 5.45 \times 10^4$ Па, расходе пропана $G_f = 1$ г/с, кислорода $G_{O_2} = 5.45$ г/с. Пропан инжектировался в поток через ряд отверстий I на рис. 1, кислород — через ряд II. Во втором случае (зависимость 2) характеристика получена при $p_{ст} = 4.88 \times 10^4$ Па, $G_f = 1.2$ г/с, $G_{O_2} = 7.3$ г/с. В отличие от обычных дуговых разрядов, спадающие ветви вольт-амперных характеристик реализовались при высоких напряжениях между электродами.

Пример интегральных спектров, получаемых в разряде при использовании пропана в первом варианте модуля, приведен на рис. 5. В дальнейшем представлены распределения относительной интенсивности I , принадлежащей области излучения радикала OH (при $\lambda = 305-310$ нм), молекулы CN ($\lambda = 382$ нм, в области фиолетовой системы), нулевой секвенции молекулы C_2 вблизи $\lambda = 516.5$ нм, и атомарных водорода H_α ($\lambda = 656$ нм) и кислорода O ($\lambda = 777.4$ нм), возникавших в процессе химических реакций.

Поскольку спектры в различных точках исследуемой области имели существенно различную интенсивность, время интегрирования выбиралось таким, чтобы обеспечить качественную регистрацию спектра без его обрезания. Это время фиксировалось. Чтобы иметь возможность сравнить интенсивности излучения в таких условиях, спектры после вычитания фона приводились к одному и тому же минимальному времени интегрирования (10 мкс) уменьшением интенсивности в отношении реального времени интегрирования к минимальному.

Эксперименты с использованием электроразрядного модуля, в котором анод представлял собой комбинацию наклонной и прямоугольной частей, выполнены для варианта инъекции пропана с расходом 1.2 г/с через оба ряда отверстий и

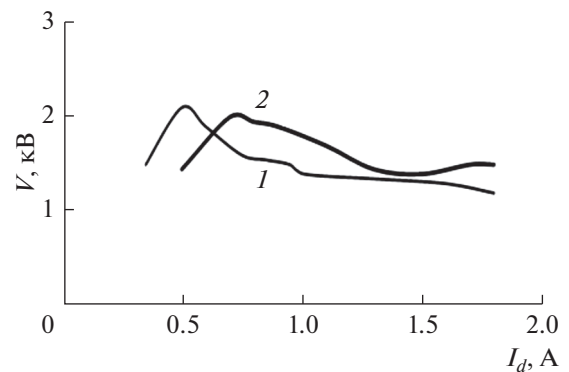


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики разрядов.

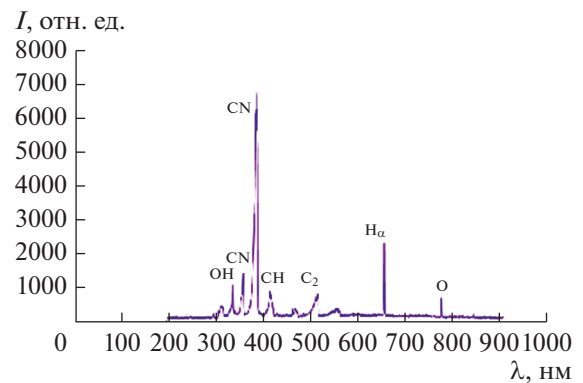


Рис. 5. Интегральный спектр разряда, создававшегося в первом варианте модуля при инъекции пропана в поток.

для варианта, когда пропан с тем же расходом подавался через ряд I, а через ряд II инжектировался кислород с расходом 4–4.7 г/с. Последний расход формально соответствовал стехиометрическому отношению (в расчете на кислород) 0.9–1.1. Ток разряда устанавливался равным 1 и 1.8 А.

Распределение интенсивности излучения перечисленных выше компонент по диаметру разрядного канала в относительных единицах I , определяемых градуировкой спектрометра, на расстоянии $X = 21$ мм от задней кромки анода при токе разряда 1.8 А приведено на рис. 6а для варианта, когда пропан инжектировался в поток через оба ряда отверстий, рис. 6б — при инъекции пропана через ряд I, кислорода — через ряд II. Напряжение на разряде в первом варианте было равно 1.4 кВ, во втором — 1.3 кВ. Основной вывод из сопоставления распределений, приведенных на этих рисунках, состоит в том, что замещение инъекции пропана через ряд II на инъекцию кислорода приводило к уменьшению интенсивности излучения компонент. Аналогичные распределения относительных интенсивностей излучения рассматриваемых компонент получены в сечении $X = 31$ мм (рис. 6в, 6г соответственно). В работе

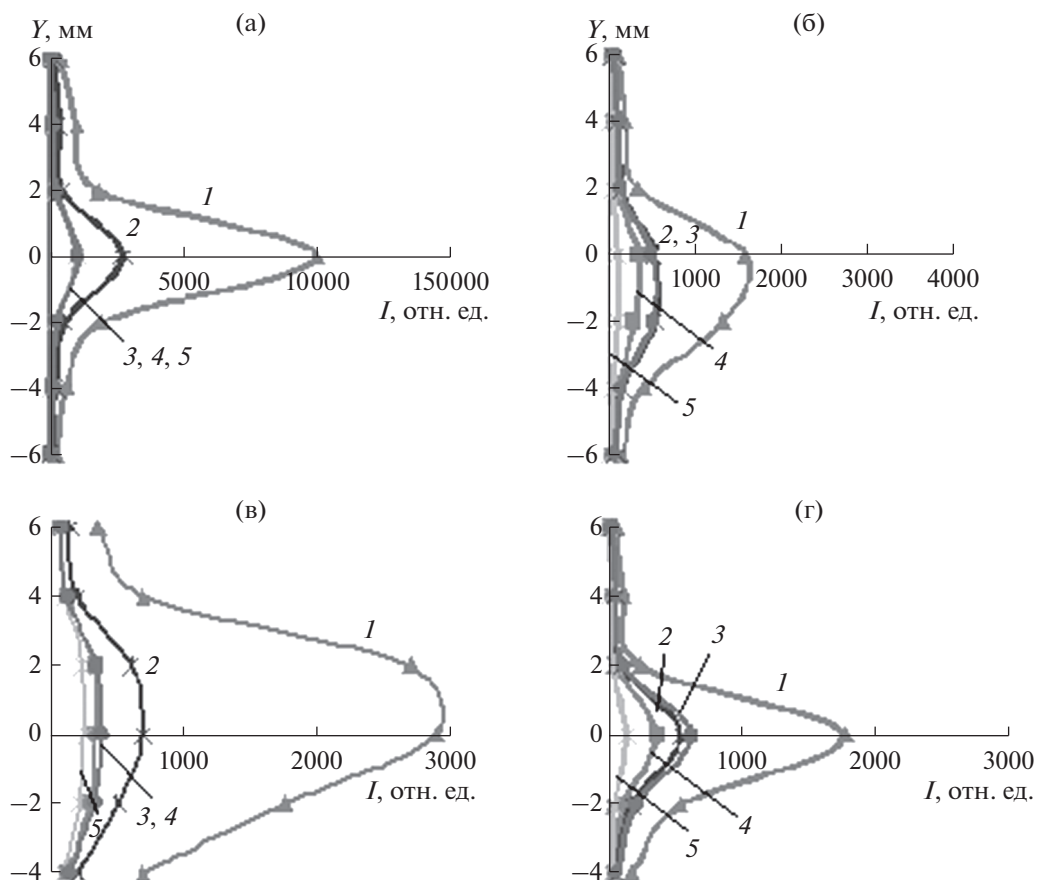


Рис. 6. Распределение относительной интенсивности излучения ряда компонент по диаметру разрядного канала при токе разряда 1.8 А на расстояниях от задней кромки анода 21 мм (а), (б) и 31 мм (в), (г); (а), (в) – при инъекции пропана в поток через оба ряда отверстий; (б), (г) – при инъекции пропана через ряд I, кислород инжектировался через ряд II: 1 – CN, 2 – H_{α} , 3 – O, 4 – OH, 5 – C_2 .

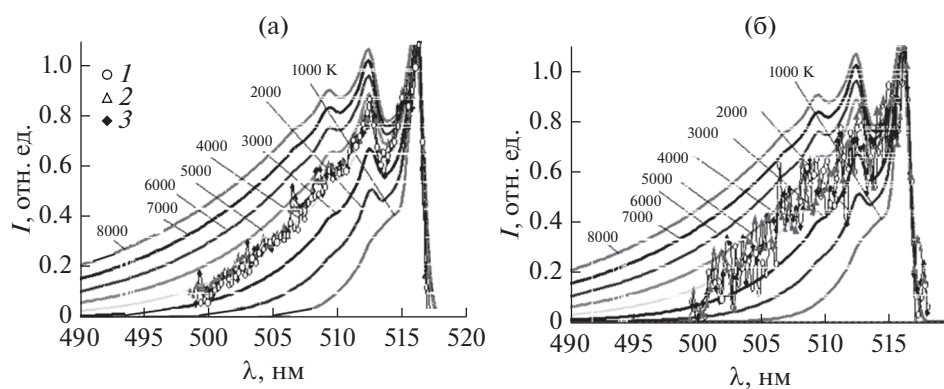


Рис. 7. Распределение нормированной интенсивности излучения в пределах нулевой полосы молекулы C_2 в средней зоне разряда ($X = 21$ мм), создаваемого в первом модуле при инъекции пропана через ряды отверстий I и II (а) и при инъекции пропана через ряд I, кислорода – через ряд II (б): 1 – $Y = 0$ мм, 2 – 2, 3 – 4.

[20] показано, что причиной данного эффекта в варианте с инъекцией кислорода могла быть более низкая температура электронов, ответственных за возбуждение электронных излучающих состояний. В том же направлении работает эффект прилипания электронов к атомам и молеку-

лам кислорода, который может приводить к уменьшению концентрации электронов.

На рис. 7а дано сопоставление нормированных расчетных и экспериментальных распределений интенсивности излучения в пределах нулевой секвенции молекулы C_2 , полученных в рас-

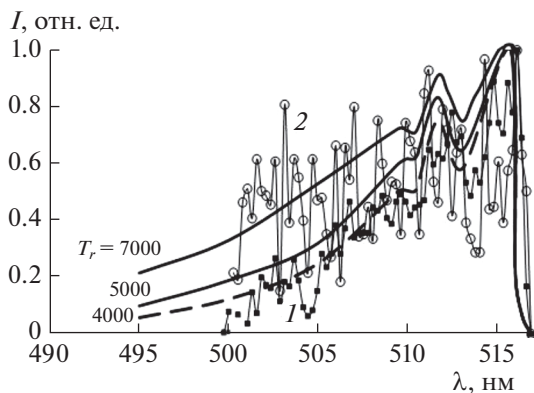


Рис. 8. Распределение нормированной интенсивности излучения в пределах нулевой полосы молекулы C_2 на удалении от анода 31 мм, при инъекции пропана через ряды отверстий I и II (1) и при инъекции пропана через ряд I, кислорода — через ряд II (2).

смаатриваемом разряде на расстоянии 21 мм от заднего среза анода для координат $Y = 0, 2$ и 4 мм при инъекции пропана через оба ряда отверстий. Распределения, полученные при других значениях Y , не приведены, чтобы не загромождать рисунок. Хотя в создававшихся условиях значения интенсивности сильно флюктуировали в зависимости от длины волны, общая закономерность изменения $I(\lambda)$ сохранялась, и можно указать диапазон вращательных температур 4000–5000 К, в котором лежал основной массив значений. Флюктуации свидетельствуют о нестабильности условий возбуждения вращательных состояний молекул. При совместной инъекции пропана и кислорода они усиливались (рис. 7б). При этом основной массив значений $I(\lambda)$ лежал в диапазоне температур 3000–5000 К.

По-видимому, одной из основных причин флюктуаций величины $I(\lambda)$ является турбулентность потока, которая возникает в следе за анодом. Вследствие нее на длине визирования измерительного объема спектрометра оказываются различными условия возбуждения вращательных состояний молекул под действием электронов, концентрация и энергетический спектр которых также испытывают флюктуации на этой длине. Неоднородность распределения концентрации кислорода усиливает размах оптических флюктуаций из-за взаимодействий электронов с кислородом.

Ситуация с поведением величины $I(\lambda)$ при подаче через анод рассматриваемой конструкции только пропана и комбинации пропана с кислородом существенно изменяется при удалении от анода. В частности, на расстоянии $X = 31$ мм при тех же условиях эксперимента, что и в рассмотренных выше случаях, основной массив этой величины при подаче пропана и кислорода лежит

выше, чем при инъекции только пропана (рис. 8). По-видимому, это обусловлено развитием дополнительных экзотермических взаимодействий кислорода с пропаном, результатом которых являлось увеличение газокинетической температуры в следе за разрядом по сравнению со случаем инъекции только пропана [20].

С использованием второго варианта электро-разрядного модуля эксперименты выполнены при $M = 2$, статической температуре холодного потока ~ 160 К, в диапазоне статических давлений от 3.4×10^4 до 7.1×10^4 Па (255–532 Тор), расходе пропана 1.2 г/с, коэффициенте избытка инжектируемого кислорода от 1.6 до 1.1, токах разряда 1.5 и 1.8 А. Инъекция пропана осуществлялась через внутренний канал, а кислорода — через канал большего диаметра. Центр отверстия в аноде и верхняя кромка заднего выступа катода находились на одной горизонтальной линии. Особенностью формирования разряда было то, что после выключения разряда сохранялась протяженная по длине высокотемпературная зона [21], которая, по-видимому, аналогична факелу пропан-кислородного пламени, но существовала в окружающем холодном сверхзвуковом потоке. Горение прекращалось после выключения подачи кислорода.

Распределение по высоте основных спектральных компонент при токе 1.5 А, напряжении на разряде 1.2 кВ, статическом давлении 3.44×10^4 Па на расстоянии $X = 16.5$ мм от среза анода (общая длина разрядного промежутка 33 мм) при горении разряда представлено на рис. 9а, а после его выключения — на рис. 9б. Данные приведены ко времени интегрирования 10 мкс. Результаты получены для случая, когда нижняя образующая горизонтального участка анода располагалась на расстоянии ~ 10 мм от поверхности пластины, моделирующей стенку камеры сгорания. Координата $Y = 0$ соответствует оси горизонтального участка анода. При создании разряда около пластины, как в данном случае, распределение спектроскопических компонент по Y оказалось значительно более сконцентрированным, чем в случае создания разряда в центре рабочей части [21]. Вероятно, указанный эффект связан с поджатием основного потока в промежутке между анодом и пластиной.

В зоне разряда наиболее интенсивными компонентами спектра оказались линии атомарного водорода H_α , атомарного кислорода O ($\lambda = 777$ нм) и кант полосы $\lambda = 382$ нм молекулы CN фиолетовой системы. В высокотемпературной зоне, которая сохранялась после выключения разряда, наиболее интенсивными были канты полос молекулы CN (на краю полосы $\lambda = 388.3$ нм) и молекулы C_2 ($\lambda = 516.5$ нм). Линии атомарных водорода и кислорода в последнем случае слабо вы-

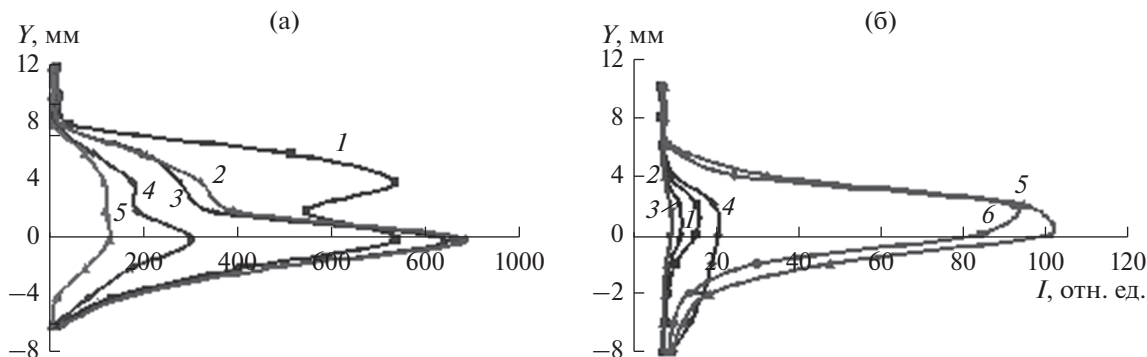


Рис. 9. Распределение относительной интенсивности излучения ряда компонент в разрядном промежутке второго варианта модуля при наличии разряда (а) и после выключения тока (б) в экспериментах с использованием пропана: 1 – CN, 2 – O, 3 – H_α , 4 – OH, 5 – C_2 , 6 – CH.

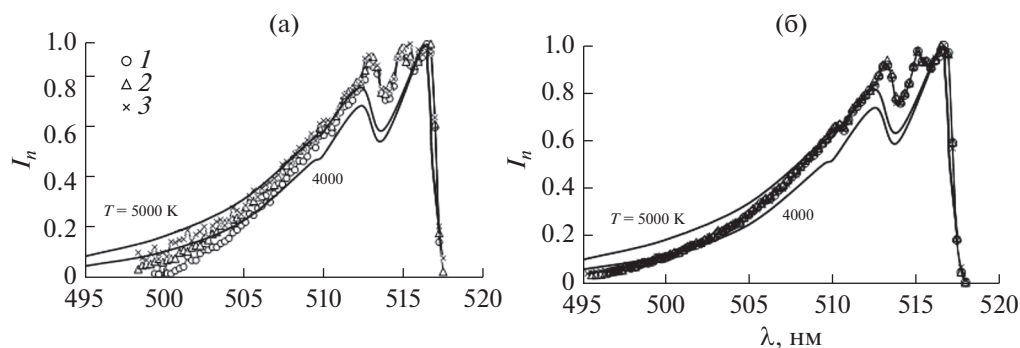


Рис. 10. Распределения нормированных интенсивностей излучения в пределах нулевой секвенции молекулы C_2 при наличии разряда (а) и после выключения тока (б) в экспериментах с использованием пропана: $Y = 0$ (1), 2 (2), -2 мм (3).

делялись на уровне фона. Значительно изменилось соотношение интенсивностей в максимумах спектров CN и CH – ослабление спектра CN и усиление CH. Последнее, возможно, свидетельствует о том, что спектр молекулы CN в значительной степени возбуждался электронами разряда. Произошло также усиление излучения в полосах молекулы C_2 относительно излучения CN и CH. Спектры в точках с различными значениями координат были однотипны, но отличались по своей интенсивности.

Распределения нормированных значений интенсивности в пределах нулевой секвенции молекулы C_2 в присутствии разряда и после его выключения, полученные в рамках представленного выше эксперимента, на расстоянии 16.5 мм от среза анода приведены на рис. 10. Оба массива экспериментальных точек лежат вблизи расчетного значения вращательной температуры 4000 К. В отсутствие разряда молекула C_2 образовывалась в результате химических реакций в нагретом экзотермическими процессами потоке, не связанными с наличием электронов. В таком потоке величина T_r была близка к газокинетической температуре из-за небольшого времени вращатель-

но-поступательной релаксации. Поэтому однотипность расположения экспериментальных массивов на диаграмме $I_n - \lambda$ свидетельствует, вероятно, о том, что и в присутствии разряда газокинетическая температура была близка к 4000 К.

На рис. 11 представлено сопоставление интегральных спектров, полученных в одинаковых газодинамических и разрядных условиях при работе со вторым вариантом электроразрядного модуля, для ситуаций, когда в зону разряда наряду с кислородом инжектировался этилен. Для сравнения приведен также спектр, полученный при использовании пропана. Эксперименты выполнены при статическом давлении в основном потоке 3.92×10^4 Па (~ 294 Тор) и токе разряда 1.5 А. Расходы дополнительного топлива G_f (пропана или этилена) и кислорода приведены около графиков. Через α обозначен коэффициент избытка инжектируемого кислорода. В выбранных точках по координате Y реализовалось наиболее интенсивное свечение разряда. Отличительной особенностью спектров с участием этилена (рис. 11б–11г) было практически полное отсутствие линий атомарного кислорода. Линия O ($\lambda = 777$ нм) появилась только в случае очень бедной смеси (рис. 11г).

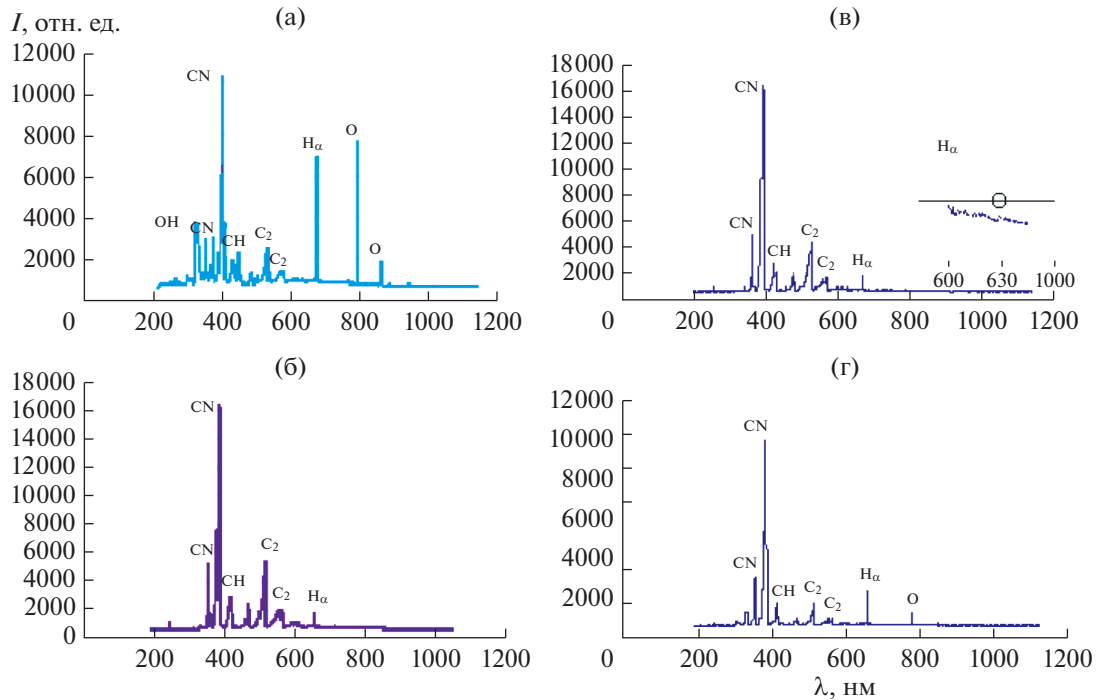


Рис. 11. Интегральные спектры, полученные для ряда сочетаний топливокислородной смеси, инжектируемой в разряд: (а) – пропан, $x = 16.5$ мм, $y = 0$, $G_{C_3H_8} = 1.2$ г/с, $G_{O_2} = 8.6$ г/с, $\alpha = 1.97$; (б) – этилен, $x = 17$ мм, $y = 2$ мм, $G_{C_2H_4} = 3$ г/с, $G_{O_2} = 8.4$ г/с, $\alpha = 0.82$; (в) – $G_{C_2H_4} = 3$ г/с, $G_{O_2} = 15.6$ г/с, $\alpha = 1.52$; (г) – $G_{C_2H_4} = 1.42$ г/с, $G_{O_2} = 15.6$ г/с, $\alpha = 3.2$.

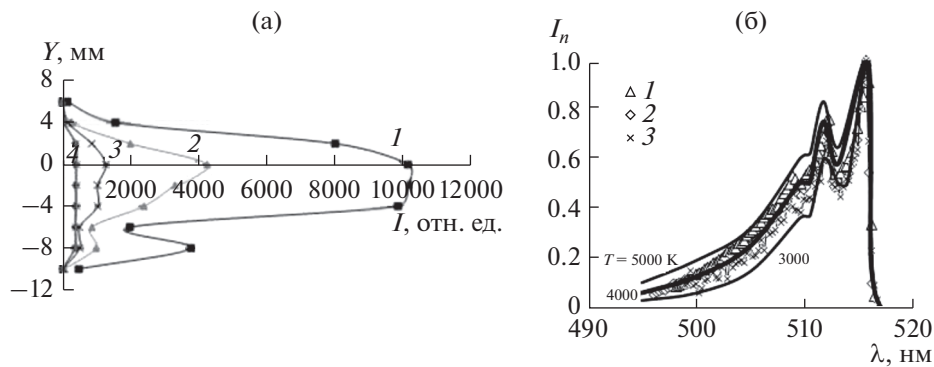


Рис. 12. Распределение относительной интенсивности излучения ряда компонент в разрядном промежутке второго варианта модуля по координате Y при наличии разряда (а) и нормированной интенсивности излучения в пределах нулевой секвенции молекулы C_2 (б) в экспериментах с использованием этилена: (а) 1 – CN, 2 – C_2 , 3 – H_α , 4 – OH; (б) 1 – $\alpha = 0.82$, 2 – 1.52, 3 – 3.2.

Возможная причина отсутствия атомного кислорода заключалась в том, что плазмохимические процессы заканчивались уже внутри канала анода. В случае пропана эта линия была сравнима по интенсивности с линией H_α водорода (рис. 11а).

Спектроскопические исследования позволили уточнить геометрию и размеры области, в которой распространялся разряд при инъекции в него этилена и кислорода. В качестве примера на

рис. 12а представлено распределение основных излучающих компонент на расстоянии 16.5 мм от среза анода при токе разряда 1.5 А, расходе этилена 3 г/с, кислорода 8.4 г/с. Время интегрирования спектров приведено к 2.5 мкс, так как светимость основной компоненты – молекул CN была очень высокой. В данном сечении поперечные размеры области были примерно в 1.5–1.7 раза больше, чем размеры среза анода, что имеет значение при использовании метода в камерах сгорания.

На рис. 126 приведены нормированные распределения интенсивности излучения молекулы C_2 в пределах нулевой секвенции для трех соотношений инжектируемых кислорода и этилена в сечении $X = 16.5$ мм в точке по Y , где имел место максимум интенсивности излучения. Нанесены также расчетные значения T_r . Из этих данных следует, что при $\alpha = 0.82$ и 1.52 массивы значений совпадают и соответствуют $T_r \approx 4000$ К. Однако в случае большого расхода кислорода ($\alpha = 3.2$) массив точек лежит ниже этого значения. Таким образом, разработанная методика, являясь бесконтактным методом, позволяет отслеживать влияние изменения газодинамических условий и состава реагирующих компонент на температуру подогретого разрядом потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами эмиссионной спектроскопии проведены исследования продольного разряда, который создавался в сверхзвуковом потоке воздуха по двум различным методикам в условиях инжекции в разряд пропана, этилена и кислорода, при этом реализовалась практически только одна прианодная ветвь. Эта ветвь распространялась в основном по линиям газодинамического потока и лишь в нижней части течения замыкалась на катод. Установлено, что в таком разряде происходило активное преобразование исходной топливо-кислородной смеси с образованием в случае использования пропана атомарных водорода, кислорода и молекул CN, CH, C_2 , радикала OH. В случае инжекции этилена линии атомарного кислорода появлялись только в бедной смеси.

Методика эксперимента позволила определить геометрические размеры разрядного канала в направлении, нормальном к направлению потока для ряда сечений канала. Тестирование метода определения вращательной температуры, разработанного в [22–25], в сложных условиях аэродинамического эксперимента показало, что он является рабочим бесконтактным инструментом для получения данных о газокинетической температуре в разряде при инжекции в него углеводородных компонент и кислорода. Метод применим также для высокотемпературных потоков, которые содержат продукты химических реакций с участием углеводородов, излучающие эмиссионные спектры. Использование возможностей современных методов эмиссионной спектроскопии позволяет получить важные данные не только о составе возникающих в разрядах компонент, но и о пространственных параметрах разрядов и соответствующих высокотемпературных потоков.

Работа выполнена при поддержке программы ЦАГИ по перспективным исследованиям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kimura I., Aoki H., Kato M. The Use of Plasma Jet for Flame Stabilization and Promotion of Combustion in Supersonic Air Flows // *Combust. Flame*. 1981. V. 42. P. 297.
2. Takita K., Uemoto T., Sato T. et al. Ignition Characteristics of Plasma Torch for Hydrogen Jet in an Airstream // *J. Propul. Power*. 2000. V. 16. № 2. P. 227.
3. Sato Y., Sayama M., Katsura O. et al. Effectiveness of Plasma Torches for Ignition and Flameholding in Scramjet // *J. Propul. Power*. 1992. V. 8. № 4. P. 883.
4. Wagner T.C., O'Brien W.F., Norhman G.B., Eggers J.M. Plasma Torch Igniter for Scramjets // *J. Propul. Power*. 1989. V. 5. № 5. P. 548.
5. Jacobson L.S., Gallimore S.D., Schetz J.A., O'Brien W.F. Integration of an Aeroramp Injector/Plasma Igniter for Hydrocarbon Scramjets. // *J. Propul. Power*. 2003. V. 19. № 2. P. 170.
6. Gallimore S.D., Jacobson L.S., O'Brien W.F., Schetz J.A. Operational Sensitivities of an Scramjet Ignition/Fuel – Injection System // *J. Propul. Power*. 2003. V. 19. № 2. P. 183.
7. Shibkov V.M., Alexandrov A.F., Chernikov A.V. et al. Freely Localized Microwave Discharge in Supersonic Flow // *AIAA-2001-2946*.
8. Esakov I.I., Grachev L.P., Khodataev K.V. Investigation of the Under – Critical Microwave Streamer Discharge for Jet Engine Fuel Ignition // *AIAA-2001-2939*.
9. Klimov A., Bityirin V., Brovkin V. et al. Optimization of Plasma Generators for Plasma Assisted Combustion // *AIAA-2001-2874*.
10. Chernikov V., Ershov A., Shibkov V. et al. Gas Discharges in Supersonic Flows of Air – Propane Mixtures // *AIAA-2001-2948*.
11. Leonov S., Bityirin V., Savelkin K., Yarantsev D. Hydrocarbon Fuel Ignition in Separation Zone of High Speed Duct by Discharge Plasma // *The 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications (Abstracts)*. Moscow. 9–11 April. 2002. P. 56.
12. Anikin N., Pancheshnyi S., Starikovskaia S., Starikovskii A. Air Plasma Production by High-Voltage Nanosecond Gas Discharge // *AIAA-2001-3088*.
13. Животов В.К., Русанов В.Д., Фридман А.А. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 216 с.
14. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
15. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1974. 559 с.
16. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. Исследование нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом // *ТВТ*. 1990. Т. 28. № 6. С. 1156.
17. Скворцов В.В. Аэродинамические исследования при участии потоков синтезированной и низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2013. 219 с.
18. Иванов В.В., Скворцов В.В., Ефимов Б.Г., Пындык А.М., Киреев А.Ю., Крашенинников В.Н., Шиленков С.В. Спектроскопические исследования продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при инжекции пропана в зону разряда // *ТВТ*. 2008. Т. 46. № 1. С. 7.

19. *Ефимов Б.Г., Иванов В.В., Иншаков С.И., Скворцов В.В., Стародубцев М.А.* Исследование формирования пространственного положения продольного разряда в сверхзвуковом потоке с помощью подбора конфигурации анода в условиях инъекции пропана и керосина в зону разряда // ТВТ. 2011. Т. 49. № 4. С. 497.
20. *Алаторцев В.К., Иншаков С.И., Иншаков И.С., Рожков А.Ф., Скворцов В.В., Урусов А.Ю., Успенский А.А.* Исследование объемноцентрированного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при дополнительной инъекции пропана и кислорода // Уч. зап. ЦАГИ. 2017. Т. 48. № 6. С. 41.
21. *Алаторцев В.К., Иншаков С.И., Иншаков И.С., Рожков А.Ф., Скворцов В.В., Урусов А.Ю., Успенский А.А.* Объемноцентрированный разряд в сверхзвуковом потоке воздуха при концентрированной инъекции пропана и кислорода в зону разряда // Уч. зап. ЦАГИ. 2018. Т. 49. № 6. С. 36.
22. *Cicala G., De Tommaso E., Raino A.C., Lebedev Yu.A., Shakhmatov V.A.* Study of Positive Column of Glow Discharge in Nitrogen by Optical Emission Spectroscopy and Numerical Simulation // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. P. 025032.
23. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А.* Метод эмиссионной спектроскопии в исследовании влияния состава смеси гелия с азотом на характеристики тлеющего разряда постоянного тока и СВЧ-разряда // ТВТ. 2012. Т. 50. № 5. С. 705.
24. *Шахатов В.А., Мавлюдов Т.Б., Лебедев Ю.А.* Исследование функций распределения молекулярного азота и иона по колебательным и вращательным уровням в тлеющем разряде постоянного тока и СВЧ-разряде в смеси азота с водородом методом эмиссионной спектроскопии // ТВТ. 2013. Т. 51. № 4. С. 612.
25. *Lebedev Yu.A., Epstein I.L., Shakhmatov V.A., Yusupova E.V., Konstantinov V.S.* Spectroscopy of Microwave Discharge in Liquid C7–C16 Hydrocarbons // High Temp. 2014. V. 52. P. 319.
26. *Mizeraczyk J., Hrycak B., Jasinski M., Dors M.* Spectroscopic Investigations of Plasma Generated by Waveguide-supplied Nozzleless Microwave Source // Int. J. Plasma Environmental Sci. Technol. 2012. V. 6. № 3. P. 239.
27. *Nasser H.* C₂ Swan Spectrum Used as a Molecular Pyrometer in Transferred Arc and the Influence Noise to Signal Ratio on the Temperature Values // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 511. P. 012066.
28. *Passaro A., Carinhana D.Jr., Gonçalves E.A., Da Silva M.M., Guimarães A.P.L., Abe N.M., Dos Campos S.J.* The Use of Molecular Spectra Simulation for Diagnostics of Reactive Flows // J. Aerosp. Technol. Manage. 2011. V. 3. № 1. P. 13.
29. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006.