

НАГРЕВ ГАЗА В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО
ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА В ДОЗВУКОВЫХ
И СВЕРХЗВУКОВЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ© 2022 г. В. М. Шибков^{a, *}, К. Н. Корнев^a, А. А. Логунов^a, Ю. К. Нестеренко^a^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

*e-mail: shibkov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 01.05.2022 г.

Принята к публикации 11.05.2022 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований нестационарного пульсирующего поперечно-продольного разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках воздуха и пропан-воздушной смеси. Показано, что в условиях изучаемого разряда вблизи электродов газ сильно нагревается до температур 6000–9000 К, при этом температура газа растет с увеличением разрядного тока и скорости воздушного потока. Проведены тестовые эксперименты, результаты которых показывают, что в условиях электродного поперечно-продольного разряда реализуется квазистационарное несамостоятельное горение сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси.

Ключевые слова: пульсирующий поперечно-продольный разряд, высокоскоростные воздушные потоки, методы диагностики, нагрев газа

DOI: 10.31857/S0367292122100183

1. ВВЕДЕНИЕ

Для многих практических приложений неравновесной плазмы температура газа является основным параметром, определяющим эффективность применения различных плазменных технологий. Например, при высоких скоростях полета летательного аппарата с прямоточным двигателем сжигание топлива в камере сгорания осуществляется в условиях нагретого до высоких температур потока воздуха [1–4]. К одной из таких технологий можно отнести сверхзвуковую плазменную аэродинамику, в которой газоразрядная плазма используется для управления характеристиками воздушного потока вблизи поверхности летательного аппарата, для снижения поверхностного трения, задержки ламинарно-турбулентного перехода, управления отрывом потока. Актуальным является также применение газового разряда с целью объемного воспламенения высокоскоростных потоков топлива и уменьшения периода индукции. Основополагающими работами в области плазменной аэродинамики являются исследования свойств поперечных электрических разрядов постоянного тока в сверхзвуковых потоках воздуха [5, 6]. Влияние высокой скорости течения на свойства продольного разряда анализировалось в [7], где рассмотрены вопросы, связанные с возможностью существования продольного разряда в случае, когда

дрейфовая скорость положительных ионов, направленная от анода к катоду, становится соизмеримой со скоростью потока, распространяющегося в противоположном направлении. В работе [8] исследованы режимы горения разряда в потоке газа при конфигурации электродов, типичной для классического коаксиального дугового плазмотрона. В плазмотрон подавался завихренный поток воздуха с расходом от 0.1 до 1 г/с, что соответствует скорости потока на выходе из сопла от 4 до 40 м/с. В [9–11] показано, что высокоскоростной поток газа начинает существенным образом влиять на свойства разряда и разряд становится нестационарным.

Интенсивные исследования возможности применения плазменных технологий в современной авиации связаны с тем, что эти технологии перспективны для решения двух чрезвычайно важных прикладных задач сверхзвуковой и гиперзвуковой аэродинамики: а именно, управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов и плазменно-стимулированного горения. Теоретическое обоснование возможности влияния на аэродинамику сверхзвуковых летательных аппаратов с помощью локальных зон энерговыделения и внешнего горения было дано в работе Г.Г. Черного [12]. Для организации таких зон предлагались различные способы создания плазмы, в том числе и электри-

ческие разряды. Еще более перспективным представляется применение газоразрядной плазмы для воспламенения и стабилизации горения воздушно-топливной смеси в камерах сгорания гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных и детонационных двигателей. При столь высоких скоростях полета только применение плазменных источников способно обеспечить объемное и быстрое воспламенение топливно-воздушной смеси. Одним из эффективных способов создания плазменных областей в сверхзвуковом потоке является электрический разряд.

В [13] приводится описание развития плазменной аэродинамики в нашей стране и за рубежом в 90-х годах прошлого века. В обзоре [14] рассмотрены работы, в которых представлены экспериментальные и теоретические исследования по плазменно-стимулированному воспламенению и стабилизации горения в высокоскоростных потоках. Особое внимание уделяется анализу влияния на воспламенение таких параметров газоразрядной плазмы как приведенное электрическое поле, концентрация электронов, вкладываемая в разряд электрическая мощность. В работах [14–17] изучалась возможность применения для воспламенения углеводородного топлива высоковольтного наносекундного разряда, развивающегося в виде высокоскоростной волны ионизации и создающего сильно возбужденную плазму в разрядном промежутке. Данный тип разряда обладает большой скоростью распространения и обеспечивает объемное воспламенение неподвижных горючих смесей. В [14–16] проведено систематическое исследование сдвига воспламенения и инициирования горения при одновременном воздействии на газ ударной волны и импульсного неравновесного разряда. Оценивается относительный вклад термического и неравновесного возбуждения газа. В [16] исследуется возможность использования наносекундного разряда, создаваемого в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов до 50 кГц, для воспламенения дозвуковых воздушно-углеводородных потоков. Экспериментально показано, что с увеличением скорости дозвукового потока эффективность горения резко падает, а при скорости больше 70 м/с воспламенения не происходит. Применение застойной зоны, куда вводится дополнительное количество горючего, повышает эффективность горения, однако пламя из каверны стационарно не выходит в основной поток, а процесс горения в канале происходит отдельными вспышками. В [18] рассмотрено влияние факельного разряда постоянного и переменного тока на процесс горения сверхзвуковых потоков воздушно-углеводородных смесей. Конструкция плазменных генераторов позволяла в условиях факельного разряда нагревать газ до 5000 К. Рассмотрена возможность использования

данной конструкции в качестве воспламенителя для прямоточного двигателя. Проблемы, связанные с использованием газового разряда для перемешивания топлива с высокоскоростным потоком воздуха рассмотрены в [19]. Продемонстрирован эффект воспламенения не перемешанного топлива при низкой температуре газа с помощью неоднородного многоэлектродного разряда. Воспламенение пропан-воздушной смеси в условиях подкритического несамостоятельного СВЧ-разряда, возбуждаемого с помощью различного типа инициаторов, исследовано в [20–22]. Плазменная технология позволяет в масштабах реального времени целенаправленно воздействовать на высокоскоростные топливовоздушные потоки, управлять процессом сжигания многокомпонентных химически активных смесей в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках и стабилизировать горение топлива в прямоточных воздушно-реактивных двигателях.

В настоящее время для повышения эффективности прямоточного двигателя со сверхзвуковой скоростью потока в камере сгорания активно разрабатываются новые способы, позволяющие увеличить скорость горения и обеспечить полное сгорание топлива внутри двигателя без применения различных застойных зон в виде каверн, уступов, пилонов, плохообтекаемых механических стабилизаторов. Альтернативой механическим стабилизаторам является применение различного типа электрических разрядов [13–22]. Для поддержания стабильного горения воздушно-углеводородных смесей в нашей лаборатории широко используется квазистационарный пульсирующий поперечно-продольный разряд [23–30]. Для применения поперечно-продольного разряда в качестве стабилизатора горения топлива необходимо знать его характеристики и параметры низкотемпературной плазмы. В настоящей работе проведено экспериментальное изучение нагрева газа в плазме, создаваемой в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках с помощью пульсирующего поперечно-продольного электродного разряда. Экспериментально получены зависимости температуры газа от величины разрядного тока и скорости потока.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка состоит из вакуумной барокамеры объемом три кубических метра, двух камер высокого давления для хранения пропана и сжатого воздуха, системы для создания сверхзвукового потока, прямоугольного расширяющегося аэродинамического канала, высоковольтного источника питания, системы синхронизации и диагностической аппаратуры. Расширяющийся аэродинамический канал использовался с целью предотвращения его тепло-

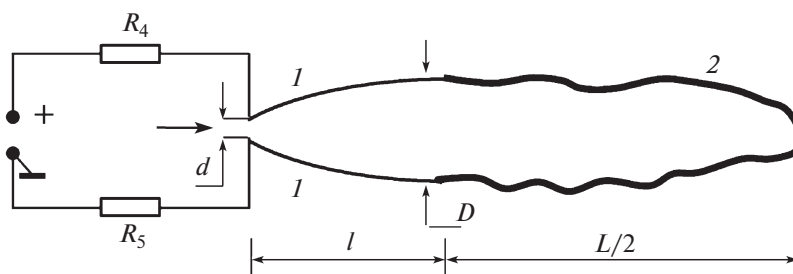


Рис. 1. Схематическое изображение блока питания, электродной системы и плазменной петли пульсирующего поперечно-продольного разряда: 1 – электродный узел (анод сверху, катод внизу), 2 – плазменная петля, 3 – источник питания постоянного тока, 4 – балластное сопротивление, 5 – сопротивление для измерения разрядного тока; l – продольная длина электродов, L – полная длина плазменного канала. Стрелка показывает направление распространения воздушного потока.

вого записания при горении углеводородного топлива [31]. Подробное описание установки приведено в [23–26]. Основой экспериментальной стенда является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера длиной 3 м, внутренний диаметр которой равен 1 м. Вакуумная система позволяет откачивать воздух в барокамере до давления 0.01 Торр. Система хранения воздуха высокого давления состоит из газгольдера объемом 0.6 м^3 с компрессором, поднимающим давление воздуха до величины $p_0 = 1\text{--}6 \text{ атм}$, клапана высокого давления, запорного клапана и электромагнитного клапана с временем срабатывания $t \sim 10 \text{ мс}$ (длительность переднего фронта). Воздух высокого давления с помощью гибкого воздуховода поступает на вход профилированного сопла Лавала, к выходу которого жестко присоединен расширяющийся аэродинамический канал прямоугольного сечения. Сверхзвуковой поток создается в аэродинамическом канале, установленном внутри барокамеры. При этом отношение выходного сечения $S_2 = 38 \text{ см}^2$ к входному $S_1 = 3 \text{ см}^2$ сечению канала $S_2/S_1 = 12.7$. Продольная длина канала 50 см. Поперечно-продольный разряд формировался между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами, сечение которых представляло собой тонкий вытянутый ромб со сглаженными вершинами (максимальная толщина электродов не превышала 1 мм, а ширина – 5 мм). Электроды монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала симметрично относительно его продольной оси с точной регулировкой расстояния между ними. Минимальное расстояние d между электродами (смотри рис. 1) изменялось от 0.1 мм до 1 мм и определялось с помощью набора эталонных пластин с шагом 0.1 мм. Длина электродов одинакова и равна $l = 65 \text{ мм}$. Максимальное расстояние D между анодом и катодом равно 20 мм.

Используемый электродный узел позволял легко реализовать пульсирующий разряд постоянного тока без его дополнительной инициации в широком диапазоне давления $p = 10\text{--}760 \text{ Торр}$ воздуха в барокамере, скорости потока $v = 50\text{--}600 \text{ м/с}$, температуры холодного воздуха в потоке $T = 168\text{--}250 \text{ К}$ [2, 23–26]. Основные эксперименты проводились при открытой барокамере при атмосферном давлении воздуха. Для создания разряда использовался стационарный источник питания, позволяющий изменять выходное напряжение от 1 до 4.5 кВ, и обеспечивающий в течение 2 с существование поперечно-продольного пульсирующего разряда при токе от 2 до 20 А и длительности импульса до 2 с. Массовый расход воздуха $dm/dt = 60\text{--}120 \text{ г/с}$, пропана – 2–6 г/с.

Схематическое изображение блока питания, электродной системы и плазменной петли пульсирующего поперечно-продольного разряда представлено на рис. 1, где L – полная длина плазменного канала, l – продольная длина электродов, стрелка показывает направление распространения воздушного или пропан-воздушного потоков. Электрическая схема состоит из последовательно включенных стационарного источника питания (3) с выходным напряжением $U_0 = 4.5 \text{ кВ}$ и внутренним сопротивлением $r = 100 \text{ Ом}$, балластного сопротивления, величина которого могла ступенчато переключаться в пять фиксированных позиций $R_4 = 145\text{--}675 \text{ Ом}$, безындукционного сопротивления $R_5 = 0.32 \text{ Ом}$ для измерения величины разрядного тока. Падение напряжения на разряде измерялось с помощью безындукционного делителя напряжения с коэффициентом деления $k = 8760$. Для синхронизации работы электромеханических затворов и разряда используется специальная схема, позволяющая изменять в широких пределах от 0 до 2 с с фиксированными временными задержками по отношению друг к другу временную задержку между открытием клапана в воздуховоде и включением разряда. Система синхронизации позво-

ляет вводить воздух в аэродинамический канал и создавать исследуемый разряд. В экспериментах, как правило, сверхзвуковой воздушный поток существует в течение $\tau_0 = 2-3$ с. В течение $\tau_1 = 1-2$ с создавался разряд с временной задержкой $\Delta t_1 = 0.4$ с по отношению к пуску воздуха.

3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В экспериментах использовался диагностический комплекс, состоящий из цифровых спектрографов, осциллографов, фотокамер и видеосистемы, персональных компьютеров. Основные параметры пульсирующего разряда определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Параметры потока определялись по измеренным значениям статического p_1 и полного p_0 давлений соответственно, в аэродинамическом канале и ресивере, содержащем сжатый до высокого давления воздух. По измеренному отношению p_1/p_0 , используя хорошо известные формулы газовой динамики [2], рассчитывались величины скорости потока, температуры газа и концентрации молекул воздуха в холодном высокоскоростном потоке.

Процесс развития плазменной петли фиксировался с использованием цифровой видеокамеры "ВидеоСпринт" с электронно-оптическим затвором. Съемка проводилась при частоте повторения кадров от 5000 до 32000 Гц со временем экспозиции одного кадра от 2 до 100 мкс. Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксировался с помощью цифрового двухканального спектрометра AvaSpec-2048-2-DT с полушириной аппаратной функции 0.06 нм для первого канала и 0.35 нм для второго. Усреднение проводилось за время экспозиции $\tau = 2$ мс.

В спектре излучения плазмы нестационарного пульсирующего разряда в высокоскоростном потоке воздуха при атмосферном давлении в барокамере присутствуют интенсивные полосы циана и молекулярного иона азота, спектральные линии атомарного водорода, кислорода, азота и меди, а также наблюдается интенсивный континуум. Для измерения параметров плазмы необходимо было провести коррекцию зарегистрированного спектра с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа [32–34]. Калибровка абсолютной чувствительности спектрографа выполнялась с использованием специальной вольфрамовой лампы накаливания, интенсивность излучения которой определяется температурой вольфрамовой ленты, зависящей от величины тока, проходящего через лампу. При определении коэффициента спектральной чувствительности спектрографа учитывался тот факт, что при фиксированной температуре воль-

фрама его серость (отличие интенсивности излучения вольфрама от излучения абсолютно черного тела) меняется при изменении длины волны излучения [34].

Температура газа в плазменном канале пульсирующего разряда определялась спектральным методом по полосам циана [35–37] и молекулярного иона азота. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос CN и N_2^+ при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора и различных эффектов, приводящих к уширению спектральных линий в плазме изучаемого разряда. Далее проводилось сравнение экспериментально полученного спектра с данными математического моделирования. Температура газа считалась равной температуре, при которой получалось наилучшее совпадение рассчитанных данных с экспериментальными результатами. При расчете для компьютерного моделирования исследуемого спектра использовалась программа, разработанная в нашей лаборатории на базе MATLAB, а также для верификации полученных данных применялась программа SpecAir 2.2. Точность определения температуры газа применяемым методом не хуже 5–10%.

На рис. 2 представлено сравнение экспериментально измеренного спектра излучения канальной плазмы поперечно-продольного разряда (штриховая синяя кривая) и модельного спектра (сплошная красная кривая), рассчитанного при температуре 8000 К. Эксперимент проводился при открытой барокамере при давлении неподвижного воздуха 750 Торр. Спектр зафиксирован вниз по потоку на расстоянии $z = 10$ мм от электродов при скорости потока 240 м/с, разрядном токе 5.5 А, минимальном расстоянии между электродами $d = 0.7$ мм. В области спектра от 360 до 430 нм в условиях высокоскоростного воздушного потока регистрируются только интенсивные полосы циана и молекулярного иона азота. Полосы второй положительной системы азота при этом слабо выражены и не подходят для измерения температуры газа. Из рис. 2 следует, что модельный спектр хорошо совпадает с измеренным спектром, а температура газа в канальной плазме нестационарного поперечно-продольного разряда равна 8000 К.

Для апробации спектрального метода измерения температуры газа по неразрешенной вращательной структуре молекулярных полос отдельные эксперименты проводились также при создании поперечно-продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха потока $M = 2$ при давлении неподвижного газа в барокамере 90 Торр. В сверхзвуковом потоке при $M = 2$ давление воздуха порядка 98 Торр. В этих условиях в спектре излучения канальной плазмы

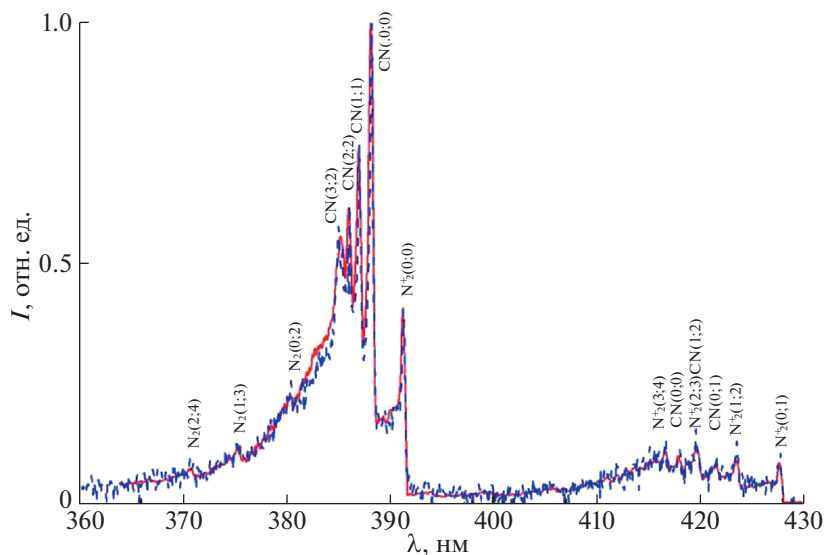


Рис. 2. Спектр излучения плазмы поперечно-продольного разряда в области длин волн 360–430 нм. Штриховая кривая – эксперимент, сплошная кривая – моделирование при температуре $T = 8000$ К.

поперечно-продольного разряда одновременно наблюдаются полосы второй положительной системы азота, молекулярные полосы циана и полосы первой отрицательной системы молекулярного иона азота.

На рис. 3 приведено сравнение экспериментально измеренного спектра излучения плазмы канального пульсирующего поперечно-продольного разряда с рассчитанным спектром. Видно, что колебательно-вращательные спектры различных компонент подчиняются единой зависимости $F(T)$. Даже при давлении 90 Торр исследуемый продольно-поперечный разряд в сверхзвуковом воздушном потоке представляет собой близкую к равновесной систему. На рис. 3 обращает на себя внимание тот факт, что электронно-колебательно-вращательный спектр для всех компонент (молекулярный азот, молекулярный ион азота и циан) может быть в первом приближении описан единой температурой, по порядку величины равной $T_g = T_v = 7500$ К.

Подобный результат был также зарегистрирован при исследовании свободно-локализованного СВЧ-разряда в неподвижном воздухе при изменении давления газа от 1 до 750 Торр. С увеличением давления от 1 до 100 Торр в плазме СВЧ-разряда суммарная интенсивность свечения второй положительной системы азота монотонно возрастает, при 200 Торр она достигает максимального при данных условиях значения, а при дальнейшем росте давления интенсивность свечения полос второй положительной системы азота резко уменьшается почти до нуля. В отличие от второй положительной системы с ростом давления интенсивность свечения полос первой отри-

цательной системы молекулярного иона азота в плазме СВЧ-разряда с ростом давления монотонно возрастает и достигает максимального значения при атмосферном давлении. Интенсивность свечения первой отрицательной системы молекулярного иона азота отражает ход зависимости концентрации электронов, которая монотонно увеличивается с ростом давления воздуха.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 представлена зависимость температуры газа от скорости воздушного потока при разрядном токе $i = 9.8$ А и различных минимальных расстояниях d между анодом и катодом. Видно, что при фиксированном разрядном токе температура газа нарастает при увеличении скорости потока при всех исследованных значениях минимального расстояния между анодом и катодом. При этом для любой фиксированной скорости потока с ростом d нагрев газа увеличивается.

В работах [29, 30] показано, что при увеличении межэлектродного минимального расстояния d резко возрастает падение напряжения на разряде, уменьшается длина канала и, соответственно, растет напряженность электрического поля.

В работе [30] экспериментально получена зависимость средней напряженности продольного электрического поля от скорости воздушного потока при различных значениях разрядного тока и минимального расстояния между анодом и катодом d . Полученные результаты представлены на рис. 5. Можно видеть, что увеличение скорости потока приводит к росту напряженности поля при всех значениях тока и межэлектродного рас-

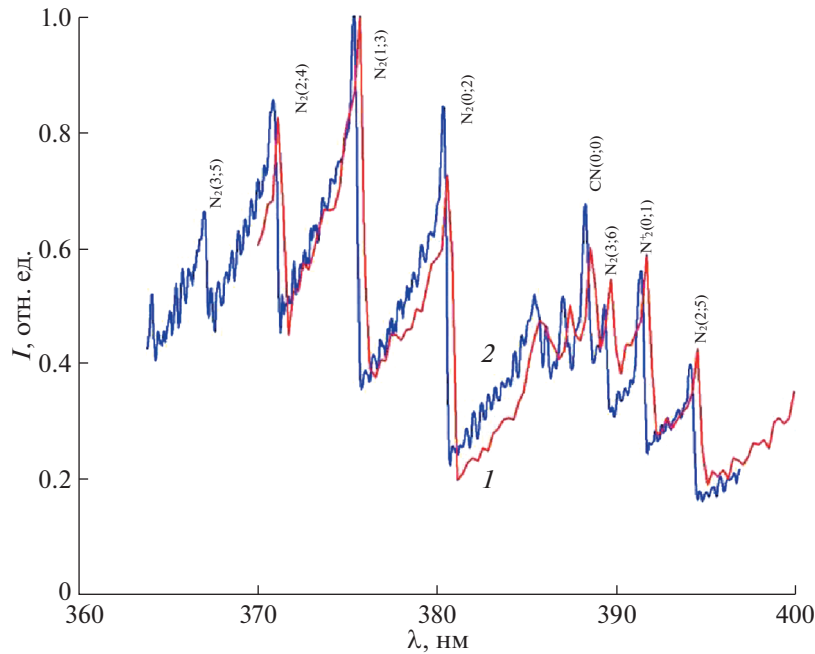


Рис. 3. Сравнение экспериментально зарегистрированного спектра (кривая 1) с рассчитанным при температуре $T = 7500$ К спектром (кривая 2).

стояния. Однако при любой фиксированной скорости потока увеличение разрядного тока ведет к уменьшению величины продольного электрического поля, тогда как рост минимального межэлектродного расстояния приводит к возрастанию электрического поля [30].

На рис. 6 приведена зависимость температуры газа в канальной плазме пульсирующего поперечно-продольного разряда от скорости воздушного потока. Измерения проводились на расстоянии $z = 20$ мм от электродов и значении разрядного

тока $i = 12.5$ А (прямая 1), и на расстоянии $z = 10$ мм и токе $i = 14.5$ А (прямая 2). Из представленных на рис. 5 данных следует, что увеличение скорости воздушного потока приводит к росту температуры газа, причем скорость нарастания температуры одинакова в обоих случаях. При этом при всех значениях скорости потока рост разрядного тока ведет к увеличению нагрева газа.

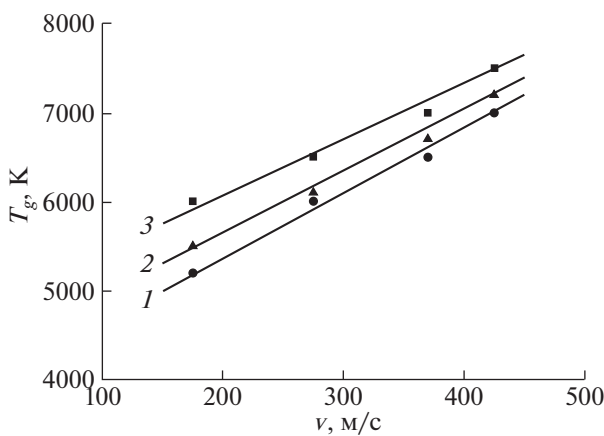


Рис. 4. Зависимость температуры газа от скорости потока на расстоянии $z = 3$ мм от анода при $i = 9.8$ А, d , мм: 1 – 0.35; 2 – 0.5; 3 – 0.7.

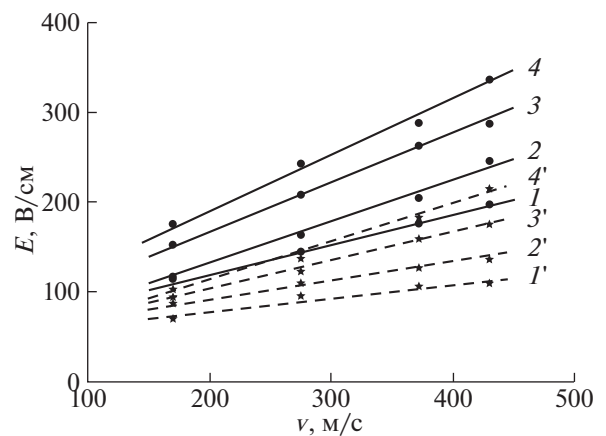


Рис. 5. Зависимость средней по длине канала напряженности продольного электрического поля в плазменной петле от скорости потока воздуха при разрядном токе 5.5 А (сплошные кривые) и $i = 15.5$ А (штриховые кривые) и различных значениях расстояния между анодом и катодом d , мм: 1 (1') – 0.2; 2 (2') – 0.4; 3 (3') – 0.6; 4 (4') – 0.8 [30].

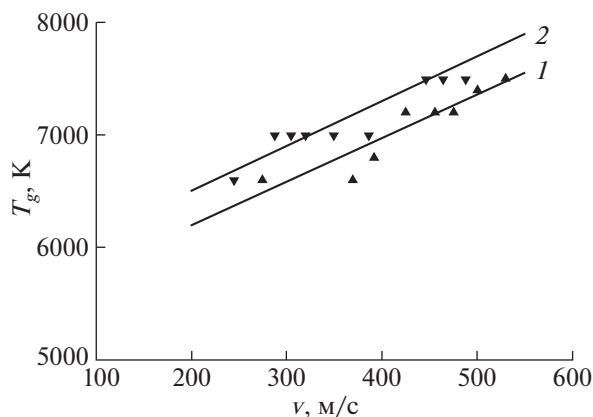


Рис. 6. Зависимость температуры газа от скорости потока в плазменном канале при $z = 20$ мм и $i = 12.5$ А (прямая 1) при $z = 10$ мм и $i = 14.5$ А (прямая 2).

Зависимость температуры газа в канальной плазме пульсирующего поперечно-продольного разряда от расстояния z от электродов представлена на рис. 7. Разряд создавался в высокоскоростных потоках воздуха со скоростями 275 м/с – 1 и 475 м/с – 2 при разрядном токе $i = 12.5$ А – 1 и 15.5 А – 2. Видно, что вблизи электродов на расстоянии $z = 0–40$ мм температура газа остается приблизительно постоянной, тогда как с увеличением расстояния T_g монотонно уменьшается. При этом с ростом разрядного тока и скорости потока температура газа увеличивается при всех значенных расстояния $z > 0$ мм от электродов.

Зависимость температуры газа от разрядного тока при скорости воздушного потока 240 м/с – 1 и 420 м/с – 2 представлена на рис. 8. Измерения проводились на расстоянии $z = 25$ мм от анода при минимальном расстоянии между электродами $d = 0.7$ мм. Видно, что рост разрядного тока ведет к увеличению нагрева газа как при скорости воздушного потока 240 м/с, так и 420 м/с. При этом темп нарастания температуры газа при различных токах одинаков. Видно также, что с увеличением скорости воздушного потока температура газа увеличивается, что соответствует увеличению концентрации электронов в плазме пульсирующего разряда.

Полученные результаты легко объясняются тем фактом, что с ростом d падение напряжения U на разрядном промежутке резко, в 4 раза, возрастает, при этом длина плазменного канала L незначительно в 1.5–2 раза растет, что ведет к увеличению электрического поля $E = U/L$ в плазме и росту нагрева газа. Увеличение скорости потока слабо влияет на падение напряжения на разрядном канале, но ведет к уменьшению его длины и, соответственно, к увеличению напряженности электрического поля. С ростом разрядного тока

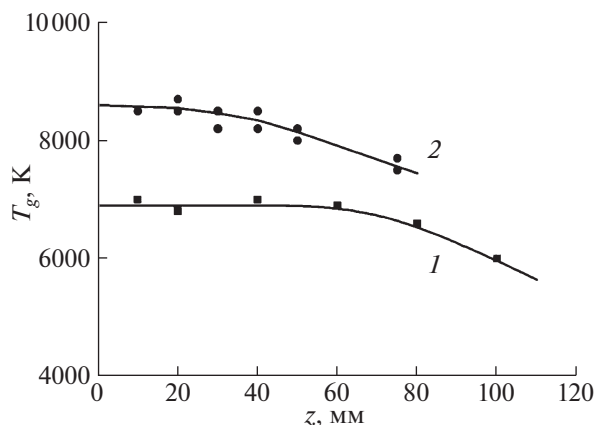


Рис. 7. Зависимость температуры газа T_g в плазменном канале от продольной координаты z при $v = 275$ м/с и $i = 12.5$ А (кривая 1) и $v = 475$ м/с и $i = 15.5$ А (кривая 2).

увеличивается концентрация электронов. Что ведет при упругом механизме нагрева газа к росту температуры воздуха в канале.

Высокая температура газа в канальной плазме пульсирующего разряда позволила нам осуществить быстрое воспламенение углеводородного топлива и квазистационарное горение пропана в условиях высокоскоростного воздушного потока. Аэродинамический канал помещен в открытую барокамеру, давление окружающего воздуха равно 760 Торр. Длительность процесса горения 2 с, массовые расходы воздуха 105 г/с и пропана 4.9 г/с соответственно. Средняя мощность нестационарного пульсирующего разряда порядка 8 кВт.

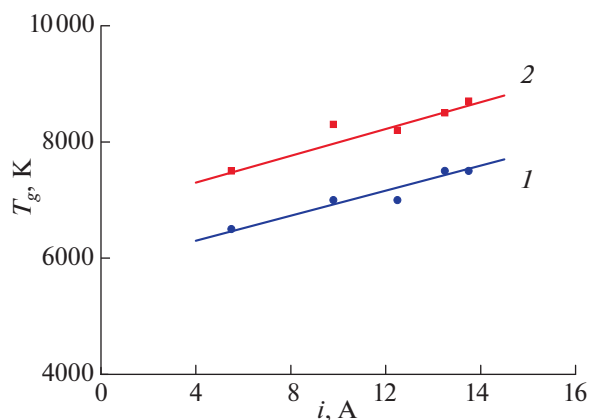


Рис. 8. Зависимость температуры газа от разрядного тока при скорости воздушного потока 240 м/с (прямая 1) и 420 м/с (прямая 2) на расстоянии $z = 25$ мм от анода при минимальном расстоянии между электродами $d = 0.7$ мм.



Рис. 9. Фотография плазменно-стимулированного горения пропан-воздушного топлива в расширяющемся аэродинамическом канале длиной $L = 50$ см. Время экспозиции кадра $t_{\text{exp}} = 16$ мс из полного времени пуска 2 с.

В качестве примера на рис. 9 приведена фотография плазменно-стимулированного сверхзвукового горения пропан-воздушной смеси в гладком расширяющемся аэродинамическом канале. Время экспозиции кадра $t_{\text{exp}} = 16$ мс. Частота повторения плазменных петель порядка 1000 Гц, т.е. за время экспозиции последовательно реализуются 16 циклов поперечно-продольного разряда. Каждая плазменная петля приводит к воспламенению пропана вблизи электродного узла. Скорость потока на входе в канал 480 м/с, чему соответствует число Маха потока $M_1 = 1.8$. За время 1 мс, чему соответствует период следования плазменных петель поперечно-продольного разряда, пламя распространяется вниз по потоку на расстояние порядка 50 см, т.е. равному продольному размеру аэродинамического канала. За время существования плазменной петли пульсирующего разряда стабильно наблюдается несамостоятельное горение пропана. При выключении продольно-поперечного пульсирующего разряда самостоятельное горение пропана не фиксируется.

Из рис. 9 видно, что в процессе сверхзвукового сгорания пропана на выходе из аэродинамического канала образуется короткий факел голубого цвета, т.е. при горении не образуется сажа, поэтому в спектрах, снятых в различных областях вдоль аэродинамического канала и на выходе из него, полностью отсутствуют полосы Свана молекулярного углерода. Плазменно-стимулированное воспламенение происходит в зоне электродного узла, при этом температура пламени линейно нарастает по длине аэродинамического канала по мере догорания топлива [26]. Величина повышенного давления в процессе реализации сверхзвукового горения пропан-воздушной смеси внутри закрытой барокамеры, увеличение температуры воздуха, а также значение возникающей при го-

рении пропана в сверхзвуковом воздушном потоке тяги (подробнее о методах исследования и о полученных результатах смотри [26]) указывают на то, что в условиях несамостоятельного плазменно-стимулированного горения достигается высокая степень сгорания топлива внутри канала, моделирующего камеру сгорания сверхзвукового прямооточного воздушно-реактивного двигателя.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что в условиях применения поперечно-продольного пульсирующего разряда реализуется быстрое объемное воспламенение и квазистационарное несамостоятельное горение пропана в условиях сверхзвукового воздушного потока. Полученные в данной работе результаты по нагреву воздуха в канальной плазме позволяют сделать предварительный вывод, что в условиях пульсирующего электродного разряда основным параметром, обеспечивающим квазистационарное несамостоятельное горение углеводородного топлива, является высокая газовая температура.

Константин Корнев является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” и благодарит его за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный Г.Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматлит, 1959. 220 с.
2. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Издание 4-е. М.: Наука, 1976. 597 с.
3. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей. Учебник для вузов / Под редакцией Шляхтенко С.М. Издание 2-е. М.: Машиностроение, 1987. 568 с.
4. Бартльме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981. 280 с.
5. Алферов В.И., Бушмин А.С. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 1775.
6. Алферов В.И., Бушмин А.С., Калачев Б.В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 1281.
7. Пащенко Н.Т., Райзер Ю.П. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 1086.
8. Королев Ю.Д., Франц О.Б., Ландль Н.В., Гейман В.Г., Ененко А.А., Постников Б.В., Ломанович К.А. // Теплофизика высоких температур. 2010. № 1 (дополнительный). С. 35.
9. Korolev Y.D., Matveev I.B. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2507.
10. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., Geyman V.G., Matveev I.B. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2007. V. 35. P. 1651.
11. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., Geyman V.G., Matveev I.B. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 586.

12. *Chernyi G.G.* // 3 Weakly Ionized Gases Workshop, 1–5 November 1999, Norfolk, VA, USA, AIAA-99-4819.
13. *Fomin V.M., Tretyakov P.K., Taran J.-P.* // Aerospace Science and Technology. 2004. V. 8. P. 411.
14. *Starikovskaya S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. R265.
15. *Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N., Mintousov E.I., Nudnova M.M., Rakitin A.E., Roupasov D.V., Starikovskaia S.M., Zhukov V.P.* // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 1182.
16. *Adamovich I.V., Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G.* // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 1198.
17. *Александров Н.Л., Киндышева С.В., Кукаев Е.Н., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 941.
18. *Jacobsen L.S., Carter C.D., Baurle R.A., Jackson T., Williams S., Barnett J., Tam C.-J., Bivolaru D.* // J. Propulsion and Power. 2008. V. 24. P. 641.
19. *Leonov S., Yarantsev D., Carter C.* // J. Propulsion and Power. 2009. V. 25. P. 289.
20. *Artem'ev K.B., Kazantsev S.Yu., Kononov N.G., Kossyi I.A., Malych N.I., Popov N.A., Tarasova N.M., Filimonova E.A., Firsov K.N.* // J. Phys. D – Applied Phys. 2013. V. 46. P. 055201-11.
21. *Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L.V.* // J. Propulsion and Power. 2009. V. 25. P. 123.
22. *Esakov I., Grachev L., Khodataev K., Van Wie D.* // AIAA Papers. 2004. V. 2004. P. 840.
23. *Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 551.
24. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 314.
25. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 661.
26. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Копыл П.В., Логунов А.А.* // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. С. 183.
27. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Вестн. Московского университета. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2018. № 5. С. 43.
28. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Вестн. Московского университета. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 75.
29. *Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н.* // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. С. 836.
30. *Логунов А.А., Корнев К.Н., Шибкова Л.В., Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. С. 22.
31. *Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. С. 353.
32. *Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М.* Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ. 1996. 204 с.
33. *Шибкова Л.В., Шибков В.М.* Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005. 200 с.
34. *Малышев В.И.* Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979. 480 с.
35. Оптическая пирометрия плазмы. Сб. статей / Ред. Н.Н. Соболев. М.: Иностран. лит-ра, 1969. 428 с.
36. *Maecker H., Peters T.* // Zeitschrift für Physik. 1954. V. 139. P. 448.
37. *Spier J.L., Smit-Miessen M.M.* // Physica. 1942. V. 9. P. 422.