———— ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ———

УДК 533.9.03.537.5

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ГАЗА

© 2020 г. Л. В. Шибкова¹, В. М. Шибков^{1, *}, А. А. Логунов¹, Д. С. Долбня¹, К. Н. Корнев¹

 1 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия *E-mail: shibkov@physics.msu.ru
Поступила в редакцию 24.07.2019 г.
После доработки 02.02.2020 г.
Принята к публикации 10.03.2020 г.

Определены параметры плазмы нестационарного пульсирующего поперечно-продольного разряда, создаваемого в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. Показано, что в анодной части плазменной петли напряженность продольного электрического поля, а также концентрация и температура электронов превышают соответствующие значения в катодной части петли. Исследовано влияние скорости потока газа и разрядного тока на температуру электронов в плазме пульсирующего разряда в воздухе и пропан-воздушной смеси.

DOI: 10.31857/S0040364420060198

ВВЕДЕНИЕ

Для эффективной работы высокоскоростного прямоточного воздушно-реактивного двигателя поток топливовоздушной смеси должен сохранять сверхзвуковую скорость на всех участках своего пути. Высокая скорость газа делает сложным управление потоком внутри камеры сгорания. Проходящая со сверхзвуковой скоростью через прямоточную камеру топливовоздушная смесь должна иметь достаточно времени для полного сгорания с целью порождения максимальной тяги. Минимальное число Маха, при котором прямоточный двигатель может эффективно работать, ограничено тем, что сжатый поток должен быть достаточно горячим для горения топлива и иметь давление, достаточно высокое для завершения химических реакций до того, как топливовоздушная смесь покинет сопло. 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. Одним из таких способов является применение различного типа электрических разрядов [1–14].

Влияние газового разряда на кинетику воспламенения водородно-кислородной смеси рассмотрено в [1]. В [2] представлен обзор работ, выполненных до 2004 года, в которых проведены экспериментальные и теоретические исследования по плазменно-стимулированному воспламенению и стабилизации горения в высокоскоростных потоках. Влияние факельного разряда на процесс горения в прямоточном двигателе этилена и авиационного керосина ЈР-7 в сверхзвуковых воздушных потоках рассмотрено в [3]. Исследование сдвига воспламенения и инициирования горения при одновременном воздействии на газ ударной волны и импульсного неравновесного разряда проведено в [4, 5]. В [6] представлены результаты моделирования динамики воспламенения метано-воздушной смеси с помощью высоковольтного наносекундного разряда. В работах [7-9] приведены результаты по стабилизации с помощью низкотемпературной плазмы сверхзвукового горения пропана в аэродинамических каналах различной конфигурации. Влияние поверхностного СВЧ-разряда на воспламенение высокоскоростных пропан-воздушных потоков изучено в [10]. Результаты экспериментального исследования динамики воспламенения тонких пленок спирта и основные параметры пламени в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда при атмосферном давлении воздуха приведены в [11, 12]. Проблемы, связанные с использованием газового разряда для перемешивания топлива с высокоскоростным потоком воздуха, рассмотрены в [13]. Влияние внешнего магнитного поля на процесс горения высокоскоростной воздушноуглеводородной смеси исследовано в [14].

В указанных работах, а также во многих других исследованиях показано, что применение газоразрядной плазмы в большинстве случаев приводит к воспламенению топлива. При этом период

индукции изменяется от микросекундного (высоковольтные наносекундные сильноточные разряды, объемные и поверхностные сверхвысокочастотные разряды) до миллисекундного диапазона (слаботочные разряды постоянного тока). Применение наносекундных и микросекундных разрядов с частотой повторения импульсов до нескольких килогерц не может обеспечить режим постоянного горения топлива в сверхзвуковых воздушных потоках. Для стабилизации горения топлива в [15-24] предлагается использовать квазистационарные пульсирующие поперечные, продольные и поперечно-продольные разряды, создаваемые в высокоскоростных многокомпонентных химически активных газовых потоках. Для эффективного использования поперечнопродольного разряда с целью быстрого воспламенения и стабилизации горения воздушно-углеводородных смесей необходимо знать основные параметры низкотемпературной плазмы. Параметры свободно локализованных СВЧ-разрядов, применяемых для воспламенения углеводородных топлив в сверхзвуковых воздушных потоках представлены в [7, 25, 26]. Основные свойства и параметры плазмы поверхностного СВЧ-разряда приведены в [7, 27-29].

Настоящая работа посвящена определению параметров электронной компоненты в плазме нестационарного поперечно-продольного разряда, создаваемого в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках, а также в химически активных пропан-воздушных смесях. Исследуются пространственно-временные распределения температуры и концентрации электронов в катодных и анодных частях пульсирующей плазменной петли. Экспериментально определяются зависимости параметров плазмы от скорости потока и продольной координаты (расстояния вдоль плазменной петли вниз по потоку от анода и катода) при различных значениях разрядного тока.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальный стенд состоит из вакуумной камеры, двух ресиверов высокого давления для воздуха и пропана, системы для создания высокоскоростного потока, прямоугольного аэродинамического канала с присоединенным к нему воздуховодом, высоковольтного источника постоянного напряжения для создания газоразрядной плазмы, системы синхронизации и диагностической аппаратуры [7, 8, 15, 23, 24]. Основой экспериментальной установки является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера с внутренним диаметром 1 м и длиной 3 м. Пульсирующий поперечно-продольный разряд создавался внутри аэродинамического канала, который помещался внутри барокамеры. Сверхзвуковой поток в аэродинамическом канале со-

здавался при заполнении барокамеры воздухом через специально профилированное сопло Лаваля. Для предотвращения теплового запирания аэродинамического канала за счет тепловыделения, происходящего в условиях горения углеводородного топлива в сверхзвуковых воздушных потоках, использовался канал переменного сечения. При этом отношение выходного сечения $S_2 = 38 \text{ cm}^2 \text{ к входному сечению } S_1 = 3 \text{ cm}^2 \text{ канала}$ составляет $S_2/S_1 = 12.7$. Продольная длина канала — 50 см. Пульсирующий разряд, создаваемый с помошью источника постоянного напряжения U == 1-4.5 кВ, формировался между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами специальной формы [8, 15, 24]. Сечение электродов представляло собой тонкий вытянутый ромб со сглаженными вершинами. Максимальная толщина электродов не превышала 1 мм, а ширина — 5 мм. Кратчайшее расстояние между электродами равно 0.2 мм. Максимальное расстояние между анодом и катодом – 20 мм. Длина электродов олинакова и составляет 7 см. Анол и катол монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала симметрично относительно его продольной оси с точной регулировкой расстояния между ними. Расстояние определялось с помошью набора эталонных пластин с шагом 0.1 мм. Схематически часть аэродинамического канала и электродный узел изображены на рис. 1.

Эксперименты проводились при открытой барокамере при атмосферном давлении воздуха в условиях холодного высокоскоростного воздушного потока при следующих условиях: скорость потока изменялась в диапазоне 200-500 м/с, температура газа в потоке T=180-250 K, длительность существования высокоскоростного потока $\tau_1=3$ с, секундные массовые расходы воздуха и пропана -50-110 г/с и 4.4 г/с соответственно, разрядный ток изменялся в пределах от 5 до 16 A, длительность импульса разрядного тока $\tau_2=2$ с, длительность инжекции пропана $\tau_3=2$ с.

При подаче на электроды 2 и 3 постоянного напряжения по кратчайшему расстоянию между ними происходит пробой воздуха. Образующаяся при этом плазменная перемычка движется вместе

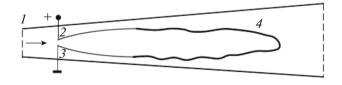


Рис. 1. Схематическое изображение части аэродинамического канала (I) с электродным узлом: 2 – анод, 3 – катод (заземлен), 4 – плазменная петля; стрелкой показано направление потока.

с высокоскоростным воздушным потоком, но скорости скольжения анодного и катодного пятен вдоль электродов меньше, чем скорость центральной части канала [24]. Двигаясь внутри межэлектродного промежутка, плазменный канал искривляется. Анодное пятно раньше достигает конца электрода и фиксируется на нем. Затем на кончике второго электрода фиксируется катодное пятно. Плазменная петля продолжает вытягиваться вниз по потоку. Исследуемый разряд представляет собой тонкий плазменный канал диаметром порядка 1 мм. Длина канала увеличивается, падение напряжения на нем растет и может превысить пороговое значение для повторного пробоя. После достижения напряжения на разрядном промежутке порогового значения вблизи минимального расстояния между электродами происходит новый пробой. Образующаяся в этом месте плазма шунтирует предыдущий плазменный канал. Разрядный ток начинает протекать через вновь образовавшуюся плазму, при этом в предыдущей плазменной петле происходит рекомбинация заряженных частиц. Но к этому времени уже сформировался новый плазменный канал, и процесс повторяется периодически без полного обрыва разрядного тока. Пульсирующий характер разряда в потоке приводит к осцилляции напряжения на разрядном промежутке, разрядного тока и свечения плазмы. Глубина модуляция напряжения на разряде равна 100% как для дозвуковых, так и сверхзвуковых скоростей воздушного потока. Модуляция разрядного тока при увеличении скорости потока от 100 до 500 м/с уменьшается от 50 до 5%. Поэтому изучаемый разряд, создаваемый в воздушном потоке с помощью стационарного источника питания, в принципе представляет собой нестационарный пульсирующий разряд [8, 24].

Параметры высокоскоростного потока (скорость, массовый расход, температура и плотность) определялись по измеренным значениям статического p_1 и полного p_0 давлений соответственно в аэродинамическом канале и ресивере, содержащем сжатый до высокого давления воздух. Давление p_0 неподвижного воздуха в ресивере и статическое давление p_1 в потоке измерялись с помощью датчиков давления, расположенных в воздушном ресивере и на стенке аэродинамической трубы на расстоянии 5 см от выходного сечения сопла Лаваля. По измеренному отношению p_1/p_0 , с использованием хорошо известных формул газовой динамики [30] рассчитывалась безразмерная скорость потока λ и связанные с ней величины, определяющие скорость потока, температуру газа, плотность и концентрацию молекул воздуха в холодном высокоскоростном потоке.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Основные параметры пульсирующего разряда (временной ход падения напряжения на разряде, разрядного тока и свечения плазмы) определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Данная система позволила в масштабах реального времени проводить регистрацию сигналов: от электрических зондов; импульсных датчиков давления; термопарных датчиков; фотоэлектронного умножителя; цифрового спектрографа; тензодатчиков; безындукционного малого сопротивления, падение напряжения на котором пропорционально разрядному току; высоковольтного безындукционного делителя, позволяющего измерять напряжение на разрядном промежутке [8].

экспериментах проводились измерения средней по длине плазменного канала напряженности электрического поля в различные моменты времени существования плазменной петли. Поле вычислялось по формуле E(t) = U(t)/L(t), где U(t)и L(t) — напряжение и полная длина плазменного канала в данный момент времени. Длина L плазменной петли в различные моменты времени существования пульсирующего разряда определялась с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры "ВидеоСпринт", позволяющей фиксировать разряд с частотой следования кадров до 50 кГц при времени экспозиции каждого кадра 2 мкс. Вычисления E проводились с момента времени, когда плазменный канал фиксировался на концах анодного и катодного электродов. Установлено, что в течение развития одной плазменной петли среднее по длине плазменного канала поле остается практически постоянным. Это позволяет проводить усредненные измерения за время существования нескольких петель концентрации и температуры электронов, а также температуры газа по спектрам, полученным с помощью цифрового спектрографа при времени экспозипии 2 мс.

Однако этот метод измерения не позволяет получать данные о величине напряженности электрического поля в различных местах плазменного канала поперечно-продольного разряда в потоке газа. Для регистрации пространственно-временных распределений напряженности электрического поля в катодных и анодных частях пульсирующей плазменной петли использовался зондовый метод. В этом случае измерялась разность плавающих потенциалов двух вольфрамовых стержней диаметром 1 мм каждый, помещаемых на расстоянии 7 мм друг от друга, жестко закрепленных на диэлектрическом держателе, который мог перемещаться вдоль плазменного канала. Для высоковольтного делителя напряжения использовались безындукционные сопротивления $R_1 =$ $= 10 \text{ MOм и } R_2 = 1 \text{ кОм. На цифровом осцилло-}$

графе регистрировались сигналы от зондов через делители с коэффициентом $k=10^4$. Так как катод заземлен, то проведение измерений зондовым методом плавающих потенциалов не вызывает дополнительных трудностей. В анодной же части плазменной петли для измерения плавающего потенциала требуется применение оптоволоконных развязок, которые предотвращают возникновение пробоя на измерительную аппаратуру.

Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксируется с помощью цифрового двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы Avantes. Усреднение проводилось за время экспозиции $\tau = 2$ мс, частота повторения кадров — 20 к Γ ц, т.е. за один пуск длительностью t=2 с последовательно регистрируется до 40 спектров. Отличительной особенностью излучения плазмы нестационарного пульсирующего разряда в высокоскоростном потоке газа является то, что, наряду с интенсивными полосами циана и молекулярного иона азота, а также спектральными линиями атомарного водорода, кислорода, азота и меди, в спектре наблюдается мощный континуум. Для измерения параметров плазмы по зарегистрированному спектру необходимо было провести его коррекцию с учетом коэффициента спектральной чувствительности спектрографа [31-33]. Калибровка абсолютной чувствительности спектрографа выполнялась с использованием специальной вольфрамовой лампы накаливания, интенсивность излучения которой определяется температурой вольфрамовой ленты, зависящей от тока, проходящего через лампу. При определении коэффициента спектральной чувствительности спектрографа учитывался тот факт, что при фиксированной температуре вольфрама его серость (отличие интенсивности излучения вольфрама от излучения абсолютно черного тела) меняется при изменении длины волны излучения [34].

Концентрация электронов в сильно ионизованной плазме поперечно-продольного разряда определялась по уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода H_{α} и H_{β} . Уширение линии происходит не только из-за эффекта Штарка, но и за счет эффекта Доплера, эффектов давления и аппаратной функции спектрального прибора. Использовалась непосредственная связь концентрации электронов с полушириной $\Delta\lambda$ спектральной линии [32]. Из экспериментально полученных значений $\Delta\lambda$ выделялась штарковская компонента в соответствии с теорией контуров и эмпирической зависимостью, представленной в [35].

Природа регистрируемого непрерывного спектра может быть связана либо с эффектами торможения электронов на ионах или атомах, либо с рекомбинационным спектром, либо может опре-

деляться излучением нагретых металлических микрочастиц, попадающих в область разряда за счет их абляционного сноса с поверхности электродов. Оценки показывают, что в условиях эксперимента интенсивность тормозного спектра, возникающего при взаимодействии электронов с ионами, преобладает над интенсивностью спектра, связанного с торможением электронов на атомах. Рекомбинационный спектр немонотонно зависит от длины волны, тогда как измеренный сплошной спектр имеет монотонную зависимость от λ .

Метод измерения температуры электронов, применяемый в данной работе, заключается в сравнении зарегистрированного спектра с тормозным спектром, рассчитанным по следующей формуле при различных температурах электронов [36]:

$$I_{\lambda} = C_1 \frac{n_e n^+}{\lambda^2 T_e^{1/2}} \exp\left\{-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right\} d\lambda,$$

где C_1 — константа, n_e и n^+ — концентрации электронов и положительных ионов, λ — длина волны излучения, h и k — постоянные Планка и Больцмана, c — скорость света, T_e — температура электронов.

В работе [37] выполнено математическое моделирование функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) на основе решения кинетического уравнения Больцмана для сферически симметричной составляющей ФРЭЭ. Установлено, что в условиях слабоионизованной плазмы со степенью ионизации $\alpha = 10^{-6} - 10^{-4}$ реализуется неравновесная функция распределения электронов по энергиям, вид которой и средняя энергия электронов сильно зависят от степени колебательного возбуждения молекул. В противоположность этому в сильно ионизованной плазме при $\alpha > 10^{-3}$, что характерно для пульсирующего поперечно-продольного разряда [38], при тех же значения приведенного электрического поля 20-40 Тд реализуется максвелловская функция распределения с температурой электронов порядка 1-1.5 эВ, так как в этих условиях ФРЭЭ формируется в основном за счет электрон-электронных столкновений, частота которых намного превышает частоту обмена энергией при столкновении электронов с нейтральной компонентой.

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

Следует отметить, что регистрируемый в эксперименте непрерывный континуум (рис. 2) мог бы определяться тепловым излучением с поверхности нагретых в разряде микрочастиц. Однако, во-первых, в условиях эксперимента в сверхзвуковом потоке воздуха не представляется возможным определить сорт и размер таких частиц, если они есть в плазменном канале. Во-вторых, чтобы сформировался измеренный спектр, температура поверхности этих частиц должна быть равна 10000 К, но при такой температуре даже тугоплавкий вольфрам перейдет в газовую фазу. К тому же в спектре излучения разряда в области длин волн 370-400 нм наблюдаются интенсивные полосы шиана и молекулярного иона азота с неразрешенной вращательной структурой. Измеренная спектральным методом по этим полосам температура газа не превышает 4000 К в зависимости от условий эксперимента.

В спектре наблюдаются также спектральные линии атома меди $\lambda=510.5,\,515.3$ и 521.8 нм. По отношению интенсивностей этих линий методом, описанным в [23], определена температура распределения заселенностей возбужденных атомов меди. Она находится в пределах $1.0-1.5\,$ эВ, что близко к температуре электронов, измеренной по тормозному спектру.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования параметров плазмы пульсирующего поперечно-продольного разряда проводились при изменении скорости потока газа от 200 до 500 м/с и разрядного тока от 5.5 до 15.5 А. В экспериментах использовался электродный узел с кратчайшим расстоянием между анодом и катодом 0.2 мм. Регистрировались пространственно-временные распределения спектра излучения разряда и плавающего потенциала плазмы. Одновременно фиксировался временной ход разрядного тока и напряжения на разрядном промежутке. Снимался также видеофильм с частотой повторения кадров от 5 до 32 кГц с временем экспозиции одного кадра 2 мкс, что позволило определить изменение длины плазменной петли в течение ее развития.

Одной из основных характеристик разряда является напряженность электрического поля в плазме. В предыдущих работах [24, 38] показано, что средняя по длине плазменной петли напряженность электрического поля увеличивается с ростом скорости воздушного потока. Причем при любых скоростях воздушного потока увеличение разрядного тока приводит к уменьшению поля в плазме. Возник вопрос, одинакова ли величина напряженности электрического поля в различных местах по длине плазменного канала в условиях поперечно-продольного разряда? Для этого зондовым методом были измерены распределе-

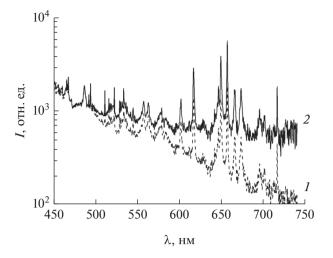


Рис. 2. Спектр излучения пульсирующего разряда, зарегистрированный на расстоянии z = 1 см от электродов (I) и пересчитанный с учетом спектральной чувствительности спектрографа (I).

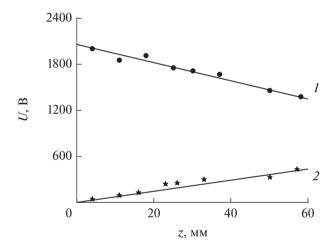


Рис. 3. Продольное распределение плавающего потенциала плазмы в анодной (1) и катодной (2) частях плазменной петли.

ния плавающих потенциалов вдоль анодной и катодной частей плазменной петли. Полученные результаты при скорости потока 210 м/с и разрядном токе 12.5 А представлены на рис. 3.

Видно, что в анодной части петли потенциал в пределах точности измерения линейно уменьшается с ростом расстояния z от электрода, а в катодной части — растет. Отсюда следует, что напряженность электрического поля является постоянной величиной как в анодной, так и в катодной части плазменной петли. Однако по модулю поле в анодной части составляет $E_a = 117$ В/см и направленно слева направо, тогда как в катодной — $E_k = 77$ В/см и направлено справа налево. При этом превышение E_a над E_k достигает 35%. Разные величины E_a и E_k должны приводить к

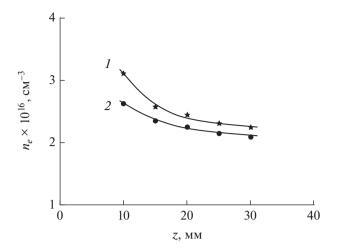


Рис. 4. Зависимость от расстояния концентрации электронов в анодной (I) и катодной (2) частях плазменной петли.

различным значениям концентрации и температуры электронов в анодной и катодной частях плазменного канала.

На рис. 4 приведены продольные зависимости концентрации электронов в анодной и катодной частях плазменного канала при скорости потока воздуха 420 м/с и разрядном токе 15.5 А. По мере удаления от электродов концентрация электронов уменьшается, причем в анодной части плазменной петли концентрация электронов систематически превышает значение n_e на тех же расстояниях вблизи катода приблизительно на 10-15%.

Аналогичные результаты получены при измерении продольного распределения температуры электронов (рис. 5). В этом случае спектры излучения плазмы поперечно-продольного разряда регистрировались в направлении, перпендикулярном плоскости распространения потока и плоскости плазменной петли. По мере удаления от электродов электронная температура, как и концентрация электронов, уменьшается. При этом превышение измеренной температуры электронов в плазменном канале вблизи анода над T_{a} около катода достигает 30%. Полученные результаты хорошо согласуются с данными о пространственном распределении электрического поля в плазменной петле поперечно-продольного разряда.

Зависимость температуры электронов от скорости воздушного потока при различных значениях разрядного тока представлена на рис. 6. В этом случае спектры излучения плазмы регистрировались в направлении, перпендикулярном направлению распространения потока, и в плоскости, параллельной плоскости плазменной петли. При фиксированном расстоянии $z=20\,\mathrm{mm}$ от

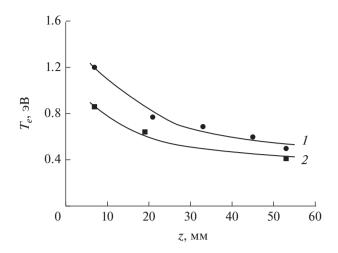


Рис. 5. Зависимость от расстояния температуры электронов в анодной (I) и катодной (Z) частях плазменной петли, разрядный ток — Z0. А, скорость воздушного потока — Z10 м/с.

концов электродов одновременно регистрировалась сумма излучения от катодной и анодной частей плазменного канала. С увеличением скорости воздушного потока средняя температура электронов уменьшается как при токе 5.5 A, так и при i=15.5 A. Причем при любой скорости потока температура электронов растет с увеличением разрядного тока.

Проведены также исследования влияния на температуру электронов в плазме пульсирующего поперечно-продольного разряда инжекции пропана в высокоскоростной воздушный поток. В качестве примера на рис. 7 представлена зависимость температуры электронов от скорости в пропан-воздушном потоке при массовом расходе

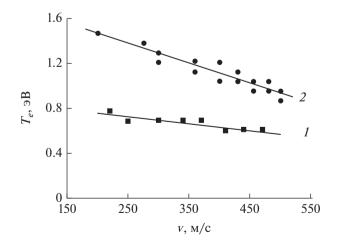


Рис. 6. Зависимость температуры электронов от скорости воздушного потока при разрядном токе i = 5.5 (*I*) и 15.5 A (*2*).

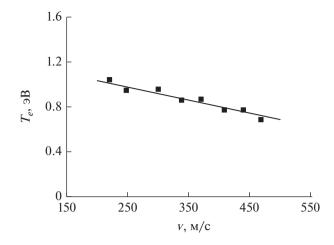


Рис. 7. Зависимость температуры электронов от скорости пропан-воздушного потока.

пропана 4.4 г/с и разрядном токе 15.5 А. Расстояние от электродов z = 20 мм.

В случае пропан-воздушной смеси зависимость средней температуры электронов от скорости качественно не меняется по сравнению с воздушным потоком, т.е. увеличение скорости приводит к уменьшению температуры электронов. При добавлении пропана в воздушный поток температура электронов резко уменьшается, что соответствует результатам [23, 38, 39]. Это связано с тем, что добавление пропана в воздушный поток ведет к увеличению потерь энергии электронов на диссоциацию, возбуждение и ионизацию молекул примеси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований выявлено существенное превышение напряженности продольного электрического поля в анодной части плазменной петли пульсирующего поперечно-продольного разряда над полем в катодной части петли. Показано, что средняя температура электронов, измеренная на расстоянии 20 мм от электродов, при увеличении скорости воздушного потока от 200 до 500 м/с уменьшается от 1.5 до 0.9 эВ при разрядном токе 15.5 А и от 0.8 до 0.6 эВ при i = 5.5 A. При скорости воздушного потока 220 м/с и разрядном токе 12.5 А температура электронов вниз по потоку вдоль разрядного канала снижается для анодной части плазменной петли от 1.2 до 0.55 эВ, а для катодной части от 0.9 до 0.45 эВ при увеличении продольной координаты от 5 до 55 мм. При добавлении в воздушный поток пропана температура электронов снижается, а при разрядном токе 15.5 А и увеличении скорости потока от 200 до 500 м/с уменьшается от 0.8 до 0.6 эВ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 18-02-00336).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.* Влияние газового разряда на воспламенение водородно-кислородной смеси // Кинетика и катализ. 2005. Т. 46. № 6. С. 821.
- Starikovskaya S.M. Plasma Assisted Ignition and Combustion // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. № 16. P. R265.
- 3. *Jacobsen L.S., Carter C.D., Baurle R.A., Jackson T., Williams S., Barnett J., Tam C.-J., Bivolaru D.* Plasma-assisted Ignition in Scramjets // J. Propul. Power. 2008. V. 24. № 4. P. 641.
- Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N., Mintoussov E.I., Nudnova M.M., Rakitin A.E., Roupassov D.V., Starikovskaia S.M., Zhukov V. P. Nanosecond-pulsed Discharges for Plasma-assisted Combustion and Aerodynamics // J. Propul. Power. 2008. V. 24. № 6. P. 1182.
- Adamovich I.V., Lempert W.R., Rich J.W., Utkin Y.G. Repetitively Pulsed Nonequilibrium Plasmas for Magnetohydrodynamic Flow Control and Plasma-assisted Combustion // J. Propul. Power. 2008. V. 24. № 6. P. 1198.
- 6. Александров Н.Л., Киндышева С.В., Кукаев Е.Н., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. Моделирование динамики воспламенения метано-воздушной смеси высоковольтным наносекундным разрядом // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 10. С. 941.
- 7. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A., Ershov A.P., Shibkova L.V. Microwave and DC Discharges in High-Speed Flow: Fundamentals and Application to Ignition // J. Propul. Power. 2009. V. 25. № 1. P. 123.
- 8. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Копыл П.В., Логунов А.А. Стабилизация с помощью низкотемпературной плазмы сверхзвукового горения пропана в расширяющемся аэродинамическом канале // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 183.
- 9. *Шибков В.М.* Влияние тепловыделения на течение газа в канале переменного сечения // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 353.
- 10. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Громов В.Г., Карачев А.А., Константиновский Р.С. Влияние поверхностного СВЧ-разряда на воспламенение высокоскоростных пропан-воздушных потоков // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 163.
- Шибков В.М., Шибкова Л.В. Динамика воспламенения тонких пленок спирта в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда при атмосферном давлении воздуха // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 10. С. 65.
- 12. *Шибков В.М., Шибкова Л.В.* Параметры пламени, возникающего при воспламенении тонких пленок спирта с помощью поверхностного СВЧ-разряда // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 1. С. 59.
- 13. Leonov S., Yarantsev D., Carter C. Experiments on Electrically-controlled Flameholding on a Plane Wall in a Supersonic Airflow // J. Propul. Power. 2009. V. 25. P. 289.

- 14. 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.
- 15. Колыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551.
- 16. *Алферов В.И.*, *Бушмин А.С.* Электрический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 6. С. 1775.
- 17. Алферов В.И., Бушмин А.С., Калачев Б.В. Исследование процессов горения разряда в потоке газа большой скорости // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. Вып. 11. С. 1281.
- Пащенко Н.Т., Райзер Ю.П. Тлеющий разряд в продольном потоке газа // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 5. С. 1086.
- 19. Fridman A., Nester S., Kennedy L.A., Saveliev A., Mutaf-Yardimci O. Gliding Arc Gas Discharge // Prog. Energy Combust. Sci. 1999. V. 25. № 2. P. 211.
- 20. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Шибков В.М., Черников В.А. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Механизмы распространения и неустойчивости разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 4. С. 516.
- 21. Ершов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Шибков В.М., Черников В.А. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Пространственно-временная структура и вольтамперные характеристики разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 5. С. 669.
- 22. Ершов А.П., Калинин А.В., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б., Шибков В.М., Черников В.А. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Микроскопические характеристики разряда // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. С. 856.
- 23. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* Параметры плазмы пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 314.
- 24. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661.

- 25. *Шибков В.М.* Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Математическое моделирование // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 693.
- 26. Шибков В.М. Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Эксперимент // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 871.
- 27. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Константиновский Р.С., Сурконт О.С., Черников В.А., Шибкова Л.В. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд в воздухе // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 1. С. 77.
- 28. *Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В.* Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 67.
- 29. *Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В.* Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 74.
- 30. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. 600 с.
- Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971. 552 с.
- Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 491 с.
- 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. *Olivero J.J, Longbothum R.L.* Empirical Fits to the Voight Line Width: a Brief Review // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1977. V. 17. № 2. P. 233.
- Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- 37. Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kornev K.N., Dolbnya D.S. Parameters of Electron Component in a Pulsating Discharge in a Supersonic Airflow // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1394. 012002.
- 38. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потоках // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2018. № 5. С. 43.
- 39. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Температура электронов в плазме разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 75.