

УДК 533.9.03.537.5

## СТАБИЛИЗАЦИЯ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ ПРОПАНА В РАСШИРЯЮЩЕМСЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

© 2019 г. В. М. Шибков<sup>1</sup>, \*, Л. В. Шибкова<sup>1</sup>, П. В. Копыл<sup>1</sup>, А. А. Логунов<sup>1</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: shibkov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 07.04.2018 г.

После доработки 01.07.2018 г.

Принята к печати 10.10.2018 г.

Реализована стабилизация горения пропан-воздушной смеси в условиях нестационарного пульсирующего продольно-поперечного разряда, создаваемого в сверхзвуковом холодном ( $T = 175$  К) воздушном потоке. Показано, что при стабилизации горения в условиях низкотемпературной плазмы полнота сгорания пропана составляет порядка 95%. Горение происходит при температуре пламени 1800–2000 К. В ходе эксперимента при плазменно-стимулированном горении пропана в расширяющемся аэродинамическом канале длиной 50 см с отношением площади выходного сечения к входному  $S_2/S_1 = 12.7$  при массовых расходах воздуха 105 г/с и пропана 4.9 г/с возникает сила тяги порядка 55 Н, что хорошо согласуется с величиной 60 Н, рассчитанной в условиях полного сгорания пропана.

DOI: 10.1134/S0040364419020200

### ВВЕДЕНИЕ

Для развития современной авиации требуются поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих управлять характеристиками воздушных потоков вблизи поверхности летательного аппарата, а также уменьшать время воспламенения топлива и стабилизировать процесс сверхзвукового горения в прямоточном двигателе. При высоких скоростях полета летательного аппарата, оснащенного прямоточным двигателем, воспламенение и сжигание топлива в камере сгорания осуществляется в условиях заторможенного, сильно сжатого и нагретого до высоких температур потока воздуха [1–4]. Высокая температура на входе в камеру сгорания обеспечивает возможность автовоспламенения топлива, и при последующем сжигании топлива возникают высокие тепловые нагрузки на элементы конструкции двигателя. В противоположность этому при низких температурах воздуха на входе в камеру сгорания проблематично стабилизировать горение топлива и обеспечить высокую полноту сгорания. Возможные технические решения связаны с использованием различных механических стабилизаторов. Для оценки эффективности протекания общей химической реакции  $A \rightarrow B$   $n$ -го порядка вводится число Дамкёлера, определяемое как  $D_a = kC_0^{n-1}t$ , где  $k$  – константа скорости реакции,  $C_0$  – начальная концентрация,  $n$  – порядок реакции,  $t$  – время [4]. В непрерывном или квази-

прерывном химическом процессе число Дамкёлера можно определить как  $D_a = \tau/t_r$ , где  $\tau$  – время пребывания вещества в реакторе,  $t_r$  – время реакции. Число Дамкёлера позволяет быстро оценить степень превращения вещества, которая может быть достигнута в проточном реакторе. При движении горючей смеси со скоростью, большей, чем скорость распространения фронта пламени, ее сжигание возможно только при наличии в потоке стационарного источника поджига, обеспечивающего непрерывное воспламенение горючей смеси – стабилизацию горения. Пламя удерживается стабилизатором в заданных условиях (давление, температура, расход) при скоростях течения смеси, меньших некоторых максимально возможных значений для данного типа стабилизатора. Максимальная скорость зависит от состава смеси, рода топлива, температуры и давления, а также от формы и размеров стабилизатора и параметров турбулентности набегающего потока. Однако существуют методы, которые позволяют решить проблему воспламенения холодного топливовоздушного потока и стабилизировать сверхзвуковое горение без использования застойных зон.

В научной литературе уже в течение нескольких десятилетий обсуждается вопрос о возможных способах эффективного управления процессами горения с помощью различных физических воздействий. В последнее время существенно усилился интерес к интенсификации горения га-

зофазных систем с использованием различных форм газового разряда применительно к сверхзвуковой плазменной аэродинамике. Методы управления горением воздушно-углеводородных сверхзвуковых потоков, основанные на генерации электрических разрядов, представляются в настоящее время наиболее перспективными. Поэтому в последнее время интенсивно развивается новое направление в физике плазмы — сверхзвуковая плазменная аэродинамика. Для улучшения аэродинамических характеристик летательных аппаратов предлагается с помощью различных электрических разрядов создавать перед ними и на их несущих поверхностях плазменные образования, а для уменьшения времени воспламенения горючего в гиперзвуковом прямоточном воздушно-реактивном двигателе и стабилизации горения использовать неравновесную низкотемпературную плазму. Плазменная технология позволяет целенаправленно воздействовать на дозвуковые и сверхзвуковые топливовоздушные потоки с помощью локального выделения в них дополнительной энергии. Это способствует достижению режима полного сжигания топлива в достаточно коротких аэродинамических каналах длиной  $L < 1$  м при умеренных ( $T \sim 1000$  К) температурах воздушного потока на входе в камеру сгорания. Разнообразие типов разрядов дает возможность менять в широких пределах соотношение между вкладом различных механизмов. Применение комбинированных разрядов может обеспечить необходимую скорость и интенсивность горения.

В обзоре [5] рассмотрены работы, в которых представлены экспериментальные и теоретические исследования по плазменно-стимулированному воспламенению и стабилизации горения в высокоскоростных потоках. В работах [6–8] изучается 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 [6, 7] проведено систематическое исследование сдвига воспламенения и инициирования горения при одновременном воздействии на газ ударной волны и импульсного неравновесного разряда. В [8] исследуется возможность использования наносекундного разряда 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. Возможность использования импульсно-периодического наносекундного разряда для поддержания процесса горения метан-воздушной смеси анализировалась в [9]. С этой целью проведено математическое моделирование влияния частоты повторения импульсов и их длительности на стабилизацию горения при постоянной вкладываемой мощности. Показано, что влияние наносекундного разряда на стабилизацию горения незначительно. Отмечается также, что величина вкладываемой в разряд электрической мощности является основным фактором, определяющим длительность стабилизации горения.

В [10] рассмотрено влияние факельного разряда постоянного и переменного токов на процесс горения сверхзвуковых потоков воздушно-углеводородных смесей. В качестве топлива использовались этилен и авиационный керосин JP-7. 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, изучены в [11]. Инициирование воспламенения горючей газовой смеси излучением мощного импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера рассмотрено в [12]. Воспламенение пропан-воздушной смеси в условиях подкритического несамостоятельного СВЧ-разряда, возбуждаемого с помощью различного типа инициаторов, исследуется в [13].

Известно [14], что при высоких значениях приведенного электрического поля  $E/n \geq 100$  Тд ( $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В см}^2$ ) значительная часть (более 50%) вкладываемой в разряд мощности идет на возбуждение, диссоциацию и ионизацию молекул электронным ударом с последующей генерацией химически активных радикалов. Поэтому для быстрого воспламенения углеводородного топлива авторами использовались самостоятельные СВЧ-разряды длительностью до 100 мкс, существующие при  $E/N = 100\text{--}500$  Тд. Способы генерации самостоятельного СВЧ-разряда, создаваемого в заданном месте свободного пространства сфокусированным пучком мощного электромагнитного излучения, описаны в [15, 16]. В этих работах показано, что в плазме СВЧ-разряда воздух быстро нагревается до температуры 1000–2000 К со скоростью  $dT_g/dt \sim 10^8$  К/с, степень диссоциации молекул достигает величины порядка 50%, что в конечном итоге способствует быстрому воспламенению горючего. В [17] показано, что в самостоятельном СВЧ-разряде пробой

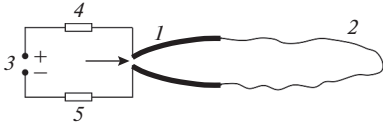
газа осуществляется за время, которое существенно меньше времени пролета газа через зону локализации электромагнитного поля, поэтому сверхзвуковой поток не влияет на основные характеристики разряда. В [18, 19] рассмотрена кинетика нагрева в плазме СВЧ-разряда в воздухе и приведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. Модель учитывает различные процессы, приводящие к нагреву газа в плазме, такие, как передача энергии в поступательные степени свободы при упругих ударах электронов с молекулами, вращательно-поступательная и колебательно-поступательная релаксации, колебательно-колебательный обмен и тушение электронно-возбужденных состояний молекул. В работах [20–23] изучен новый тип СВЧ-разряда, создаваемый поверхностной волной на диэлектрической антенне, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа. В [20–22] показано, что скорость распространения поверхностного СВЧ-разряда, достигающая 10–100 км/с, намного превышает скорость звука в воздухе, что указывает на перспективность его использования в разрабатываемых гиперзвуковых летательных аппаратах. Электрическое поле локализовано в приповерхностном слое толщиной  $\sim 1$  мм. Большое значение приведенного электрического поля  $E/n = 100\text{--}500$  Тд ведет к эффективному вкладу энергии в плазму, быстрому нагреву газа и наработке активных и заряженных частиц. В работе [23] исследован поверхностный СВЧ-разряд при высоких давлениях воздуха, когда частота столкновений электронов с молекулами много больше круговой частоты электромагнитного поля. В этих условиях разряд состоит из системы тонких плазменных каналов с поперечными размерами 0.1–0.2 мм и концентрацией электронов  $10^{16}$  см $^{-3}$ . Показано, что при высоких давлениях воздуха  $p > 30$  Тор продольная скорость распространения разряда достигает 30 км/с, а основным механизмом, обеспечивающим распространение разряда, является волна пробоя. В условиях поверхностного СВЧ-разряда, создаваемого в неподвижном воздухе, реализовано быстрое плазменно-стимулированное воспламенение жидких пленок спирта [24, 25]. Показано, что в зависимости от подводимой мощности период индукции изменяется от 10 до 100 мкс. Скорость распространения передней границы области интенсивного горения около антенны достигает 300–350 м/с.

В [16, 26–28] проведено математическое моделирование с целью определения влияния низкотемпературной плазмы на воспламенение сверхзвукового потока горючих газообразных смесей. Была разработана кинетическая модель воспламенения воздушно-углеводородных смесей при учете влияния электрического поля на процессы диссоциации молекул и создания активных радикалов, возбужденных и заряженных (электроны,

положительные и отрицательные ионы) частиц в условиях неравновесной плазмы сверхвысокочастотного разряда. Математическое моделирование выявило сильное влияние приведенного электрического поля на период индукции. Показано, что время задержки воспламенения газообразного топлива изменяется от 50 до 1 мкс с увеличением приведенного электрического поля от 50 до 300 Тд, что хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований. В [29] рассмотрено влияние неравновесного возбуждения атомов и молекул на уменьшение времени задержки воспламенения водород-кислородных смесей. Из проанализированных результатов, представленных в работах [5–29], следует, что существует множество способов, которые интенсифицируют цепной механизм горения углеводородов. Однако без использования разнообразных механических стабилизаторов (пилоны, каверны, уступы и т.п.) горение в сверхзвуковых потоках в условиях импульсных разрядов сразу же прекращается, как только выключается источник дополнительной тепловой энергии, подводимой к области горения углеводородного топлива.

С целью уменьшения периода индукции и увеличения интенсификации горения высокоскоростного потока углеводородного топлива в [16, 30] предложено использовать программированный разряд, представляющий собой комбинацию импульсно-периодического поверхностного СВЧ-разряда и разряда постоянного тока. При этом СВЧ-разряд служит для нескольких целей. Во-первых, он способствует инициации разряда постоянного тока. Во-вторых, в условиях СВЧ-разряда имеет место эффективный вклад энергии в плазму. Это ведет к эффективному созданию активных радикалов, возбужденных и заряженных частиц, а также к интенсивному объемному облучению газового потока ультрафиолетовым излучением. Данные факторы приводят к быстрому воспламенению газообразного топлива. Разряд постоянного тока служит для вклада тепловой энергии в газ и стабилизации горения высокоскоростного потока углеводородного топлива. В [16] реализована стабилизация горения пропана в условиях комбинированного СВЧ-разряда, а в работе [30] получены экспериментальные данные о влиянии низкотемпературной плазмы программированного разряда, на эффективность горения жидкого спирта, инжестируемого в капельной фазе в трансзвуковую воздушную струю. Показано, что полнота сгорания спирта в условиях эксперимента достигает 80%.

Реализация программированного СВЧ-разряда для стабилизации горения в реальных условиях полета летательного аппарата, оснащенного прямоточным воздушно-реактивным двигателем, связана с определенными техническими трудностями. Поэтому в работе [31–34] предложено ис-



**Рис. 1.** Электрическая схема источника питания и блок-схема электродного узла: 1 – электроды; 2 – плазменная петля, создаваемая в высокоскоростном потоке, направление которого указано стрелкой; 3 – стационарный источник питания; 4 – балластное сопротивление; 5 – безындукционное сопротивление для измерения разрядного тока.

пользовать для этих целей нестационарный пульсирующий разряд, легко создаваемый в сверхзвуковом холодном воздушном потоке с помощью стационарного источника питания. Показано, что этот разряд представляет собой тонкий (диаметром порядка 1 мм) плазменный канал, вытягиваемый потоком вниз по его распространению. Получено, что температура электронов в плазме порядка 1 эВ. С ростом разрядного тока от 2 до 16 А концентрация электронов вблизи электродов увеличивается от  $10^{15}$  до  $3 \times 10^{16}$  см $^{-3}$ . Частота пульсаций разряда монотонно повышается от 50 до 2000 Гц при переходе от дозвуковых скоростей потока 30 м/с к сверхзвуковым скоростям 550 м/с. Напряженность электрического поля сильно зависит от скорости потока и разрядного тока, изменяясь в диапазоне 30–260 В/см. Максимальное значение приведенной напряженности электрического поля в плазме достигает 20 Тд. Температура газа в плазменном канале вблизи электродов увеличивается от 450 до 1400 К с ростом скорости воздушного потока от 250 до 500 м/с. Представленные выше параметры плазмы пульсирующего разряда показывают его перспективность для применения в сверхзвуковой плазменной аэродинамике.

В настоящей статье изучается возможность использования неравновесного нестационарного продольно-поперечного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания, для повышения эффективности плазменно-стимулированного воспламенения и управления процессом горения пропана внутри гладкого расширяющегося аэродинамического канала, а также для стабилизации горения в условиях сверхзвукового потока без использования специальных застойных зон.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования быстрого объемного воспламенения и стабилизации горения углеводородного топлива проводились на стенде, созданном в лаборатории сверхзвуковой плазменной аэродинамики на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова. Экспериментальная установка состоит

из вакуумной барокамеры объемом три кубических метра, двух камер высокого давления для воздуха и пропана, устройства для смешивания пропана с воздухом, системы для создания сверхзвукового потока, прямоугольных расширяющихся аэродинамических каналов, высоковольтного источника питания, системы синхронизации и диагностической аппаратуры. Основой экспериментальной установки является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера длиной 3 м, внутренний диаметр которой составляет 1 м. По боковой поверхности камеры расположено более двадцати диагностических окон различного диаметра  $d = 10\text{--}50$  см и ряд электрических разъемов. Это дает возможность проводить наблюдения за процессами внутри камеры, а также обеспечивает подачу необходимого электрического напряжения и других управляющих и вспомогательных сигналов внутрь камеры без нарушения ее герметичности. Вакуумная система позволяет откачивать воздух в барокамере до давления 0.01 Тор. Сверхзвуковой поток создается в аэродинамическом канале, установленном внутри барокамеры. Воздух и пропан высокого давления с помощью гибких воздуховодов поступают на вход профилированного сопла Лавала, к выходу которого плотно прикреплен аэродинамический канал. На рис. 1 представлена электрическая схема источника питания и блок-схема электродного узла специальной конфигурации, позволяющего легко реализовать пульсирующий разряд постоянного тока без его дополнительной инициации в широком диапазоне скоростей потока  $v = 50\text{--}600$  м/с и давления  $p = 10\text{--}760$  Тор воздуха в барокамере [30–32]. Минимальное расстояние между анодом и катодом изменялось от 1 до 5 мм. Электрическая схема состоит из последовательно включенных стационарного источника питания 3 с выходным напряжением  $U_0 = 4.5$  кВ и внутренним сопротивлением  $r = 100$  Ом, балластного сопротивления 4, которое могло ступенчато переключаться в пять фиксированных позиций  $R_4 = 145\text{--}675$  Ом, безындукционного сопротивления  $R_5 = 0.32$  Ом 5 для измерения разрядного тока. Для определения падения напряжения на разряде использовался безындукционный делитель напряжения с коэффициентом деления  $k = 8760$ .

Система хранения воздуха высокого давления состоит из газгольдера объемом 0.6 м $^3$  с компрессором, поднимающим давление воздуха до максимальной величины  $p = 6$  атм, клапана высокого давления, запорного клапана и электромагнитного клапана с временем срабатывания  $t \sim 10$  мс. Система накопления и хранения газообразного горючего включает стандартный баллон объемом 0.04 м $^3$ , который содержит жидкий пропан. Через запорный клапан и редуктор уже газообразное топливо поступает в ресивер. Ресивер представ-

ляет собой баллон объемом  $0.012 \text{ м}^3$ . Расход газообразного горючего в течение эксперимента можно было измерять по изменению давления в ресивере или датчиком динамического давления, установленным прямо за электромагнитным клапаном системы подачи горючего. Воздух и пропан первоначально поступают в смеситель, установленный в дозвуковой части канала. Смешивание происходит в основном до критического сечения сверхзвукового сопла. Прямо за смесителем установлено сверхзвуковое сопло Лаваля прямоугольного сечения.

Для синхронизации работы электромеханических затворов и разряда используется специальная схема, обеспечивающая временную задержку между открытием клапанов в воздуховодах, подводящих воздух и газообразный пропан, и включением разряда. Открытие электромеханических клапанов осуществляется с помощью импульсных блоков питания, работа которых синхронизировалась с высоковольтным источником питания для создания разряда. Система синхронизации позволяет вводить воздух, газообразный пропан или пропан-воздушную смесь в аэродинамический канал и создавать исследуемый разряд с фиксированными временными задержками по отношению друг к другу. В экспериментах, как правило, сверхзвуковой воздушный поток существует в течение  $\tau_0 = 2-3 \text{ с}$ . В течение  $\tau_1 = 1-2 \text{ с}$  создавался разряд с временной задержкой  $\Delta t_1 = 0.4 \text{ с}$  по отношению к пуску воздуха. Инжекция пропана осуществлялась также в течение  $\tau_2 = 1-2 \text{ с}$  с временной задержкой  $\Delta t_2 = 0-0.3 \text{ с}$  по отношению к моменту времени включения разряда. Во всех экспериментах после выключения разряда и прекращения инъекции топлива сверхзвуковой поток воздуха существовал еще в течение  $0.5-1.0 \text{ с}$ , чтобы предотвратить горение пропана в неподвижном воздухе.

Условия проведения экспериментов: разряд создавался в расширяющихся аэродинамических каналах с присоединенными гибкими воздуховодами и сменными соплами Лаваля; род газа – воздух, пропан, пропан-воздушная смесь; давление воздуха в ресивере компрессора –  $1-6 \text{ атм}$ ; давление пропана в ресивере –  $2-6 \text{ атм}$ ; температура воздуха в потоке изменялась от  $250$  до  $168 \text{ К}$ ; скорость сверхзвуковых потоков  $v = 300-520 \text{ м/с}$ . Эксперименты проводились при массовых расходах воздуха  $dm_1/dt = 60-120 \text{ г/с}$  и пропана  $dm_2/dt = 2.5-5.5 \text{ г/с}$ . Для создания разряда использовался стационарный источник питания с выходным напряжением от  $1$  до  $4.5 \text{ кВ}$ , обеспечивающий в течение  $2 \text{ с}$  существование поперечно-продольного пульсирующего разряда при токе от  $2$  до  $20 \text{ А}$ . Процесс плазменно-стимулированного воспламенения и горения пропан-воздушной смеси в сверхзвуковых потоках изучался при различных

составах горючей смеси. С целью изменения эквивалентного отношения  $\phi$  в эксперименте изменялись давления  $p_1$  в воздушном и  $p_2$  углеводородном (пропан) ресиверах. Величина  $\phi = (\gamma_2/\gamma_1)/(\gamma_2/\gamma_1)_{st}$  составляет отношение доли  $(\gamma_2/\gamma_1)$  пропана в смеси к доле пропана  $(\gamma_2/\gamma_1)_{st}$  в стехиометрической смеси. Эквивалентное отношение для пропана менялось от  $0.3$  до  $0.9$ , т.е. изучался процесс горения обедненных по отношению к пропану топливных смесей. Вкладываемая в разряд электрическая мощность не превышала  $2-4\%$  от выделяемой при горении тепловой мощности. Давление  $p_0$  неподвижного воздуха в барокамере изменялось в диапазоне  $100-760 \text{ Тор}$ .

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для изучения параметров плазмы и пламени применялись как дистанционные бесконтактные, так и контактные диагностические методы. Исследования проводились с временным и пространственным разрешением. Диагностический комплекс состоит из монохроматоров и спектрографов с цифровой регистрацией спектра, блока зондовой диагностики с цифровой регистрацией вольт-амперных характеристик, датчиков давления, термодатчиков, тензодатчиков, теневой установки, рефракционных лазерных датчиков, накаливаемого в потоке пламени электрического зонда, системы измерения проводимости пламени, электронных датчиков измерения концентраций пропана, углекислого газа, температуры, абсолютной и относительной влажности, цифровых фотоаппаратов, высокоскоростной цифровой видеокамеры, цифровых осциллографов, компьютеров.

Параметры высокоскоростного потока (скорость, массовый расход, температура и плотность) определялись по измеренным значениям статического давления в аэродинамическом канале и полного давления в воздушном ресивере. Основные параметры пульсирующего разряда находились с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации. Данная система позволяла в масштабах реального времени проводить регистрацию сигналов от электрических зондов, импульсных датчиков давления, термодатчиков, фотоэлектронного умножителя, цифрового спектрографа, тензодатчиков, безындукционного малого сопротивления, падение напряжения на котором пропорционально величине разрядного тока, а также высоковольтного безындукционного делителя, с помощью которого измерялось напряжение на разрядном промежутке.

Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксировался с помощью двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы Avantes с обрат-

ной линейной дисперсией 0.05 нм/мм для первого канала и 0.32 нм/мм для второго. Минимальное время экспозиции  $\tau = 2$  мс. Динамика пульсирующего разряда изучалась с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры “ВидеоСпринт” с электронно-оптическим наносекундным затвором. Съемка проводилась при частоте повторения кадров от 5 до 50 кГц и времени экспозиции одного кадра 2 мкс.

Температура пламени на выходе из зоны горения воздушно-углеводородных смесей измерялась тремя методами: по неразрешенной вращательной структуре колебательных полос  $N_2^+$ , CN и CH, по термоэмиссионному току, возникающему при разогреве двойного вольфрамового зонда, помещенного в горячий поток; по распределению по длинам волн интенсивности в сплошном спектре раскаленного в потоке пламени вольфрамового стержня. При этом учитывалась зависимость излучательной способности вольфрама от температуры и длины волны излучения.

В первом методе температура пламени определялась из сравнения измеренных и синтезированных спектров молекулярных полос. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора и различных эффектов, приводящих к уширению спектральных линий. Далее проводилось сравнение экспериментального спектра с данными математического моделирования. Температура пламени полагалась равной температуре, при которой получалось наилучшее совпадение рассчитанных данных с экспериментальными результатами.

Температура пламени при горении углеводородного топлива измерялась также с помощью накаливаемого зонда. Расчет плотности тока насыщения  $j_0$  на двойной накаленный зонд проводился по формуле

$$j_e = AT^2 \exp\left\{-\frac{e\phi_0}{kT}\right\}, \quad (1)$$

где  $A = A_0(1 - \bar{r})$ ;  $A_0 = 4\pi e k^2 m_e / h^3 = 120.4 \text{ А}/(\text{см}^2 \text{ К}^2)$ ;  $e\phi_0$  – работа выхода;  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $h$  и  $k$  – постоянные Планка и Больцмана. Зависимости тока насыщения на двойной вольфрамовый накаленный зонд от температуры рассчитывались при различных усредненных по энергиям коэффициентах отражения электронов от поверхности эмиттера  $\bar{r} = 0.3-0.7$ . В эксперименте двойной зонд помещался на выходе из канала, в котором осуществлялось воспламенение и стабилизация горения высокоскоростного пропан-воздушного потока. Параметры двойного зонда: материал – вольфрамовая проволока диа-

метром 1 мм и длиной 2 см, расстояние между зондами – 2 мм, напряжение между ними – 15 В.

В третьем методе температура пламени определялась по сплошному спектру, испускаемому накаленным вольфрамовым стержнем, помещенным внутри канала на расстоянии 5 см до его выходного сечения. В этом случае необходимо знать коэффициент спектральной чувствительности спектрографа. Обычно используются эталонные источники непрерывного спектра, излучение которых близко к излучению абсолютно черного тела. В качестве эталонных источников наиболее широко применяются ленточные вольфрамовые лампы накаливания [35–37]. Распределения энергии по длинам волн в излучении раскаленного вольфрама и абсолютно черного тела значительно различаются. Для характеристики абсолютной яркости излучения нечерных тел вводится понятие яркостной температуры  $T_{br}$ . Спектральная яркость излучения ленточной лампы с истинной температурой вольфрама  $T$  для любой длины волны меньше яркости излучения абсолютно черного тела с той же температурой  $T$ . Однако для заданной длины волны  $\lambda$  существует такая температура абсолютно черного тела  $T_{br}$  (причем  $T_{br} < T$ ), при которой его спектральная яркость равна яркости излучения ленточной лампы. Эта температура абсолютно черного тела  $T_{br}$  называется яркостной температурой вольфрама. При градуировке эталонных ленточных вольфрамовых ламп яркостная температура определяется для длины волны  $\lambda_0 = 0.65$  мкм. Истинная температура вольфрама  $T$  рассчитывается по формуле

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{br}} = 1.041 \times 10^{-4} \lg[\tau_\lambda \epsilon_{\lambda_0, T}], \quad (2)$$

где  $\tau_\lambda \approx 0.92$  – коэффициент пропускания окна ленточной лампы,  $\epsilon_{\lambda_0, T}$  – коэффициент излучения вольфрама при  $\lambda_0 = 0.65$  мкм и температуре  $T$ .

Регистрация факта воспламенения воздушно-углеводородных смесей и оценка степени ионизации газа проводились при измерении проводимости пламени. С этой целью плоский конденсатор располагался в выходном сечении канала на пути распространения пламени. На пластины конденсатора через сопротивление  $R$  подавалось постоянное напряжение. При малой степени ионизации газа в пламени наличие заряженных частиц в конденсаторе не ведет к искажению электрического поля в его объеме. В условиях эксперимента измерялся ток в цепи, а также временная задержка между моментом включения разряда, который инициировал воспламенение топлива, и моментом появления электрического сигнала на измерительном сопротивлении  $R$ . Величина тока  $i$ , протекающего через сопротивление  $R$ , когда в пространство между пластинами конденсатора попадало пламя, позволяла оце-

нить степень ионизации газа в пламени. Если плоский конденсатор полностью заполнялся ионизованным в области горения газом, то ток  $i$  в цепи определяется выражением  $i = en_e v_{dr} s$ , где  $n_e$  – концентрация электронов,  $s$  – площадь пластин плоского конденсатора,  $v_{dr} = \mu_e E$  – дрейфовая скорость электронов,  $\mu_e$  – их подвижность,  $E = U_0/d$  – напряженность электрического поля между пластинами плоского конденсатора,  $d$  и  $U_0$  – расстояние и разность потенциалов между пластинами. В экспериментальных условиях конденсатор имел следующие размеры:  $d = 1$  см,  $s = 1 \times 2$  см<sup>2</sup>. Напряжение на пластинах конденсатора  $U_0 = 20$  В. При этом средняя электронная концентрация  $n_e$  [см<sup>-3</sup>] в эксперименте определялась по формуле  $n_e = 10^8 i$ , где  $i$  – ток через конденсатор в микроамперах. Несмотря на то что точность определения электронной плотности с помощью этого метода недостаточно хорошая, этот метод все же является надежным и простым способом исследования процесса горения топлива.

Полнота сгорания углеводородного топлива в расширяющемся аэродинамическом канале при плазменно-стимулированном сверхзвуковом горении определялась несколькими методами. Во-первых, в эксперименте измерялась температура пламени в условиях высокоскоростного горения. Зная секундный массовый расход воздуха и пропана, а также измеряя скорость пламени, можно оценить, сколько углеводородного топлива должно сгореть, чтобы нагреть струю пламени до измеренной температуры. Во-вторых, определялась температура газа в закрытой барокамере сразу же после прекращения горения. Перед пуском были известны объем камеры, начальные значения давления и температуры воздуха в ней. Зная начальную массу воздуха в камере, а также массовые расходы воздуха и пропана, можно определить, какое количество теплоты должно выделиться, чтобы нагреть всю газообразную среду в камере до измеренной температуры, и, соответственно, сколько топлива должно при этом сгореть. В-третьих, проводилось измерение давления в закрытой камере в процессе пуска воздуха без разряда, с разрядом без горения и в результате горения углеводородного топлива, при этом экспериментально измерялась средняя электрическая мощность, вкладываемая в разряд. После этого вычислялся временной ход изменения давления в закрытой барокамере при условии, что все вводимое в сверхзвуковой воздушный поток углеводородное топливо полностью сгорает. Сравнивая измеренный временной ход давления в камере с рассчитанной зависимостью  $p(t)$ , можно определить долю сгоревшего пропана. В-четвертых, определялась абсолютная влажность среды в камере без горения и в условиях плазменно-стимулированного горения. По коли-

честву пропана, вводимого в поток, рассчитывалась концентрация паров воды, которая образуется при его полном сгорании. Сравнивая эту величину с измеренной концентрацией паров воды, образовавшейся в эксперименте, можно найти полноту сгорания топлива. В-пятых, полнота сгорания определялась также с помощью датчика пропана, расположенного внутри закрытой камеры. Для этого проводилось сравнение измеренной концентрации пропана в закрытой барокамере при его инъекции в сверхзвуковой холодный ( $T = 175$  К) воздушный поток без создания разряда, т.е. без горения топлива, и при плазменно-стимулированном горении. Наконец, полнота сгорания оценивалась по величине силы тяги, возникающей в процессе реализации горения пропан-воздушной смеси известного количественного состава в расширяющемся аэродинамическом канале.

Созданный диагностический комплекс позволяет в масштабах реального времени получать данные о нескольких параметрах, характеризующих процесс сверхзвукового горения углеводородного топлива, различными подтверждающими друг друга методами, например о температуре пламени, степени ионизации, полноте сгорания и др. Это дает уверенность в надежности проводимых измерений.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В первом эксперименте по использованию газоразрядной плазмы для стабилизации горения высокоскоростного пропан-воздушного потока при атмосферном давлении окружающего воздуха использовался короткий аэродинамический канал, продольный размер которого меньше 10 см. Показано, что топливо внутри такого канала не успевает полностью сгореть, а догорает на его выходе с образованием большого факела. Для определения полноты сгорания в данном случае измерялась концентрация пропана, а также абсолютная влажность среды в закрытой барокамере без горения и в условиях плазменно-стимулированного горения пропан-воздушной смеси. Эксперименты показали, что полнота сгорания топлива в канале длиной 10 см не превышает 30%. Чтобы повысить эффективность горения, необходимо увеличить время нахождения топлива внутри камеры сгорания, т.е. либо уменьшить скорость потока, что неприемлемо, либо увеличить продольные размеры канала. Были разработаны и изготовлены новые гладкие (без специальных застойных зон) аэродинамические каналы прямоугольного сечения. Для предотвращения их теплового записания при плазменно-стимулированном сверхзвуковом горении углеводородного топлива использовались аэродинамические каналы переменного сечения, причем отношение выходного



Рис. 2. Общий вид аэродинамического канала длиной 50 см с  $S_2/S_1 = 12.7$ , расположенного внутри барокамеры.

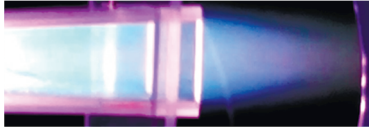


Рис. 3. Общий вид выходной области аэродинамического канала при плазменно-стимулированном сверхзвуковом горении пропан-воздушной смеси.

сечения к входному  $S_2/S_1 = 5, 8$  и  $12.7$ , а их продольная длина соответственно составляет 70, 60 и 50 см.

Основные эксперименты по стабилизации сверхзвукового горения пропана были выполнены с использованием расширяющегося аэродинамического канала прямоугольного сечения длиной 50 см с  $S_2/S_1 = 12.7$ , оснащенного четырьмя датчиками давления, расположенными равномерно по его длине на боковой стенке на одинаковых расстояниях друг от друга. Это позволяло фиксировать распределение газодинамических характеристик потока вдоль канала без горения и в условиях плазменно-стимулированного горения углеводородного топлива. Фотографию помещенного внутрь барокамеры канала, моделирующего камеру сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя, можно видеть на рис. 2. Канал жестко крепился на тензовесах, которые позволяют определять возникающую при плазменно-стимулированном горении силу тяги. Большинство экспериментов проводились при атмосферном давлении воздуха в открытой барокамере. Отдельные эксперименты проводились при пониженных давлениях воздуха. В этом случае камера закрывалась и откачивалась до необходимого начального давления. Специальная система позволяла генерировать с помощью пульсирующего разряда низкотемпературную плазму в сверхзвуковом потоке воздуха внутри канала в широком диапазоне статических давлений  $p = 100\text{--}760$  Тор.

На рис. 3 представлена фотография (время экспозиции  $t_{\text{exp}} = 20$  мс) общего вида выходной области аэродинамического канала при плазменно-стимулированном сверхзвуковом горении в нем пропан-воздушной смеси. В данном эксперименте использовалась обедненная по отношению к пропану смесь с эквивалентным отношением  $\phi = 0.75$ , т.е. смесь, содержащая избыток

окислителя. Скорость потока на входе в камеру сгорания  $v_1 = 480$  м/с, число Маха потока  $M_1 = 1.8$ . Максимальное значение пульсирующего тока  $i_{\text{max}} = 9.8$  А. Плазменно-стимулированное горение пропана в длинном канале  $L = 50$  см резко отличается от горения в коротком канале. На рис. 3 можно видеть, что в процессе сверхзвукового сгорания топлива на выходе из длинного канала образуется короткий факел голубого цвета, продольные размеры которого не превышают 20–25 см. При неполном сверхзвуковом сгорании инжектируемого в воздушный поток углеводородного топлива на внутренней поверхности короткого канала образуется большое количество сажи. Это определяется тем фактом, что при сверхзвуковых скоростях смесь находится в реакторе очень короткое время, явно недостаточное для полного завершения химической реакции. При этом если на расстоянии 30 см от выходного сечения канала поместить тефлоновую пластину, поверхность которой перпендикулярна сверхзвуковому потоку пламени, то мелкодисперсные частицы сажи покрывают ее поверхность однородным слоем, глубоко внедряясь в материал пластины. Свечение пламени приобретает желто-оранжевый оттенок, определяемый интенсивным излучением молекулярных полос системы Свана в области длин волн 430–640 нм. В случае высокой полноты сгорания углеводородного топлива свечение пламени внутри канала и на его выходе имеет голубой оттенок, определяемый излучением в области 360–420 нм полос циана, а также полосы радикала СН с длиной волны канта 431.5 нм. При этом в спектре пламени полностью отсутствует излучение полос Свана, а на стенках длинного аэродинамического канала сажа не оседает даже после нескольких сотен реализаций плазменно-стимулированного горения.

На рис. 4 представлены образцы спектров излучения пламени в области длин волн 370–440 нм, зарегистрированные внутри аэродинамического канала на различных расстояниях от электродов

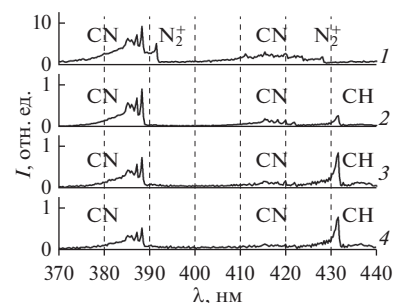


Рис. 4. Спектр излучения пламени в области длин волн 370–440 нм, зарегистрированный на различных расстояниях от электродов  $z_{el}$ : 1 – 1 см, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 25.



$z_{el} = 1, 10, 15$  и  $25$  см, т.е. на расстояниях от входного сечения аэродинамического канала  $z_{ch} = 18, 27, 32$  и  $42$  см соответственно. В работах [30, 31] получено, что на расстоянии  $z_{el} = 1$  см от электродов в области существования канальной плазмы пульсирующего разряда в зависимости от разрядного тока и скорости потока напряженность электрического поля составляет порядка  $50\text{--}250$  В/см, концентрация электронов в плазме —  $10^{15}\text{--}10^{16}$  см $^{-3}$ , температура электронов изменяется от 1 до 1.5 эВ, длина плазменной петли пульсирующего разряда при скорости потока 480 м/с не превышает 5 см. Электрическое поле “вморожено” в плазменный канал и за его пределами полностью отсутствует. В этих условиях интенсивность спектра, зарегистрированного вблизи электродов, на порядок величины превышает интенсивность излучения на расстоянии  $z_{el} > 10$  см. Для качественного представления результатов интенсивности всех спектров на рис. 4 приведены в одинаковом масштабе, при этом интенсивность излучения вблизи электродов уменьшена в десять раз. Хорошо видно, что на расстоянии  $z_{el} = 1$  см, где существует электрическое поле, наблюдаются интенсивные полосы молекулярного иона азота. Это свидетельствует о высоком уровне концентрации электронов в данной области, тогда как в зоне горения пропана при  $z_{el} > 10$  см полосы не фиксируются. В противоположность этому с увеличением расстояния от электродов в области горения углеводородного топлива начинает возникать полоса радикала  $\text{CN}^*$  с длиной волны кванта 431.5 нм, интенсивность которой резко возрастает вдоль канала, в то время как интенсивность излучения полос циана медленно уменьшается.

Из кинетики горения углеводородов хорошо известно, что концентрация радикала  $\text{CN}^*$  максимальна на фронте горения и резко падает перед фронтом пламени и за ним. Возникновение излучения радикала  $\text{CN}^*$  на расстоянии  $z_{el} > 10$  см указывает на тот факт, что в данных условиях основное количество топлива сгорает во второй половине аэродинамического канала. Об этом же свидетельствуют результаты экспериментов по измерению аксиального распределения температуры внешней поверхности аэродинамического канала длиной 70 см сразу же после окончания горения. При горении пропана в течение  $t = 2$  с в сверхзвуковом потоке внутренняя поверхность стенок аэродинамического канала нагревается. В областях аэродинамического канала, где горение интенсивней, внутренние поверхности стенок нагреваются сильнее. Далее за счет теплопроводности прогревается весь объем стенок, в том числе и внешняя их поверхность. В экспериментах с помощью подвижной термопары проводились измерения продольного распределения температуры внешней поверхности стенки аэроди-

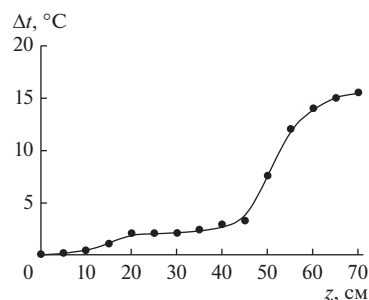
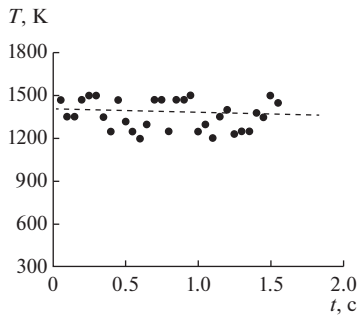


Рис. 5. Продольное распределение изменения температуры внешней поверхности аэродинамического канала, зарегистрированное в течение первой минуты после пуска.

намического канала сразу же после реализации плазменно-стимулированного горения, длительность которого  $t = 2$  с. Расход воздуха — 105 г/с, пропана — 4.9 г/с, эквивалентное отношение для пропана  $\phi = 0.75$  (обедненная смесь). Для этого термопара медленно перемещалась вдоль стенки, непрерывно касаясь ее поверхности. На рис. 5 представлено продольное распределение температуры внешней поверхности аэродинамического канала при сверхзвуковом горении пропан-воздушной смеси.

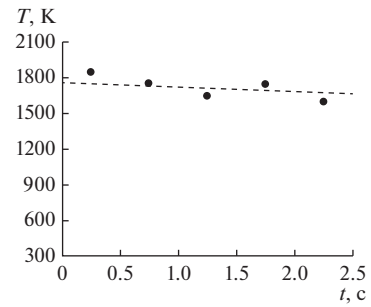
Низкотемпературная плазма создается в области, расположенной на расстоянии  $z_{ch} = 10\text{--}20$  см от входного сечения аэродинамического канала. Разряд существует в сверхзвуковом потоке и газоразрядная плазма не касается внутренних стенок канала. Воздух нагревается в области существования канального разряда до 1000 К [30, 31]. Нагрев внешней поверхности стенки обусловлен теплопередачей энергии через диэлектрические стенки из внутренних зон аэродинамического канала, где выделяется тепловая энергия. Как видно из рис. 5, в области существования разряда начинают нагреваться стенки канала. Причем повышение температуры внешней поверхности стенок на расстоянии  $z_{ch} = 20$  см от входного сечения аэродинамического канала не превышает двух градусов. Вниз по потоку температура стенок остается неизменной вплоть до  $z_{ch} = 40$  см, где реализуется интенсивное сверхзвуковое горение пропан-воздушной смеси, что приводит к резкому изменению температуры внешней поверхности аэродинамического канала. Такое распределение температуры указывает на то, что интенсивное горение по всему поперечному сечению канала начинается на расстоянии  $z_{el} = 20\text{--}25$  см вниз по потоку от области существования низкотемпературной газоразрядной плазмы, которая осуществляет воспламенение и стабилизацию сверхзвукового горения пропан-воздушной смеси. По этим данным легко можно оценить скорость распространения фронта пламени в поперечном к пото-



**Рис. 6.** Временная зависимость температуры пламени, зарегистрированная на расстоянии  $z_{ch} = 22$  см от входного сечения аэродинамического канала; длительность горения – 1.6 с.

ку направлению в условиях плазменно-стимулированного горения. При скорости потока 500 м/с, продольном расстоянии  $z = 25$  см и расстоянии от оси канала до стенки  $x = 2.5$  см получаем скорость распространения фронта пламени в пропан-воздушной смеси порядка 50 м/с, что, несомненно, является положительным фактором для практического применения плазменно-стимулированного горения.

На расстояниях больше 10 см от электродов аксиальное распределение температуры пламени внутри канала измерялось спектральным методом по относительным интенсивностям вращательных уровней молекулярных полос (0;0) и (1;1) циана и по излучению радикала CN. Еще в работе [35] выполнено одно из первых исследований возможности использования излучения фиолетовой и красной систем различных полос циана для диагностики. Было проведено моделирование спектра излучения и представлены калибровочные графики для измерения температуры по относительным интенсивностям вращательных переходов фиксированной полосы CN, а также по относительным интенсивностям излучения колебательных полос циана. После этого в течение 80-ти лет было проведено множество теоретических и экспериментальных работ, в которых обосновывается возможность применения этого метода для измерения температуры. Следует отметить, что характерное время установления равновесия между поступательными и вращательными степенями свободы соответствует нескольким столкновениям и составляет величину  $\tau_{RT} = 1/(nk_0)$ , где  $k_0 \sim 10^{-10}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup> – коэффициент скорости газокинетических столкновений,  $n$  – концентрация молекул воздуха. В условиях данного эксперимента  $\tau_{RT} \sim 10^{-9}$  с. Время релаксации колебательной энергии за счет взаимодействия с электронами  $\tau_{eV} = 10^8/n_e$  составляет порядка 1 мкс. Время VT-релаксации можно оценить по модели Ландау–Теллера, что в канальной плазме пульсирую-



**Рис. 7.** Временная зависимость температуры пламени, зарегистрированная на расстоянии  $z_{ch} = 42$  см от входного сечения аэродинамического канала; длительность горения – 2.5 с.

щего разряда вблизи электродов дает величину  $\sim 1$  мс, при этом длительность разряда равна 2 с.

На рис. 6 представлен временной ход температуры пламени, зарегистрированный на расстоянии  $z_{ch} = 22$  см от входного сечения аэродинамического канала, т.е. на расстоянии  $z_{el} = 5$  см от электродов. В экспериментах длительность потока воздуха  $\tau_1 = 3$  с,  $dm_1/dt = 105$  г/с,  $dm_2/dt = 4.9$  г/с,  $v_1 = 480$  м/с,  $M_1 = 1.8$ ,  $i = 9.8$  А. Длительность импульса разрядного тока  $\tau_2$  равна длительности инъекции в воздушный поток пропана  $\tau_3 = 1.6$  с. Воспламенение происходит спустя 0.1 с после начала разряда и продолжается в течение всего времени существования газоразрядной плазмы. На рис. 7 приведен временной ход температуры пламени, измеренный на расстоянии  $z = 25$  см от электродов, т.е. на расстоянии  $z = 42$  см от входного сечения аэродинамического канала при  $\tau_2 = \tau_3 = 2.5$  с. Из представленных на рис. 6 и 7 результатов видно, что, во-первых, температура горения в течение пуска в любом сечении аэродинамического канала остается практически постоянной во времени, а во-вторых, температура нарастает при движении пламени по аэродинамическому каналу вниз по потоку. Температура пламени, измеренная по полосам излучения CN на расстоянии  $z_{ch} = 45$  см от входного сечения аэродинамического канала, равна 1850 К, тогда как температура пламени по полосе (0;0) радикала CN\* с длиной волны канта 431.5 нм в конце аэродинамического канала  $z_{ch} = 50$  см составляет 1950 К.

Для подтверждения полученного результата использовались еще два метода регистрации температуры пламени. Во-первых, аксиальное распределение температуры пламени на выходе из аэродинамического канала измерялось с помощью накаливаемого двойного зонда. Зонд помещался в фиксированную область пространства, происходил запуск системы, обеспечивающей плазменно-стимулированное сжигание сверхзву-

кового потока углеводородного топлива. При этом наблюдается постепенный разогрев тонких поверхностных слоев вольфрамового двойного зонда до температуры пламени 1800–2000 К. Хорошо известно, что вольфрам — тугоплавкий материал, который выдерживает без разрушения температуру окружающей среды до 3300 К. Однако в данном эксперименте нагретая движущаяся со сверхзвуковой скоростью химически активная среда приводит к сильным абляционным потерям и вольфрам не может длительное время находиться даже при более низких температурах пламени. Происходит абляционный унос атомов с поверхности стержней. Этот эффект хорошо виден в эксперименте по плазменно-стимулированному горению пропана при расходах воздуха 105 г/с и пропана 4.9 г/с,  $v_1 = 480$  м/с,  $M_1 = 1.8$ ,  $i = 9.8$  А. На рис. 8 представлены фотографии общего вида аэродинамического канала, зарегистрированные в различные моменты времени горения пропана. Время экспозиции одного кадра — 16 мс, временной промежуток между кадрами — 0.3 с, время увеличивается слева направо. Наблюдаются динамика нагрева вольфрамового стержня, помещенного в высокоскоростной поток пламени, и его медленное остывание после прекращения горения.

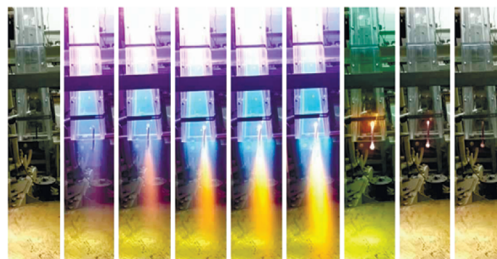


Рис. 8. Динамика нагрева вольфрамового стержня в процессе горения в аэродинамическом канале пропана и его медленное остывание после прекращения горения.

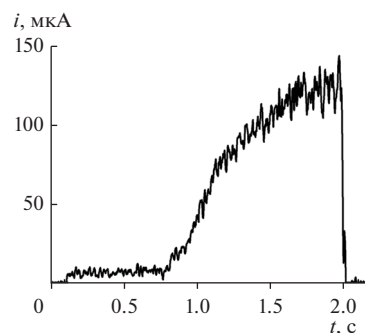


Рис. 9. Изменение во времени тока насыщения на двойной зонд, помещенный в область высокоскоростного потока пламени на расстоянии 18 см от выходного сечения канала.

Временная зависимость термоэмиссионного тока, регистрируемого с помощью двойного накаливаемого зонда, помещенного на выходе аэродинамического канала, в котором осуществляется стабилизация горения пропана, представлена на рис. 9. В начальные моменты времени, пока поверхностные слои металлического зонда не нагреты, регистрируемый ток определяется концентрацией заряженных частиц в потоке пламени, а ток термоэлектронной эмиссии с его поверхности практически равен нулю. По мере нагревания в пламени зонд начинает имитировать все больше и больше электронов со своей поверхности, ток термоэлектронной эмиссии растет и спустя время  $t = 1.0$ – $1.5$  с после начала горения выходит на установившееся значение. В этом случае температура поверхностного слоя зонда приблизительно соответствует температуре пламени и принимает стационарное значение. С учетом калибровочной кривой (1) по току термоэлектронной эмиссии была определена стационарная температура поверхности вольфрамового двойного зонда  $T = 1900$  К, которая хорошо согласуется с температурой пламени, полученной спектральным методом.

Температура пламени на выходе из аэродинамического канала измерялась с помощью экспериментальной зависимости от длины волны интенсивности сплошного спектра, излучаемого нагретым в пламени вольфрамовым стержнем диаметром  $d = 1$ – $1.5$  мм. На рис. 10 представлено сравнение измеренной яркости излучения воль-

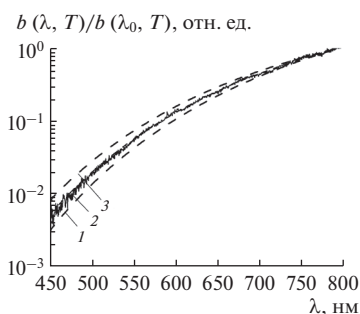
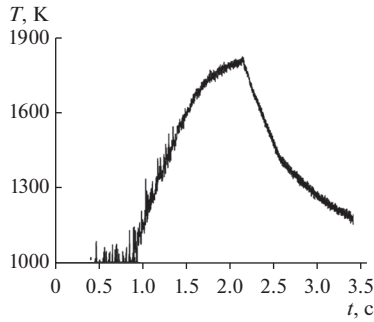
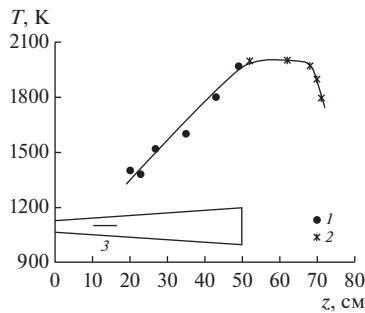


Рис. 10. Сравнение измеренной (сплошная кривая) с рассчитанными (штриховые) зависимостями яркости излучения поверхностных слоев вольфрамового стержня от длины волны при  $T = 1600$  (1),  $1700$  (2),  $1800$  К (3).

фрамового стержня (сплошная кривая) с рассчитанными (штриховые кривые 1–3) зависимостями от длины волны при трех температурах 1600, 1700 и 1800 К. Все кривые нормированы на единицу при  $\lambda = 792$  нм. Измерения проводились через 2 с после начала горения. Из этих данных следует, что в условиях эксперимента яркостная температура вольфрамового стержня  $T_{br} = 1700$  К. Истинная температура вольфрама  $T$ , определенная по формуле (2) через две секунды после начала горения, равна 1800 К, что хорошо согласуется



**Рис. 11.** Временная зависимость температуры поверхности вольфрамового стержня, помещенного в высокоскоростной поток пламени.



**Рис. 12.** Продольное распределение температуры пламени внутри аэродинамического канала (1) и на выходе из него (2): 1 – спектральные измерения, 2 – измерения с помощью накаливаемого зонда; внизу – схема расширяющегося аэродинамического канала и местоположение электродов (3).

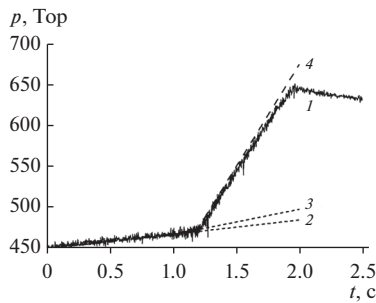
с температурой пламени, полученной другими методами.

Согласно закону Стефана–Больцмана мощность излучения абсолютно черного тела (интегральная мощность по всему спектру), приходящая на единицу площади поверхности, прямо пропорциональна четвертой степени температуры тела. Измеряя временной ход интегральной интенсивности  $I$  излучения нагреваемого в высокоскоростном потоке пламени вольфрамового стержня, можно оценить температуру его поверхности по формуле  $T \sim I^{1/4}$ . На рис. 11 представлена полученная таким образом временная зависимость температуры поверхности вольфрамового стержня. Условия проведения эксперимента: время существования сверхзвукового воздушного потока  $\tau_{\text{air}} = 2.7$  с при  $dm_1/dt = 105$  г/с; с временной задержкой 0.5 с по отношению к пуску воздуха в течение 1.8 с происходит инжекция пропана при  $dm_2/dt = 4.9$  г/с и включение пульсирующего разряда,  $i = 9.8$  А,  $v_1 = 480$  м/с. Поверхность стержня в горячем потоке постепенно нагревается и приблизительно через 1.8 с выходит на стационарное значение. После прекращения горения

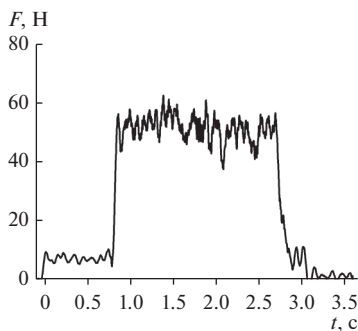
происходит быстрое остывание стержня за счет конвективного уноса тепла холодным сверхзвуковым потоком воздуха, после выключения потока скорость изменения температуры стержня в неподвижной среде резко уменьшается. Проводя нормировку максимального значения температуры на 1800 К, получаем временной ход температуры поверхности стержня, помещенного в сверхзвуковой поток горячего пламени. Эта температура отождествляется со средней температурой пламени в данном месте пространства в данный момент времени. Следует еще раз подчеркнуть, что на рис. 11 представлен временной ход температуры поверхности вольфрамового стержня, а не временной ход температуры пламени. Однако когда температура поверхности стержня выходит на стационарное значение, она приблизительно равна температуре горячего потока.

Зависимость температуры пламени при сверхзвуковом горении пропана от продольной координаты, определенная различными методами внутри аэродинамического канала и на выходе из него, представлена на рис. 12. По мере сноса воздушно-углеводородного потока и дальнейшего догорания топлива температура линейно повышается от 1400 К вблизи электродов до 1950 К на выходе из аэродинамического канала.

Для определения полноты сгорания углеводородного топлива при плазменно-стимулированном горении проводились измерения температуры газа в закрытой камере сразу же после пуска с помощью калиброванной термопары и электронного термометра, помещенных вдали от горячего потока вблизи стенок закрытой барокамеры. В эксперименте известны массовые расходы воздуха и пропана, начальная масса воздуха в камере, а также изменение температуры среды в камере. По этим данным рассчитывалось, какое количество теплоты должно выделиться, чтобы нагреть всю газообразную среду в камере до измеренной температуры, и, соответственно, сколько пропана сгорает. Одновременно с измерением температуры фиксировался также временной ход изменения давления в закрытой камере в процессе пуска воздуха без разряда, с разрядом без горения и в результате горения углеводородного топлива, что позволяло определить долю сгоревшего пропана. На рис. 13 представлены результаты измерений временного хода давления (кривая 1) в закрытой барокамере в условиях плазменно-стимулированного сверхзвукового горения пропана внутри аэродинамического канала, которые сравниваются с расчетом (кривая 4). В отсутствие инжекции пропана рост давления в барокамере при пуске воздуха без создания разряда и при включении разряда с задержкой  $\Delta t = 1$  с отображается прямыми 2 и 3 соответственно. При пуске воздуха без разряда скорость увеличения давления в закрытой барокамере составляет 17 Тор/с, при со-



**Рис. 13.** Временные зависимости давления в закрытой барокамере при плазменно-стимулированном горении пропана (1), при пуске воздуха без создания разряда (2), при включении разряда с задержкой  $\Delta t = 1$  с в отсутствие инъекции пропана (3) и рассчитанная зависимость (4) при полном сгорании пропана.



**Рис. 14.** Временная зависимость силы тяги, возникающей при плазменно-стимулированном сверхзвуковом горении пропан-воздушной смеси в расширяющемся канале.

здании пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке без инъекции пропана скорость нарастания давления — 30 Тор/с, тогда как при плазменно-стимулированном горении пропана в сверхзвуковом потоке воздуха скорость изменения давления резко возрастает и достигает 235 Тор/с (кривая 1). В этих же условиях при полном сгорании пропана скорость нарастания давления должна быть 250 Тор/с (кривая 4). Отсюда полнота сгорания пропана равна 94%. Так как при расчете не учитывались потери, которые можно оценить по временной зависимости уменьшения давления после прекращения горения (кривая 1), то в эксперименте полнота сгорания пропана должна быть еще больше.

Регистрировалась также концентрация паров воды в закрытой камере после сгорания пропана. Зная количество пропана, вводимого в поток, можно рассчитать концентрацию паров воды, которая должна образоваться при полном сгорании топлива. Сравнивая эту величину с измеренной концентрацией паров воды, образовавшейся в эксперименте, можно рассчитать полноту сгорания пропана. Так, например, при скорости пото-

ка 450 м/с при полном сгорании пропана должно было бы образоваться 14.2 г воды, тогда как экспериментально измеренное по абсолютной влажности в камере количество образовавшейся воды составляет 13.8 г. Этому соответствует полнота сгорания 97%.

Полнота сгорания оценивалась также по временной зависимости силы тяги, возникающей при плазменно-стимулированном горении сверхзвукового холодного пропан-воздушного потока в аэродинамическом канале длиной 60 см, снабженном выходным соплом. На рис. 14 приведен временной ход силы тяги при  $dm_1/dt = 105$  г/с и  $dm_2/dt = 4.9$  г/с. Эквивалентное отношение для пропана  $\phi = 0.75$  (обедненная смесь). Длительность пуска воздуха  $\tau_0 = 3$  с, разряд создавался в течение времени  $\tau_1 = 2$  с, длительность инъекции пропана  $\tau_2 = 2$  с, скорость потока на входе в канал  $v_1 = 480$  м/с. Возникновение тяги в условиях эксперимента указывает на эффективное горение пропан-воздушной смеси, инициированное низкотемпературной плазмой пульсирующего разряда. Из рис. 14 видно, что в расширяющемся аэродинамическом канале при создании сверхзвукового потока воздуха без инъекции в него углеводородного топлива возникает тяга порядка 7 Н. Создание пульсирующего разряда и инъекция пропана в поток осуществляются приблизительно через 0.8 с после пуска воздуха. При этом инициируется плазменно-стимулированное горение пропана и резко возрастает сила тяги, достигая значения примерно 55 Н. Видно также, что после прекращения горения восстанавливается сила тяги  $F = 7$  Н.

Была проведена оценка возникающей силы тяги при полном сгорании пропана по формуле

$$F = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)(v_2 - v_1) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) \times \left( \sqrt{2 \frac{\dot{m}_2}{(\dot{m}_1 + \dot{m}_2)} q_2 + v_1^2 - 2(c_{p2}T_2 - c_{p1}T_1)} - v_1 \right),$$

где  $v_1$  и  $v_2$  — скорости потока на входе и выходе из аэродинамического канала,  $\dot{m}_1$  и  $\dot{m}_2$  — массовые расходы воздуха и пропана,  $q_2$  — удельная теплота сгорания пропана,  $c_{p1}$  и  $c_{p2}$  — удельные теплоемкости при постоянном давлении при температурах соответственно  $T_1$  и  $T_2$ .

Расчет показывает, что при полном сгорании пропана должна возникнуть сила тяги  $F = 60$  Н, что хорошо согласуется с измеренной величиной и соответствует полноте сгорания 92%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние нестационарного продольно-поперечного пульсирующего разряда на эффективность плазменно-стимулированного горения сверхзвукового потока пропан-воздуш-

ной смеси внутри гладкого расширяющегося канала без использования специальных застойных зон. Эксперименты выполнены в холодном ( $T = 175$  К) сверхзвуковом ( $M = 1.8$ ) потоке топливно-воздушной смеси. В этих условиях углеводородное топливо в принципе не может гореть, даже если его импульсно воспламенить. Показано, что при плазменно-стимулированном горении в коротком канале длиной 10 см топливо не успевает полностью сгореть и догорает после выхода из него. При этом полнота сгорания не превышает 30%. Экспериментально реализовано стационарное сверхзвуковое плазменно-стимулированное горение пропан-воздушной смеси в аэродинамических каналах длиной 50–70 см. Показано, что основное количество топлива сгорает во второй половине длинных каналов. При этом по мере сноса воздушно-углеводородного потока и дальнейшего догорания топлива внутри аэродинамического канала температура линейно повышается от 1400 К на расстоянии  $z_{ch} = 20$  см от входного сечения канала до 1950 К на расстоянии  $z_{ch} = 50$  см, причем на выходе из канала регистрируется короткий факел длиной 20 см, после чего температура резко падает. В случае плазменно-стимулированного горения температура пламени остается неизменной во времени в любом месте аэродинамического канала, что свидетельствует о стационарном режиме сверхзвукового горения.

Различными методами определена эффективность сгорания пропана в аэродинамическом расширяющемся канале без выходного сопла длиной 50 см в сверхзвуковом топливовоздушном потоке с числом Маха  $M = 1.8$ . В этих условиях полнота сгорания достигает 95%. В аэродинамическом канале длиной 60 см, снабженном выходным соплом при сверхзвуковом плазменно-стимулированном горении обедненной пропан-воздушной смеси с эквивалентным отношением  $\phi = 0.75$  зарегистрировано возникновение силы тяги 55 Н. Измеренная величина силы тяги приближается к максимально возможной величине 60 Н, которая должна возникнуть при полном сгорании данного количества топлива в канале данной конфигурации.

Полученные результаты подтверждают перспективность использования плазменной технологии для управления процессом сверхзвукового горения углеводородного топлива и его стабилизации в аэродинамических каналах без использования различных застойных зон.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00336).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный Г.Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматлит, 1959. 220 с.

2. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 597 с.
3. Теория и расчет воздушно-реактивных двигателей. Учеб. для вузов / Под ред. Шляхтенко С.М. М.: Машиностроение, 1987. 568 с.
4. Бартльме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981. 280 с.
5. Starikovskaya S.M. Plasma Assisted Ignition and Combustion // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. № 16. P. R265.
6. Starikovskii A.Y., Anikin N.B., Kosarev I.N. et al. Nanosecond-pulsed Discharges for Plasma-assisted Combustion and Aerodynamics // J. Propuls. Power. 2008. V. 24. № 6. P. 1182.
7. 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. Propuls. Power. 2008. V. 24. № 6. P. 1198.
8. 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.
9. Bak M.S., Cappelli M.A. A Simulation of the Effects of Varying Repetition Rate and Pulse Width of Nanosecond Discharges on Premixed Lean Methane-air Combustion // J. Combust. 2012. <http://dx.doi.org/10.1155/2012/137653>
10. Jacobsen L.S., Carter C.D., Baurle R.A. et al. Plasma-assisted Ignition in Scramjets // J. Propuls. Power. 2008. V. 24. № 4. P. 641.
11. Leonov S., Yarantsev D., Carter C. Experiments on Electrically-controlled Flameholding on a Plane Wall in a Supersonic Airflow // J. Propuls. Power. 2009. V. 25. P. 289.
12. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Попов Н.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. Иницирование воспламенения горючей газовой смеси в замкнутом объеме излучением мощного импульсного CO<sub>2</sub>-лазера // Квант. электроника. 2012. Т. 42. № 1. С. 65.
13. Esakov I., Grachev L., Khodataev K., Van Wie D. Experiments on Propane Ignition in High-speed Airflow Using a Deeply Undercritical Microwave Discharge // AIAA Paper. 2004. V. 2004. P. 840.
14. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
15. Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996. 204 с.
16. 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. Propuls. Power. 2009. V. 25. № 1. P. 123.
17. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибкова Л.В. Свободно локализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 9. С. 857.
18. Шибков В.М. Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Математическое моделирование // ТВТ. 1997. Т. 35. № 5. С. 693.

19. *Шибков В.М.* Нагрев газа в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Эксперимент // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 871.
20. *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.
21. *Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В.* Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 74.
22. *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.
23. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А.* Поверхностный сверхвысокочастотный разряд при повышенных давлениях воздуха // ТВТ. 2009. Т. 47. № 5. С. 650.
24. *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.
25. *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.
26. *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.
27. *Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П., Карачев А.П., Константиновский Р.С., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибкова Л.В.* Воспламенение сверхзвукового потока углеводородного топлива с помощью сверхвысокочастотных разрядов // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2004. Т. 45. № 5. С. 67.
28. *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.
29. *Попов Н.А.* Влияние неравновесного возбуждения на воспламенение водород-кислородных смесей // ТВТ. 2007. Т. 45. № 2. С. 296.
30. *Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.* Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551.
31. *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.
32. *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.
33. *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. 44.
34. *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. 76.
35. *Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971. 552 с.*
36. *Шибкова Л.В., Шибков В.М.* Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005. 200 с.
37. *Малышев В.И.* Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979.
38. *Spier J.L., Smit-Miessen M.M.* On the Determination of the Temperature with the Aid of Non-resolved CN Bands 3883 and 3871 Å // Physica. 1942. V. 9. № 4. P. 422.