

УДК: 533.6.011.5

Процесс самовоспламенения и стабилизации пламени в водородной сверхзвуковой камере сгорания при поперечной подаче топлива *

М.А. Гольдфельд

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: gold@itam.nsc.ru

Представленная работа посвящена исследованию условий самовоспламенения водорода и распространения пламени в сверхзвуковой камере сгорания при числе Маха на входе 4. Экспериментальная модель представляет собой прямоугольный канал со стабилизатором пламени в виде обращенного назад уступа. Подача топлива осуществлялась перед уступом на верхней и нижней стенках модели через 8 круглых отверстий, которые располагались под углами 45° или 90°. Испытания проводились в широком диапазоне параметров потока, которые были близки к условиям полета. Проведенные исследования позволили определить эффективную модель подачи топлива для самовоспламенения и стабилизации пламени, а также предотвратить запыление канала. Установлено, что выбор схемы и давления подачи топлива определяют условия воспламенения и позволяют регулировать процесс сгорания.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, воспламенение, горение, стабилизация пламени, управление течением.

Введение

Воспламенение и стабилизация горения газообразного или жидкого топлива в воздушном потоке относятся к числу фундаментальных проблем физики горения, лежащих на стыке аэродинамики, термодинамики и химической кинетики. Исследованию многообразных и сложных процессов, связанных с воспламенением и горением различных топлив, уделяется огромное внимание в течение многих десятилетий. Однако в последнее время все больше усилий сосредотачивается на изучении реализации горения и его обеспечении при сверхзвуковых скоростях потока в камере сгорания. Появление нового направления продиктовано созданием гиперзвуковых летательных аппаратов с гиперзвуковым воздушно-реактивным двигателем (ГПВРД). Недавние исследования по разработке гиперзвукового аппарата с ГПВРД показали возможность его технического осуществления и экономическую эффективность применения гиперзвуковой транспортной системы, включая транспортные системы для доставки груза на орбиту [1, 2].

* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 г.г. (проект № АААА-А17-117030610126-4).
Экспериментальная часть работы выполнена на базе ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).

Характерной особенностью ГПВРД является сверхзвуковая скорость воздушного потока на входе в камеру сгорания [3]. При увеличении скорости полета до чисел Маха 8–12 скорость потока на входе в канал соответствует числам Маха от 2,5 до 4. При таких скоростях потока время пребывания топлива (смеси) в камере сгорания чрезвычайно мало (~ 1 мсек), что в сочетании с относительно низким статическим давлением (~ 0,05 МПа) приводит к резкому усложнению реализации смешения, воспламенения и устойчивого горения [4, 5]. Вследствие этого достижение эффективного воспламенения и стабильного сгорания в высокоскоростном потоке остается серьезной проблемой при разработке гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателей, для решения которой требуется применение комплексных подходов [6].

Различные газодинамические и конструктивные подходы широко исследуются для обеспечения воспламенения смеси и стабилизации пламени, а именно: обращенная назад ступенька [7, 8], каверна [9–11], пилоны различной формы [12, 13] или комбинации этих методов [14–16]. Применение этих подходов не всегда позволяет гарантировать самовоспламенение смеси при достижении высоких температур потока. В частности, было установлено, что применение каверны в качестве стабилизатора пламени не обеспечивает в этих условиях эффективного горения даже при умеренных сверхзвуковых скоростях потока на входе в камеру сгорания ($M_{вх} = 2$) и необходимо использовать пилоны для дополнительного торможения потока и обеспечения подачи топлива в ядро потока [14]. Также не было достигнуто эффективное смешение и интенсивное горение при использовании угловых водородных инжекторов в камере сгорания с обратным уступом [15]. Причина такого результата состоит в том, что не удается обеспечить взаимодействия отрывной области за уступом (в каверне) с ядром потока и, как следствие, эффективности смешения. Основной недостаток использования пилонов, как и других внедренных в поток средств подачи топлива, заключается в том, что применение этих устройств сопровождается увеличением сопротивления и не всегда приводит к положительному результату [11, 15], особенно при увеличении скорости потока на входе в камеру сгорания. В связи с этим часто используются различные методы искусственного зажигания с помощью пилотного пламени, разрядов разного типа или плазмы [17, 18]. Применение этих методов сопровождается увеличением потерь давления, значительным усложнением конструкции камеры сгорания [17, 19] и сопряжено с привлечением дополнительных энергетических ресурсов.

Анализ известных исследований воспламенения и стабилизации горения свидетельствует, что они в основном сосредотачивались на изучении камер сгорания с числом Маха на входе 1,5–2,5 и с использованием интрузивных методов подачи топлива (пилоны, клиновидные инжекторы, вихревые устройства). Струйная подача топлива со стенки применялась гораздо реже и далеко не всегда успешно. Можно указать, по крайней мере, две причины этого. Как правило, в работах рассматривалась подача топлива с одной стенки, что обуславливалось конструктивными особенностями камеры сгорания. Такие исследования были ограничены сравнительно низким уровнем коэффициента избытка топлива [20] и, как следствие, низким давлением подачи топлива и небольшой глубиной проникновения струи. В результате не удавалось решить задачу одновременной подачи топлива в пристенную область камеры сгорания, в которой происходит иницирование сгорания, и в ядро потока для обеспечения эффективности смешения и горения [21]. Вместе с тем проведенные исследования проникновения и смешения встречных струй водорода показали, что структура течения позволяет обеспечить поступление топлива не только в зоны рециркуляции, где реализуется воспламенение, но и в ядро потока. Установлено, что проникновение и эффективность смешения может регулироваться путем изменения давления подачи топлива [22]. Этот результат достигается благодаря встречной подаче топлива в канал и взаимодействию струй.

Несмотря на большое количество численных исследований [23–26], до сих пор не существует надежной единой и всеобъемлющей теории, объясняющей механизм

стабилизации пламени с помощью стабилизаторов пламени различной формы, которые генерируют течения с зонами рециркуляции. Вследствие этого в подавляющем большинстве случаев для расчета камеры сгорания применяются приближенные методы, основанные на использовании полученных экспериментальных результатов [27–29]. В настоящее время экспериментальные данные имеют принципиальное значение при расчете и анализе процессов в камере сгорания ГПВРД. Получение и обобщение этих данных на основе теоретических предположений является наиболее эффективным способом создания методов расчета камеры сгорания и их верификации [26, 28].

Несмотря на большое внимание, которое уделяется исследованиям воспламенения и стабилизации пламени при сверхзвуковых скоростях потока, физические и химические механизмы, особенности воспламенения, процессы распространения пламени и выделения тепла в камере сгорания все еще остаются недостаточно изученными [2, 6, 30]. Проведенные экспериментальные исследования и математическое моделирование имеют несколько разрозненный несистематический характер. По этой причине не всегда возможно оценить соответствие результатов, полученных для различных методов стабилизации, разных видов топлива и различных термодинамических параметров, вследствие большого набора параметров, неограниченного количества комбинаций и ограниченных финансовых возможностей [31].

Учитывая технологические соображения, можно сделать вывод, что воспламенение и стабилизация пламени являются основной проблемой при разработке ГПВРД, поскольку стабилизации горения с минимальными потерями полного давления и высоким уровнем тепловыделения является ключом к получению высоких характеристик двигателя.

Цель настоящей работы — изучение условий и механизма самовоспламенения водорода в сверхзвуковом потоке с числом Маха на входе в канал, равным 4, без применения внедренных в поток устройств или искусственного зажигания. Основные задачи заключаются в исследовании влияния угла подачи водорода на реализацию воспламенения и устойчивого горения; возможности управления процессом горения и предотвращения запираания канала (если таковое возникает) с помощью выбора схемы подачи топлива; зависимости повышения давления в камере сгорания и запираания канала от коэффициента избытка топлива.

1. Экспериментальная установка и модель камеры сгорания

Исследование сверхзвуковой камеры сгорания проводилось в режиме присоединенного трубопровода (рис. 1). Это позволило максимально использовать преимущества импульсной аэродинамической трубы в качестве источника высокоэнтальпийного рабочего газа (воздуха) [32]. Данная установка является эффективным инструментом для такого рода исследований, поскольку она позволяет получать параметры потока, близкие к условиям полета. Такой подход обеспечивает не только требуемое число Маха, но также необходимое давление и температуру на входе в камеру сгорания во всем диапазоне

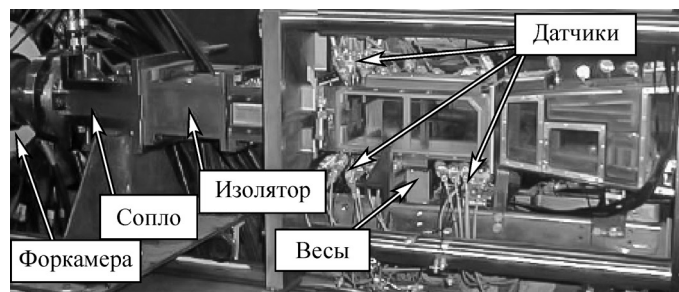


Рис. 1. Модель камеры сгорания.

скоростей потока этой установки. Отсутствие технологических проблем, связанных с температурной прочностью элементов модели, позволяет проводить испытания при высоких параметрах потока, близких к условиям полета. Кроме того, увеличение размеров камеры сгорания позволяет значительно расширить возможности диагностики потока/пламени и разработать модульный принцип построения камеры сгорания для расширения диапазона параметрических исследований.

Экспериментальная модель камеры сгорания представляет собой прямоугольный канал, который состоит из изолятора и собственно камеры сгорания с размером поперечного сечения $100 \times 100 \text{ мм}^2$ (рис. 2). На входе в камеру сгорания устанавливался стабилизатор пламени в виде обращенного назад уступа высотой 25 мм. Вниз по течению от стабилизатора располагался участок с постоянным поперечным сечением и расширяющийся участок канала с общим углом раскрытия 12° . Выбор начального значения давления воздуха в разрядной камере аэродинамической трубы и напряжения конденсаторов обеспечивал требуемые давление и температуру потока. Применение второй (дросселирующей) форкамеры позволяло получать необходимый уровень давления на входе в модель камеры сгорания. Секция изолятора с поперечным сечением канала 50–100 мм и блок звуковых инжекторов не изменялись во время испытаний. Калибровочные испытания подтвердили, что число Маха было стабильным в течение всего времени испытаний, а поток на входе в камеру сгорания — равномерным [33]. Модель по всей длине была снабжена оптическими стеклами для визуализации потока и определения распространения пламени в канале. Подача топлива осуществлялась через восемь равномерно расположенных круглых отверстий под углом 45° или 90° , установленных перед стабилизатором на верхней и нижней стенках камеры. Система подачи топлива в камеру сгорания состояла из топливных баков, подводящих трубопроводов, запорных клапанов и системы синхронизации.

Модель испытывалась при следующих условиях на входе в канал: число Маха $M_{\text{вх}} = 4$, полная температура T_t составляла от 1500 до 2400 К, статическое давление — от 0,06 до 0,25 МПа. Коэффициент избытка топлива мог изменяться в диапазоне от 0,25 до 1,2. Эксперименты проводились при различных отношениях потока импульса топливной струи

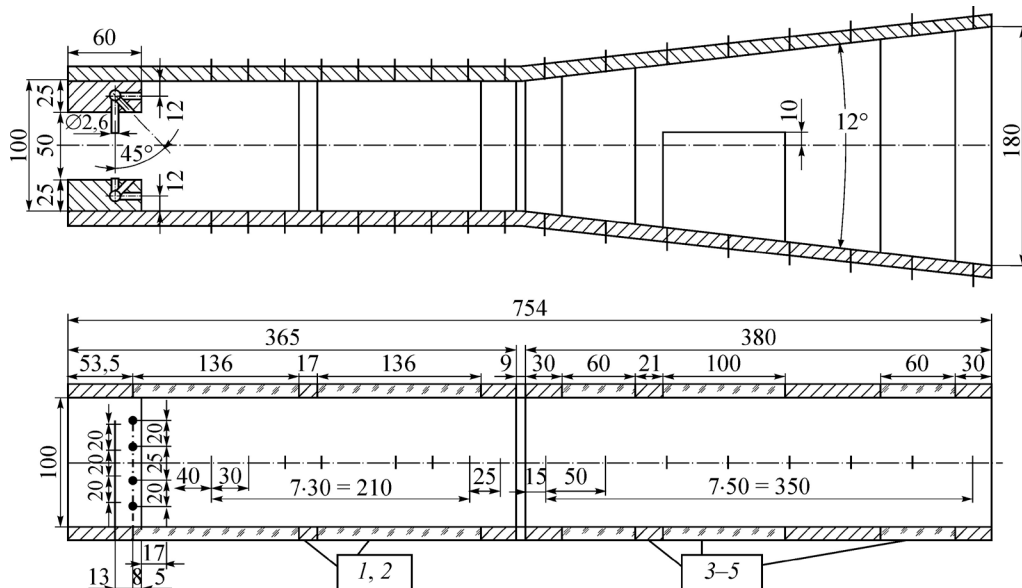


Рис. 2. Схема модели камеры сгорания.

Размеры приведены в миллиметрах; 1–5 — оптические окна, расположенные по длине канала.

к потоку импульса поперечного потока воздуха — $J = (\rho V^2)_j / (\rho V^2)_0$, которые варьировались от 1,6 до 9,8. Здесь ρ и V — плотность и скорость потока, а индексы j и 0 относятся к струе и основному поперечному потоку соответственно. Параметр J наиболее важен для определения проникновения струи в поперечный поток [34] и оказывает решающее влияние не только на характеристики струи, но и на всю структуру потока в канале [22, 35].

Особенностью импульсной аэродинамической трубы является снижение параметров потока в течение рабочего режима установки (120–150 мс). Тем не менее, значение коэффициента избытка топлива (β) оставалось постоянным в течение эксперимента. В ходе испытаний измерялись следующие параметры: полное давление газа в первой и второй форкамерах трубы ИТ-302М; распределение статического давления и теплового потока в канале; донное давление на уступе. Для вычисления коэффициента избытка топлива измерялись давление, температура и массовый расход воздуха и водорода. Была выполнена теневая визуализация потока и визуализация пламени в видимом диапазоне. Большое количество измерительных точек (более 100) позволило получить детальные распределения статического давления и теплового потока, включая донное давление и давление в поперечных направлениях.

2. Результаты и обсуждение

Проведенные ранее исследования [15, 33] показали, что при числах Маха более 3 не всегда возможно обеспечить устойчивое воспламенение и распространение пламени по всей камере сгорания. Выяснилось, что инициирование горения за уступом не происходит или горение носит локальный характер в областях взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, где достигается не только требуемый уровень температуры, но и необходимый состав смеси топлива и воздуха. Анализ структуры потока показал, что для обеспечения устойчивого воспламенения необходимо организовать такую структуру в потоке, при которой образуются зоны отрыва с размерами, достаточными для воспламенения смеси. С этой целью перед уступом устанавливаются клинья или пилонны для усиления сжатия потока и снижения его скорости [16]. В результате происходит дополнительное торможение потока, и область рециркуляции возникает выше по потоку позади стабилизатора, что должно обеспечить устойчивое воспламенение [14, 15]. В настоящей работе в качестве генератора отрывных зон использовались ударные волны, которые формировались перед струями топлива перед уступом [22, 34]. Наклон этих ударных волн и их интенсивность зависят от положения топливных струй, угла наклона последних и давления подачи топлива. На основании анализа большого количества экспериментальных данных была выбрана схема подачи (расположение и диаметр инжекторов), давление и углы подачи топлива.

В результате проведенных измерений было установлено, что при подаче топлива под углом 45° воспламенение начинается на расстоянии около 295 мм от уступа, то есть на длине около (10–11) h , где h — высота уступа. Этот результат подтверждает измерение давления (рис. 3). Здесь и далее относительное давление — это отношение статического давления в камере сгорания к статическому давлению в изоляторе перед входом в камеру сгорания. Видно, что давление начинает увеличиваться в конце канала постоянного сечения ($X = 295$ мм, линия 5), а затем волна давления распространяется вверх по потоку. Этот результат согласуется с данными теневой визуализации (рис. 4), которая показывает движение пламени вверх по течению к зоне рециркуляции за уступом. Этапы воспламенения и распространения пламени обозначены на рис. 3. Процесс воспламенения осуществляется в три этапа. Этап I соответствует локальному горению с умеренным повышением давления. Его продолжительность может варьироваться от 6 до 30 мс в зависимости от начальных условий испытаний. Этот период характеризуется распространением пламени вдоль пограничного слоя вверх и вниз по потоку от области

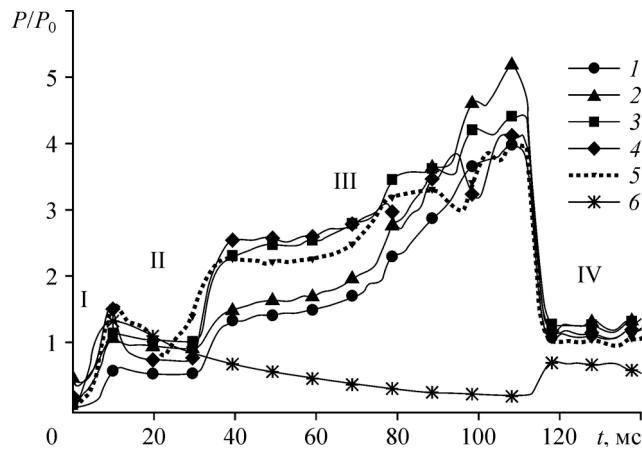


Рис. 3. Этапы горения в сверхзвуковой камере сгорания при 45-градусной инжекции топлива.

$\beta = 0,95; X = 15$ (1), 85 (2), 175 (3), 235 (4), 295 (5) мм, 6 — статическое давление в изоляторе.

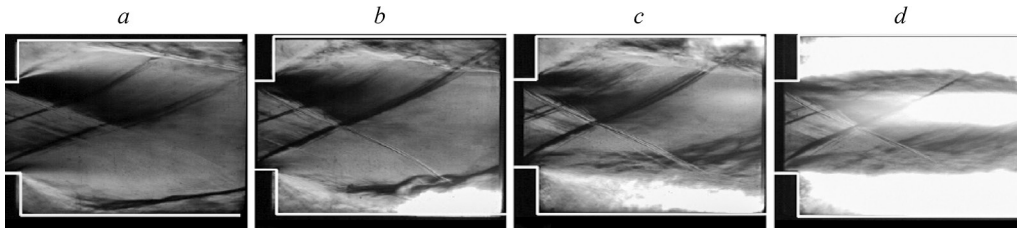


Рис. 4. Теневая визуализация распространения пламени в интервале времени между 5 и 10 мс. Здесь и далее направление потока слева направо; белые линии выделяют контур верхней и нижней стенок; время: 5,5 (a), 6 (b), 7 (c), 7,5 (d) мс.

воспламенения (рис. 4). Видно утолщение пристеночного слоя, в котором происходит горение, и образование над ним слоя с высоким уровнем завихренности. Визуализация течения подтверждает быстрое движение пламени вверх по течению к зоне рециркуляции за уступом и различие по времени этого процесса на верхней и нижней стенках.

Этап II (интервал времени от 20 до 90 мс) соответствует интенсивному горению и повышению давления во всей камере сгорания вследствие распространения пламени вверх и вниз по потоку через слой смешения над пограничным слоем (рис. 5). Происходит значительное утолщение пристеночного слоя: его толщина превышает не только толщину пограничного слоя, но и высоту уступа (рис. 5c). В результате топливные струи и слой смешения смещаются в сторону ядра потока, что приводит к росту давления по всему объему канала. В то же время течение в центре канала остается сверхзвуковым. Увеличение тепловыделения и, как следствие, турбулизация потока сопровождаются интенсификацией смешения и дальнейшим распространением пламени по камере сгорания.

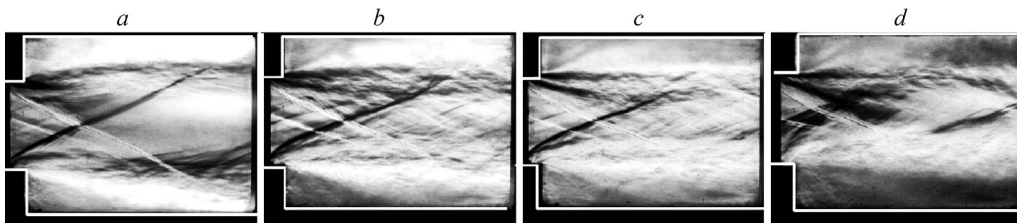


Рис. 5. Теневая визуализация распространения пламени в интервале времени между 20-й и 90-й мс. $\beta = 0,95$; время: 20 (a), 38 (b), 60 (c), 86 (d) мсек.

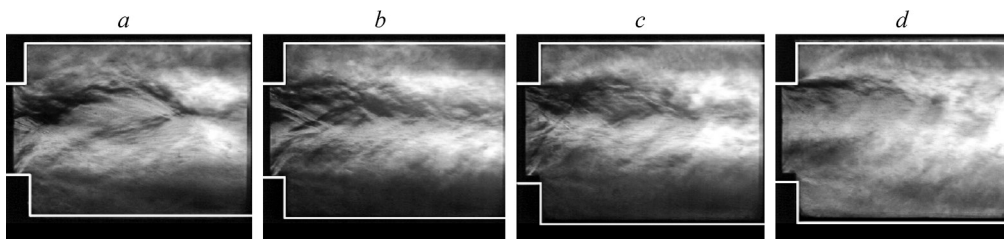


Рис. 6. Теневая визуализация распространения пламени в интервале времени между 90-й и 135-й мс.
 $\beta = 0,95$; время: 95 (a), 106 (b), 113 (c), 134 (d) мс.

Эти процессы сопровождаются дальнейшим расширением пристенной области интенсивного горения, уменьшением ядра сверхзвукового потока (рис. 5d) и увеличением давления в канале.

Этап III (интервал времени от 90 до 135 мс) характеризуется стабильным горением и максимальным уровнем давления во всей камере сгорания. В то же время в ядре потока сохраняется сверхзвуковой режим течения. Теневые картины течения на рис. 6a – 6c демонстрируют изменение структуры потока в камере сгорания при интенсификации горения после распространения пламени вплоть до уступа. Сверхзвуковая область в ядре потока значительно уменьшается, и сверхзвуковой поток остается в основном в области входа в камеру сгорания (рис. 6b). На теневых фотографиях можно видеть, что слои с интенсивной турбулентностью над дозвуковой зоной горения вблизи стенок расширяются, и они практически не соединяются друг с другом на расстоянии примерно 80–100 мм от сечения входа в канал (рис. 6b). В конце этой области происходит усиление горения, что подтверждается усилением свечения пламени на снимках слева на рис. 6b–6d. Этап III предшествует запиранию канала и переходу к дозвуковому горению, которое начинается примерно на 112-й миллисекунде (см. рис. 3). Это проявляется в резком падении относительного давления в канале, которое вызвано четырехкратным ростом опорного давления в изоляторе перед входом в камеру сгорания вследствие запирания канала и повышения давления в изоляторе перед уступом.

Этап IV соответствует интенсификации горения и увеличению тепловыделения в камере сгорания при дозвуковой скорости потока. Это приводит к уменьшению области ядра сверхзвукового потока вплоть до его исчезновения и к запиранию канала при переходе к полностью дозвуковому горению. Теневая визуализация течения на этом этапе приведена на рис. 6d. Вся область течения позади уступа характеризуется дозвуковым режимом течения без ударных волн, а область интенсивного горения смещается вверх по течению и занимает большую часть канала за уступом. Этому переходу предшествует быстрое повышение донного давления. Общее давление увеличивается более чем в четыре раза не только в камере сгорания, но и в изоляторе перед уступом (линия 1 на рис. 3). Этот режим сопровождается ростом пульсаций давления и высоким уровнем турбулентности потока.

Чтобы исключить запирание канала, были проведены эксперименты при пониженном коэффициенте избытка топлива ($\beta = 0,8–0,5$). Было обнаружено, что при $\beta = 0,67$ запирания канала и перехода к дозвуковому горению не происходит. Несмотря на значительное снижение общего давления и температуры на входе в канал во время испытания, горение продолжалось до тех пор, пока режим работы установки не завершился. Зависимость давления от времени для этих условий показана на рис. 7. В отличие от процесса горения с коэффициентом избытка топлива $\beta = 0,95$ в последнем случае (при $\beta = 0,67$) были реализованы только два режима: этап воспламенения II (интервал времени от 5-й до 30-й миллисекунды) с умеренным ростом давления и этап III (интервал времени от 30-й до 150-ой миллисекунды) при интенсивном сгорании водорода и трехкратном повышении давления. Следует отметить, что уровень давления этапа III соответствует

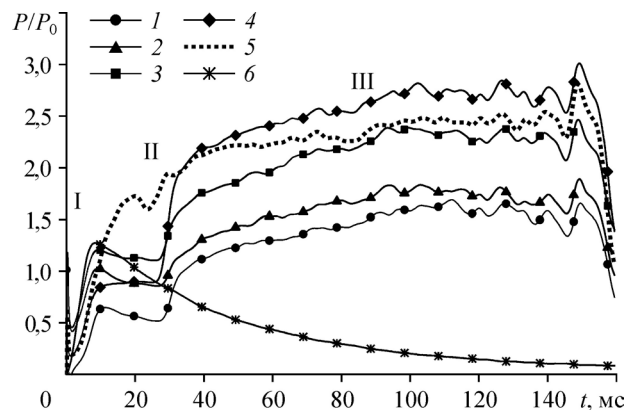


Рис. 7. Этапы горения в сверхзвуковой камере сгорания при 45-градусной инжекции топлива.
 $\beta = 0,67$; $X = 15$ (1), 85 (2), 145 (3), 205 (4), 295 (5) мм,
 6 — статическое давление в изоляторе.

максимальному уровню второй стадии в эксперименте при $\beta = 0,95$ (см. рис. 3). Как и прежде, воспламенение начиналось в области при $X = 295$ мм (линия 5 на рис. 7). Характер распространения пламени был таким же, как и в предыдущем случае, но уровень давления и скорость распространения пламени были несколько ниже (рис. 8a–8c). Различие состоит в том, что режим повышения давления, аналогичный этапу III (см. рис. 3), не был реализован. Давление достигло максимального значения примерно через 85 мс. Оно соответствовало давлению в области II на режиме с запираем каналом (рис. 3), но не распространялось вверх по течению до изолятора (линия 6 на рис. 7). Давление в донной области увеличилось не более чем в 2 раза (линия 1 на рис. 7) и оставалось таковым до завершения процесса горения. Это свидетельствует о том, что запираение камеры сгорания не происходило. Визуализация течения в камере сгорания для режима стабильного сгорания представлена на рис. 8d. Видно, что в этом случае сверхзвуковой поток в камере сгорания сохраняется в течение всего режима работы. В то же время сверхзвуковое ядро потока несколько уменьшается из-за увеличения тепловыделения в результате снижения температуры на входе в камеру сгорания.

Чтобы оценить влияние угла подачи топлива на воспламенение и эффективность его сгорания, были проведены эксперименты с подачей топлива под углом 90° . Было выявлено, что при $\beta = 0,73$ этапы и свойства процесса остаются такими же, что и при 45-градусной подаче топлива. Однако процесс воспламенения и распространения пламени происходил быстрее при большей интенсивности. Если топливо инжектировалось под углом 90° , наблюдалось быстрое одновременное повышение давления по всему каналу, и продолжительность этапа I не превышала 10 мс (рис. 9). Воспламенение происходило на расстоянии 110–140 мм от уступа (линия 3 на рис. 9), то есть приблизительно в сред-

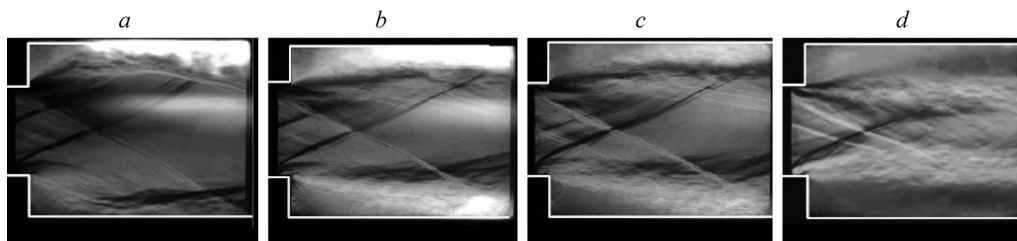


Рис. 8. Теневая визуализация распространения пламени в интервале времени между 7-й и 106-й миллисекундами.
 $\beta = 0,67$; время: 7 (a), 12 (b), 29 (c), 106 (d) мс.

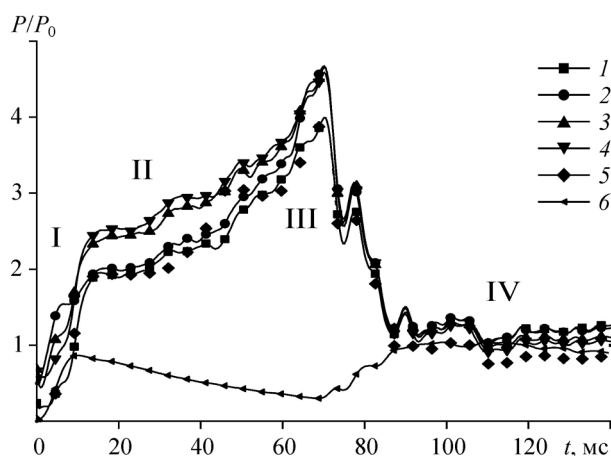


Рис. 9. Этапы горения в сверхзвуковой камере сгорания при 90-градусной инжекции топлива.

$\beta = 0,73$; $X = 15$ (1), 85 (2), 145 (3), 175 (4), 295 (5) мм,
6 — статическое давление в изоляторе.

ней части канала камеры сгорания с постоянным поперечным сечением. Давление в этой области оставалось высоким в течение всего процесса сгорания. Увеличение давления в области II было заметно выше, чем в случае подачи топлива под углом 45° . Это обусловлено большей интенсивностью ударной волны перед инжектируемыми струями, а также положением и размером области отрыва, возникающей при взаимодействии ударной волны с пограничным слоем вниз по потоку от уступа. Именно в этой области, как показывают данные [15, 26], начинается воспламенение смеси.

Теневая визуализация потока в камере сгорания подтверждает интенсификацию процесса воспламенения при 90-градусной инжекции топлива. Интенсивное горение начинается уже на 5-й миллисекунде вблизи уступа (рис. 10а). Видно быстрое увеличение толщины пристенного слоя и интенсивное горение в этой области (8,5 мс). Интенсивная турбулизация потока в зоне сгорания и на границе сверхзвукового потока способствует быстрому распространению пламени и увеличению давления по всей камере сгорания, которое вдвое превышает давление при 45-градусной подаче топлива. Сравнение структуры потока на фотографиях рис. 10б, 10с показывает, что с усилением тепловыделения размер ядра сверхзвукового потока в канале уменьшается одновременно с ростом давления. Этот процесс завершается запираем канала и переходом к дозвуковому сгоранию уже на 70 мс (рис. 10д).

В отличие от горения при 45-градусной инжекции топлива процесс перехода от сверхзвукового к дозвуковому горению при 90-градусной инжекции топлива характеризуется большей продолжительностью и может занимать 10–20 мс. Статическое давление

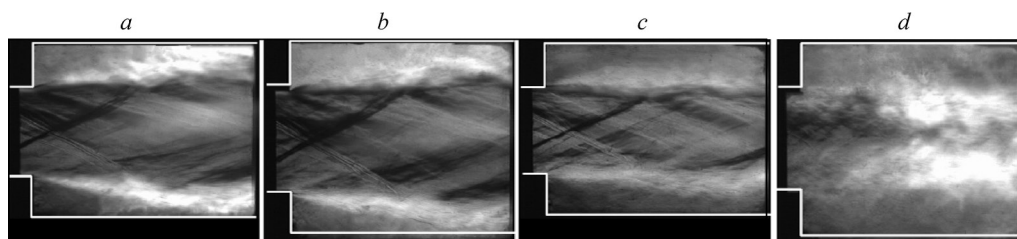


Рис. 10. Теневая визуализация распространения пламени в интервале времени между 5-й и 72-й миллисекундами.

$\beta = 0,73$; время: 5 (а), 8,5 (б), 27,5 (с), 70 (д) мс.

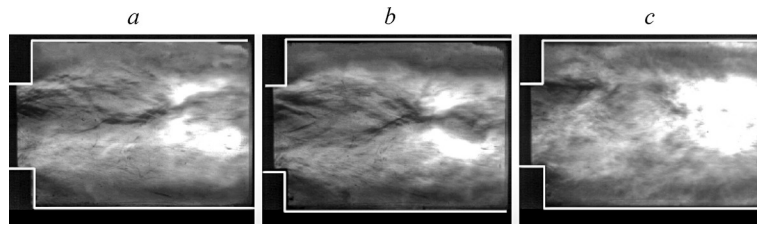


Рис. 11. Структура потока в переходной области и в области запирания канала в интервале времени между 76-й и 124 миллисекундами.
 $\beta = 0,73$; время: 76 (a), 84,5 (b), 124 (c) мс.

во время перехода имеет высокий уровень низкочастотных колебаний с большой амплитудой, как следует из сравнения данных, представленных на рис. 3 и 9. Структура потока непосредственно в переходном процессе (временной интервал 72–90 мс) и в режиме устойчивого запирания (124 мс) представлена на рис. 11. Видно, что в переходном режиме на выходе из камеры сгорания сохраняется сверхзвуковая область потока. Тем не менее, размер и структура ударных волн в этой области изменяются во времени (рис. 11a, 11b), что является источником колебаний давления.

Сопоставление полученных данных показывает, что в обоих случаях воспламенение смеси происходило в результате взаимодействия ударной волны с пограничным слоем и отрыва последнего. Положение и интенсивность горения, а также скорость распространения пламени определяются положением и размером области отрыва и ее близости к зоне рециркуляции за уступом. При 90-градусной подаче топлива было невозможно предотвратить запираение канала, даже если значение коэффициента избытка топлива было ниже, чем 0,5. Однако при таком значении β канал не запирался, если топливо подавалось под углом 45°. Это связано с тем, что область воспламенения располагалась вблизи уступа и практически все тепловыделение происходило в канале с постоянным поперечным сечением. В результате в канале быстро достигалась скорость звука, происходило большое повышение давления, и это давление распространялось вверх по потоку в изолятор. В этом случае расширяющаяся секция перестает влиять на процесс сгорания и структуру потока в канале.

Изменение давления в процессе розжига камеры сгорания свидетельствует, что повышение давления полностью коррелирует с интенсивностью теплового потока. Этот вывод подтверждают полученные экспериментальные данные, показанные на рис. 12.

Сравнение закономерностей изменения распределения давления и теплового потока по длине канала показывает не только их качественное соответствие, но и достаточно близкое количественное совпадение. Следует отметить, что корреляция давления и тепловых потоков характерна не только для стационарного режима горения, она сохраняется

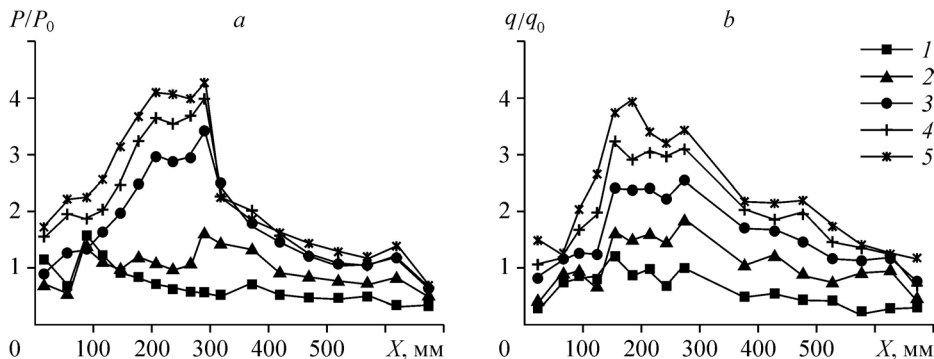


Рис. 12. Корреляция изменения давления (a) и тепловых потоков (b) при нестационарном воспламенении водорода в камере сгорания.
 1 — 20 мс (без подачи топлива), 2 — 10 мс, 3 — 20 мс, 4 — 30 мс, 5 — 40 мс.

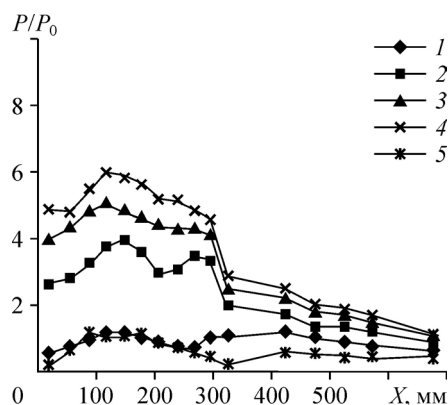


Рис. 13. Относительное давление в канале при 45-градусной подаче топлива.
 $\beta = 0,95$; 1 — 20 мс, 2 — 85 мс,
 3 — 112 мс, 4 — 120 мс,
 5 — 20 мс (без подачи топлива).

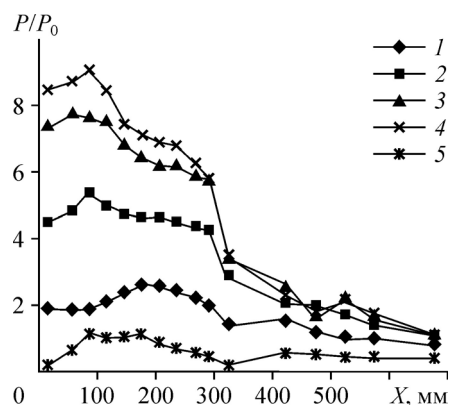


Рис. 14. Относительное давление в канале при 90-градусной подаче топлива.
 $\beta = 0,826$; 1 — 20 мс, 2 — 80 мс,
 3 — 110 мс, 4 — 120 мс,
 5 — 20 мс (без подачи топлива).

также при нестационарном воспламенении, как это следует из данных, приведенных на рис. 12. Данный результат подтверждает возможность определения интенсивности горения и тепловыделения по величине увеличения давления по длине камеры сгорания. Такой подход оценки характеристик камеры давления широко используется как в эксперименте, так и при численном моделировании [31, 36].

Сравнение распределения давления по длине канала для разных углов подачи топлива показывает (рис. 13 и 14), что давление в камере сгорания возрастает при увеличении угла инъекции. Максимальное давление достигается при угле инъекции 90° даже несмотря на меньшее значение коэффициента избытка топлива ($\beta = 0,95$ и $0,826$ на рис. 13 и 14 соответственно). Изменение положения пика давления в зависимости от времени также определяется углом инъекции топлива. При 90-градусной подаче топлива пик максимального давления смещается вверх по потоку и при этом достигается более высокий (примерно в 1,5–1,7 раза) уровень давления. Приблизительно такое же соотношение давлений сохраняется в донной области за уступом при $X = 15$ мм. В то же время следует отметить, что интенсивность горения в расширяющейся секции камеры сгорания уменьшается в результате влияния волн расширения на границе между секциями камеры сгорания при расширении потока на входе во вторую секцию.

Сравнение интенсивности свечения пламени при двух типах подачи топлива представлено на рис. 15. Визуализация пламени в видимом диапазоне подтверждает наличие интенсивного горения в передней части камеры сгорания с постоянным поперечным сечением при 90-градусной инъекции топлива (рис. 15a). Можно видеть, что пламя распространяется по всей камере постоянного сечения вплоть до уступа. Сравнение горения при двух схемах подачи топлива показывает, что при 90-градусной подаче топлива происходит большая интенсификация горения за уступом, чем при подаче топлива под углом 45° . Рис. 15b свидетельствует, что при 45-градусной подаче в начальной части камеры



Рис. 15. Визуализация пламени при 90-градусной (a) и 45-градусной (b) подаче топлива.

горение происходит в основном у стенок, а не в ядре потока. Догорание реализуется в конце секции постоянного сечения при $X > 150$ мм и в расширяющейся части камеры сгорания (3-е и 4-е окно справа на рис. 2). Такое протекание процесса является следствием изменения эффективной конфигурации канала и размеров его эффективных поперечных сечений в результате изменения положения и увеличения размеров областей отрыва пограничного слоя, главным образом, вблизи донной области за уступом. Это приводит к улучшению смещения и снижению эффективной длины камеры сгорания, на которой происходит полное выгорание топлива.

Заключение

Результаты испытаний модельной сверхзвуковой камеры сгорания в импульсной установке при параметрах потока, близких к условиям полета, позволяют сделать следующие выводы.

Иницирование горения происходит вблизи стенки в областях отрыва пограничного слоя, вызванных взаимодействием отраженной ударной волны с пограничным слоем, если достигается приемлемый уровень смещения. Именно эта область является источником иницирования горения и последующего распространения пламени вверх по потоку. Горение в пристеночной области оказывает определяющее влияние на стабилизацию и распространение пламени по всему каналу вплоть до уступа. В случае достаточной энергии воспламенения вдоль стенки образуется обширная дозвуковая область, которая обеспечивает устойчивое горение в ядре сверхзвукового потока через слой смещения.

Изменение угла подачи топлива может быть эффективным средством управления положением области воспламенения и интенсивностью горения, а также способом предотвращения перехода к дозвуковому сгоранию и запираания канала.

Зона рециркуляции позади уступа не является источником возгорания. Роль этой области заключается в обеспечении стабилизации пламени, предотвращении передачи возмущений вверх по потоку (в изолятор) и, как следствие, исключении запираания канала.

Использование предлагаемого подхода дает возможность снизить потери давления и внутреннее сопротивление камеры сгорания, поскольку позволяет исключить применение внедренных в поток стабилизирующих устройств (пилоны, клинья, генераторы вихрей) и упростить ее конструкцию, что облегчит теплозащиту и уменьшит вес камеры.

Выполненное исследование подтвердило реализацию воспламенения водорода при высоком уровне повышения давления и тепловых потоков. Дальнейшие усилия будут направлены на изучение теплового режима камеры сгорания при нестационарном процессе воспламенения и стабилизации горения.

Список литературы

1. Jackson K.R., Gruber M.R., Buccellato S. Mach 6–8 hydrocarbon-fueled scramjet flight experiment: the HIFIRE flight 2 project // *J. Propulsion and Power*. 2015. Vol. 31, No. 1. P. 36–53.
2. Drummond J.P. Methods for prediction of high-speed reacting flows in aerospace propulsion // *AIAA J.* 2014. Vol. 52, No 3. P. 465–485.
3. Ingenito A., Bruno C. Physics and regimes of supersonic combustion // *AIAA J.* 2010. Vol. 48, No 3. P. 515–525.
4. Masumoto R., Tomioka S., Kudo K., Murakami A., Kato K., Yamasaki H. Experimental study on combustion modes in a supersonic combustor // *J. Propulsion and Power*. 2011. Vol. 27, No. 2. P. 346–355.
5. Micka D.J., Driscoll J.F. Stratified jet flames in a heated (1390 K) air cross-flow with auto-ignition // *Combust. Flame*. 2012. Vol. 159. P. 1205–1214.
6. Segal C. *The scramjet engine: process and characteristics*. Cambridge University Press, 2009. 368 p.
7. Altay H.M., Speth R.L., Hudgins D.E., Ghoniem A.F. The impact of equivalence ratio oscillations on combustion dynamics in a backward-facing step combustor // *Combust. Flame*. 2009. Vol. 156. P. 2106–2116.
8. Huang W., Jin L., Yan L., Tan J. Influence of jet-to-crossflow pressure ratio on nonreacting and reacting processes in a scramjet combustor with backward-facing steps // *Intern. J. Hydrogen Energy*. 2014. Vol. 39, No. 36. P. 21242–21250.
9. Ben-Yakar A., Hanson R. Cavity flame-holders for ignition and flame stabilization in scramjets: an overview // *J. Propulsion and Power*. 2001. Vol. 17, No. 4. P. 869–877.

10. Gruber M.R., Donbar J.M., Carter C.D. Mixing and combustion studies using cavity-based flameholders in a supersonic flow // J. Propulsion and Power. 2004. Vol. 20. P. 769–779.
11. Barnes F.W., Segal C. Cavity-based flameholding for chemically-reacting supersonic flows // Prog. Aerosp. Sci. 2015. Vol. 76. P. 24–41.
12. Kummitha O.R., Suneetha L., Pandey K.M. Numerical analysis of scramjet combustor with innovative strut and fuel injection techniques // Intern. J. Hydrogen Energy. 2017. Vol. 42, No. 15. P. 10524–10535.
13. Genin F., Menon S. Simulation of turbulent mixing behind a strut injector in supersonic flow // AIAA J. 2010. Vol. 48, No. 3. P. 526–533.
14. Hsu K.Y., Carter C.D., Gruber M., Barhorst T., Smith S. Experimental study of cavity-strut combustion in supersonic flow // J. Propulsion and Power. 2010. Vol. 26, No. 6. P. 1237–1246.
15. Виноградов В.А., Гольдфельд М.А., Старов А.В. Исследование воспламенения и горения водорода в канале при высоких сверхзвуковых скоростях потока на входе в канал // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49, № 4. С. 3–11.
16. Grady N.C., Pitz R.W., Carter C.N. Supersonic flow over a ramped-wall cavity flame holder with an upstream strut // J. Propul Power. 2012. Vol. 28, No. 5. P. 982–990.
17. Kobayashi K., Tomioka S., Mitani T. Supersonic flow ignition by plasma torch and H₂/O₂ torch // J. Propulsion and Power. 2004. Vol. 20, No. 2. P. 294–301.
18. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion // Prog. Energy Combust. Sci. 2013. Vol. 39. P. 61–110.
19. Savelkin K.V., Yarantsev D.A., Adamovich I.V., Leonov S.B. Ignition and flameholding in a supersonic combustor by an electrical discharge combined with a fuel injector // Combust Flame. 2015. Vol. 162, No. 3. P. 825–835.
20. Liu Q., Baccarella D., McGann B., Lee T., Do H. Experimental investigation of single jet and dual jet injection in a supersonic combustor // AIAA Paper. 2018. No. 2018–1363.
21. Schetz J.A., Maddalena L., Throckmorton R., Neel R. Complex wall injector array for scramjet combustors // AIAA Paper. 2008. No 2008–0105. 13 p.
22. Голубев М.П., Гольдфельд М.А. Взаимодействие газовых струй со сверхзвуковым поперечным потоком в канале // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, вып. 1. С. 50–54.
23. Ladeinde F. A critical review of scramjet combustion simulation // AIAA Paper. 2009. No. 2009–127. 13 p.
24. Baurle R.A., Edwards J.R. Hybrid Reynolds-averaged/large eddy simulations of a coaxial supersonic free jet experiment // AIAA J. 2010. Vol. 48, No. 3. P. 551–571.
25. Gonzalez-Juez E.D., Kerstein A.R., Menon S., Ranjan R. An analysis of the basic assumptions of turbulent-combustion models with emphasis on high-speed flows // AIAA Paper. 2015. No 2015–1380. 12 p.
26. Gamba M., Mungal M.G. Ignition, flame structure and near-wall burning in transverse hydrogen jets in supersonic crossflow // J. Fluid Mech. 2015. Vol. 780. P. 226–273.
27. Melguizo-Gavilanes J., Boeck L.R., Mével R., Shepherd J.E. Hot surface ignition of stoichiometric hydrogen-air mixtures. // Intern. J. Hydrogen Energy. 2017. Vol. 42, No. 11. P. 7393–7403.
28. Moureau V., Berat C., Pitsch H. An efficient semi-implicit compressible solver for large-eddy simulations // J. Comput Phys. 2007. Vol. 226, No. 2. P. 1256–1270.
29. Hiejima T. Effects of streamwise vortex breakdown on supersonic combustion // Physical Review E. 2016. Vol. 93, No 4. P. 43115–43115.
30. Liu B., He G.Q., Qin F., An J., Wang S., Shi L. Investigation of influence of detailed chemical kinetics mechanisms for hydrogen on supersonic combustion using large eddy simulation // Intern. J. Hydrogen Energy. 2019. Vol. 44, No. 10. P. 5007–5019.
31. Ladeinde F., Li W. Differential turbulent supersonic combustion of hydrogen, methane, and ethylene, without assisted ignition // AIAA J. 2018. Vol. 56, No. 12. P. 4870–4883.
32. Маслов А.А., Шумский В.В., Ярославцев М.И. Высокоэнтальпийная установка кратковременного действия с комбинированным нагревом и стабилизацией параметров // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 5. С. 535–546.
33. Гольдфельд М.А., Захарова Ю.В., Федоров А.В., Федорова Н.Н. Влияние волновой структуры течения в сверхзвуковой камере сгорания на воспламенение и стабилизацию горения // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 6. С. 3–16.
34. Mahesh K. The interaction of jets with crossflow // Annu. Rev. Fluid Mech. 2013. Vol. 45, No. 1. P. 379–407.
35. Pudsey A.S., Wheatley V., Boyce R. R. Behavior of multiple-jet interactions in a hypersonic boundary layer // J. Propulsion and Power. 2015. Vol. 31, No. 1. P. 144–155.
36. Milligan R.T., Mathur T. Dual mode scramjet combustor: analysis of two configurations // AIAA Paper. 2010. No. 2010–0751. 19 p.

*Статья поступила в редакцию 18 ноября 2019 г.,
после доработки — 24 марта 2020 г.,
принята к публикации 28 апреля 2020 г.*