

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗБЫТКА ТОПЛИВА НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В КАНАЛЕ С ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

М. А. Гольдфельд

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, gold@itam.nsc.ru

Рассматривается нестационарное самовоспламенение заранее не подготовленной водородно-воздушной смеси в высокоскоростном потоке, чтобы выяснить влияние коэффициента избытка топлива на воспламенение и стабилизацию горения в канале. Проведенная серия экспериментов в широком диапазоне коэффициентов избытка топлива $0.35 \div 1.2$ показала, что начальное воспламенение происходит в зоне отрыва пограничного слоя под воздействием переотраженной головной ударной волны перед струей топлива. Эта зона является устойчивым источником возгорания, от которого пламя при определенных условиях распространяется вверх по течению до входа в канал. Существует два режима стабилизации горения при угле инъекции 45° . При низких коэффициентах избытка топлива реализуется течение с монотонным ростом давления вплоть до достижения плато с умеренным повышением давления. При коэффициенте избытка топлива более 0.8 реализуется двухступенчатый режим горения. Первый этап состоит из процесса подвода тепла, который совпадает с режимом горения при низких коэффициентах избытка топлива и характеризуется ростом пульсаций вследствие усиления термоакустического взаимодействия. В результате повышения давления в области начального воспламенения происходит быстрое распространение фронта пламени вверх и вниз по потоку и увеличение давления до максимальных значений при высокой полноте сгорания. Выполнен сравнительный анализ распределения давления и тепловых потоков по длине канала.

Ключевые слова: воспламенение, горение, распространение пламени, тепловой поток, пульсации давления.

DOI 10.15372/FGV2024.9444

EDN KLMTBS

ВВЕДЕНИЕ

Проблема обеспечения устойчивого воспламенения и горения топлива при высоких скоростях потока все еще остается актуальной задачей, несмотря на большое число исследований, которые проводились и проводятся в настоящее время. Такое внимание обусловлено прежде всего сложностью процесса подвода тепла к высокоскоростному потоку вследствие существенного сокращения времени пребывания неподготовленной смеси в канале, которое может составлять порядка миллисекунды или даже долей миллисекунды [1, 2]. Поэтому повышаются требования к сокращению времени смешения и периода индукции смеси, что должно повысить эффективность подвода тепла и сократить длину нагревательных устройств различного типа.

Основные усилия сосредоточены на изучении различных подходов к инъекции топлива и определению их эффективности для сокращения времени смешения и индукции, при котором обеспечивается высокая полнота выгорания топлива. Системы инъекции топлива в сверхзвуковой поток по конструктивным особенностям подразделяются на два класса —

с применением погруженных и не погруженных в поток устройств инжекции. Подробное обсуждение таких исследований можно найти в работах [3, 4]. К первому классу относятся пилоны [5–7] и ramпы различных конфигураций и размеров [8, 9]. Ко второму классу относятся каверны разных типов и конфигураций [10–12], инжекция топлива со стенки в поперечный поток под различными углами [13, 14], обращенные по потоку уступы [15–17]. Обзор литературных источников свидетельствует, что неинтрузивные методы наиболее привлекательны в силу их технологичности и гибкости. Интрузивные устройства, несмотря на то, что способствуют воспламенению и обеспечивают стабилизацию горения, приводят к увеличению потерь давления (сопротивления) и необходимости их охлаждения [6, 8, 9, 15]. Поэтому широко изучаются различные схемы инжекции топлива со стенки, которые включают в себя угловую инжекцию, выбор геометрии выходного отверстия (круглое, эллиптическое, ромбовидное и др.), оптимизацию многорядных систем инжекции (многoinжекторность, каскады, ступенчатость, аэроклин). Показано, что комбинация различных схем угловой инжекции позволяет достигнуть интенсификации смешения, которое по эффективности близко к интрузивным методам инжекции [10, 18]. Применение ступенчатой схемы инжекции приводит к усилению интенсивности смешения благодаря увеличению проникающей способности струи, что обеспечивает доставку смеси в ядро потока [19].

В последнее десятилетие пристальное внимание уделяется изучению инжекции топлива в сверхзвуковой поток с использованием каверны в качестве стабилизатора пламени и одновременно как устройства для подачи топлива. Начиная с фундаментальной работы [10] были получены важные результаты, которые подтвердили возможность достижения приемлемого уровня смешения для обеспечения воспламенения и высокой полноты сгорания. Исследованы различные виды каверн и схемы инжекции топлива, включая инжекцию перед каверной и разного вида инжекцию внутри каверны [19–21]. В результате установлено, что применение схем инжекции с каверной позволяет достигнуть высокой эффективности смешения. Однако выяснилось, что использование каверны одновременно влечет необходимость применять комбинированные схемы инжекции, включающие в себя интрузивные методы (комбинация каверны и пилонa) [22, 23]. Несмотря на эффективность такой схемы инжекции топлива и стабилизации горения, происходит увеличение сопротивления и потерь полного давления. Альтернативой каверне как стабилизатору пламени может быть обращенный по потоку уступ. В этом случае увеличение времени пребывания смеси может быть достигнуто у стенок канала в зонах отрыва пограничного слоя, что позволяет исключить торможение потока с помощью стоек [24]. Кроме того, в последнем случае появляется возможность предотвратить сложные пульсирующие режимы, характерные для каверн различного типа и геометрии. Поэтому можно предположить, что незаслуженно мало внимания уделяется исследованию смешения топлива и воздуха в каналах с внезапным расширением (обращенный по потоку уступ), хотя в известных исследованиях имеются свидетельства того, что такая конфигурация может быть достаточно эффективной [24, 25].

Из проведенных исследований следует, что эффективность смешения и стабилизация горения существенно зависят от геометрии уступа и положения топливных инжекторов. Увеличение высоты уступа сопровождается немонотонным повышением эффективности сгорания, тогда как потеря полного давления возрастает до определенной величины. В работе [26] выполнено прямое сравнение эффективности смешения и воспламенения при использовании в качестве стабилизатора каверны и обращенного по потоку уступа. В этом случае каверна имеет некоторое преимущество, но одновременно отмечается увеличение потерь полного давления. Вместе с этим установлено, что образующиеся отрывные области перед топливной струей и за уступом улучшают смешение топлива и воздуха, что,

в свою очередь, повышает полноту сгорания. Активные радикалы попадают в эти области и являются источником воспламенения при реализации горения. Авторы отмечают, что выполненное сравнение не может быть достаточно релевантным, поскольку структуры течения и положения ударных волн в этих случаях заметно отличаются, главным образом вследствие различия схем подачи топлива. В этих опытах размер уступа оставался постоянным и был небольшим (3.2 мм), тогда как известно, что эффективность стабилизатора пламени зависит от его формы и геометрических размеров [27].

Другим важным параметром, который оказывает определяющее влияние на смешение и воспламенение топлива, является соотношение динамических напоров топливной струи и основного потока (параметр J). Влияние отношения давлений струи и поперечного потока на структуру течения и смешение широко исследовалось численно и экспериментально [14, 28], рассматривались как одиночные струи, так и струйные каскады различных конфигураций [29]. Полученные результаты показывают, что распределения пристенного давления по длине канала в нереагирующем и реагирующем течении могут заметно отличаться. Предсказанное давление для реагирующего течения плохо согласуется с экспериментальными данными и является завышенным [14]. Исследование влияния параметра J на воспламенение и горение в отрывной области свидетельствует, что отношение потоков импульса сильно влияет на характеристики воспламенения [28]. Обнаружены различные режимы течения при низком ($J < 1$) и высоком ($J > 3$) значениях J . Различие двух структур течения заключается в том, что при малых значениях J пламя не проникает в ядро потока и стабилизируется у стенки в пограничном слое [30].

Необходимо отметить, что подавляющее большинство исследований, особенно экспериментальных, выполнено, с одной стороны, на плоской пластине и, с другой стороны, при односторонней инжекции топлива. В обоих случаях нет дополнительного возмущающего воздействия, которое вызывает изменение структуры течения. В первом случае появление обращенного по потоку уступа приводит к дополнительному взаимодействию струи с веером волн разрежения и появлению протяженной рециркуляционной области [24, 30]. Во втором случае в результате встречного переотражения головной ударной волны происходят увеличение давления и смещение области отрыва вверх по потоку [14, 24]. Несмотря на многочисленные исследования структуры течения при взаимодействии топливной струи с поперечным потоком, все еще нет ясного понимания процессов и условий достижения эффективности применения методов и средств обеспечения воспламенения и горения. Поэтому требуются дополнительные усилия, чтобы прояснить эти важные особенности явлений, которые определяют характеристики и эффективность процессов горения.

Цель исследования состояла в изучении влияния коэффициента избытка топлива на воспламенение и стабилизацию горения водорода при высоких скоростях потока на входе в модельный канал. В экспериментах использовалась встречная инжекция топлива в поперечном сечении канала с верхней и нижней стенок. Во всех опытах применялся стабилизатор пламени в форме обращенного назад уступа. Были рассмотрены следующие основные задачи: а) влияние относительного давления подачи топлива на самовоспламенение смеси, б) определение условий и положения места воспламенения смеси, в) влияние пульсаций давления на смешение и интенсивность горения, г) изменение относительного теплового потока по длине канала в зависимости от коэффициента избытка топлива.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ТЕХНОЛОГИЯ ИСПЫТАНИЙ

При экспериментальном изучении высокоскоростных внутренних высокоэнтальпийных течений появляется необходимость тепловой защиты стенок моделей от перегрева или разрушения. Одним из возможных путей решения этой проблемы может быть сокращение длительности режима испытаний, например, применение установок кратковременного

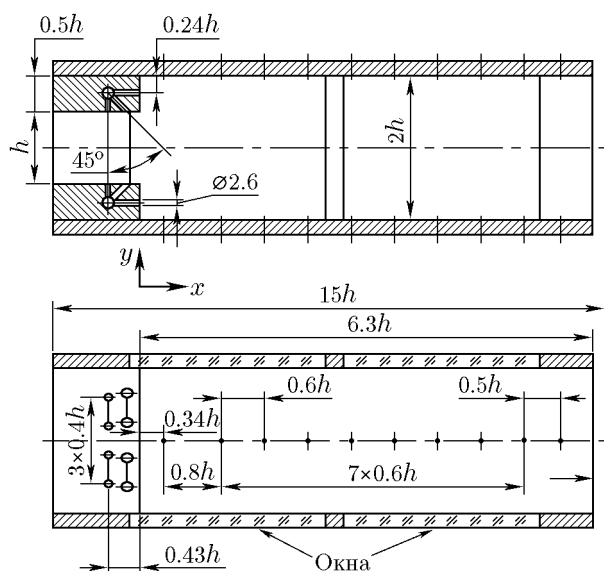


Рис. 1. Схема экспериментальной модели: сечения постоянного сечения в продольной (сверху) и поперечной (снизу) плоскостях симметрии

действия [31]. В этом случае можно избежать усложнения конструкции модели, исключив необходимость охлаждения стенок. В настоящей работе для исследования горения при постоянной входной скорости потока использовалась импульсная установка, выполненная по схеме присоединенного трубопровода с дросселирующей форкамерой [32, 33]. Применение высокочастотных установок кратковременного действия для изучения разнообразных газо- и термодинамических задач позволяет обеспечить наиболее полное моделирование высокоскоростных процессов. Анализ основных типов таких установок, перечень параметров и задач, которые исследовались в этих установках, подробно содержатся в обзорах, выполненных в последнее время [34]. Не повторяя результатов и выводов этих работ, отметим две актуальные проблемы, которые связаны с необходимостью увеличивать энергетику установки и обеспечивать стабильность входных параметров потока в течение всего рабочего режима установки.

Экспериментальная установка выполнена по стандартной схеме и состоит из разрядной камеры, блока сопел, изолятора и модельного канала, который включает в себя секцию постоянного сечения и расширяющуюся секцию. В качестве источника рабочего газа использовалась штатная разрядная форкамера импульсной трубы, которая позволяет получать температуру газа до 3000 К при полном давлении до 40 МПа [33]. При таких условиях обеспечивается самовоспламенение не только водородных, но и углеводородных смесей [35]. Выходной канал изолятора и измерительная секция постоянного сечения модели показаны на рис. 1. Секция изолятора с поперечным сечением канала $1h \times 2h$ и длиной $4.8h$ примыкала непосредственно к выходному сечению сверхзвукового сопла. Здесь h — высота выходного сечения изолятора. За изолятором на верхней и нижней стенках модели устанавливался блок звуковых цилиндрических инжекторов для подачи топлива. Одновременно он формировал стабилизатор пламени в виде обращенного по потоку уступа высотой $0.5h$. Вниз по течению от стабилизатора располагался участок с постоянным поперечным сечением длиной $6h$. Модель по всей длине была снабжена оптическими стеклами из кварцевого стекла для визуализации потока и определения распространения пламени в канале. Подача топлива осуществлялась через 8 равномерно расположенных круглых отверстий диаметром 2.6 мм под углом 45° или 90° , установленных перед стабилизатором на верхней и нижней стенках канала. В проведенных опытах водород подавался под углом 45° . Система подачи топлива в испытательный канал состояла из топливных баков, подводящих трубопроводов, запорных клапанов и системы синхронизации.

Исследование влияния коэффициента избытка топлива на воспламенение проводилось при постоянной скорости на входе в канал $v = 1837$ м/с. Параметры потока на входе в канал также оставались практически неизменными: полная температура $T_t = 2320$ К, статическая температура $T_{st} = 556$ К, скорость звука $a = 476$ м/с, статическое давление $p_{st} = 0.1046$ МПа. Отличие указанных параметров от опыта к опыту не превышало ± 5.4 %, что обусловлено погрешностью задания начальных зарядных параметров форкамеры установки (давление и напряжение). Коэффициент избытка топлива варьировался в диапазоне $\phi = 0.35 \div 1.2$. Изменение расхода топлива достигалось путем увеличения давления при сохранении расхода воздуха и неизменном размере критического сечения инжекторов. В результате эксперименты проводились при различных значениях отношения скоростного напора топливной струи к скоростному напору основного потока воздуха:

$$J = (\rho v^2)_j / (\rho v^2)_0.$$

Здесь ρ и v — плотность и скорость потока, индексы j и 0 относятся к струе и основному потоку соответственно. Параметр J наиболее важен с точки зрения влияния на проникновение струи в поперечный поток и оказывает решающее влияние не только на характеристики струи, но и на смещение и всю структуру течения в канале [30, 36]. Эксперименты проводились при различных значениях отношения J — от 1.6 до 8.8 при изменении коэффициента избытка топлива.

Оценка погрешности измерений выполнена на основании стандартных методов анализа в предположении, что уровень достоверности составляет 95 %. Калибровочные испытания подтвердили, что число Маха было стабильным в течение всего времени испытаний, а поток на входе в камеру сгорания оставался равномерным [33]. Уменьшение случайных ошибок было достигнуто благодаря использованию данных многократных опытов. В результате были получены оценочные погрешности (доверительный интервал 95 %) для следующих параметров: p_t — 0.83 %, p_{st} — 1.33 %, T_t — 1.57 %, v — 1.44 %, τ — 0.094 %, которые близки к погрешностям в трубах периодического действия. Погрешности измерений заметно возрастают при определении массового расхода воздуха m_a — 2.58 %, расхода топлива m_f — 1.79 % и коэффициента избытка топлива ϕ — 3.4 %, что вызвано значительной неравномерностью потока под воздействием инъекции топлива.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ влияния коэффициента избытка топлива на особенности воспламенения и переход к интенсивному сгоранию предполагает, что в процессе перехода к стационарному горению условия в сверхзвуковом потоке должны оставаться неизменными или, по крайней мере, быть близкими к таковым. Оценка полученных данных в опытах без горения свидетельствует, что в течение пуска относительное давление в различных точках по длине канала практически не меняется в пределах точности измерений (рис. 2). Из данных на рис. 2 следует, что после заполнения дросселирующей камеры (примерно 15 мс) давление за уступом остается постоянным.

Одновременно в области за уступом наблюдаются колебания давления, вызванные взаимодействием струи топлива с основным потоком. Как показали измерения, эти колебания усиливаются при увеличении коэффициента избытка топлива вследствие увеличения отношения скоростного напора топливной струи к скоростному напору основного потока воздуха (параметр J), что приводит к увеличению области отрыва перед топливной струей. Вниз по потоку влияние этих пульсаций заметно ослабляется.

Другое необходимое условие для корректного определения влияния коэффициента избытка топлива на воспламенение и горение водорода состоит в сохранении его значения

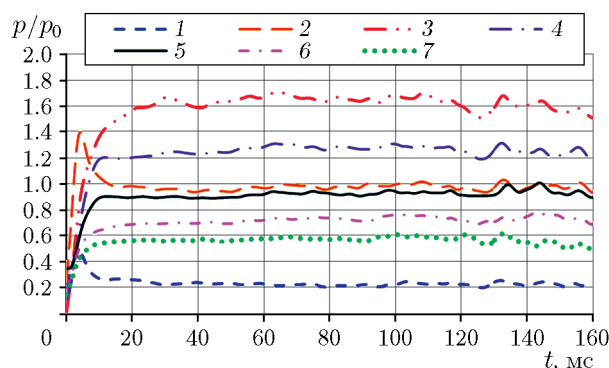


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость относительного давления по длине канала от времени при локальном горении ($\phi = 0.49$):

1 — $X = 0.34h$, 2 — $X = 1.74h$, 3 — $X = 2.94h$, 4 — $X = 3.54h$, 5 — $X = 4.14h$, 6 — $X = 4.74h$, 7 — $X = 5.34h$

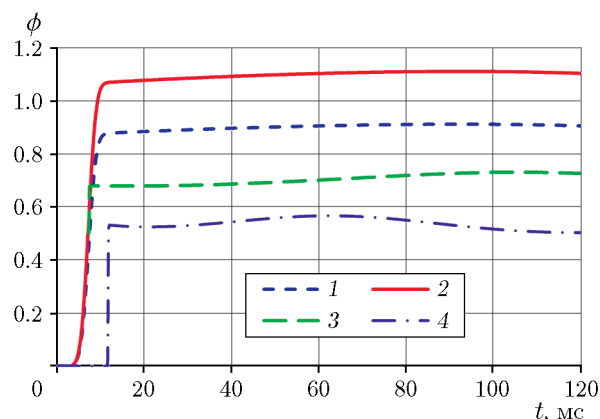


Рис. 3

Рис. 3. Изменение коэффициента избытка топлива в течение эксперимента:

среднее значение: 1 — $\phi = 1.1$, 2 — $\phi = 0.98$, 3 — $\phi = 0.73$, 4 — $\phi = 0.54$

в течение пуска. Сложность задачи заключается в необходимости согласовать расходы воздуха и водорода при истечении газов с различными свойствами при различных начальных условиях из замкнутого объема разной величины. Такое согласование достигалось путем выбора объема топливного бака, начального давления водорода и выходного диаметра инжекторов, а также начальных условий в разрядной камере установки. В результате таких усилий и калибровок для определения расхода топлива удалось получить практически постоянное значение коэффициента избытка топлива ϕ в течение всего эксперимента (рис. 3). Отклонение коэффициента ϕ от среднего значения в одном пуске не превышало $\pm 3.7\%$. Максимальное отклонение получено в пуске при минимальном значении ϕ , но во всех остальных случаях отклонение было меньше.

Как уже отмечалось ранее, при подводе тепла в сверхзвуковом потоке давление в канале увеличивается. Характер распределения давления зависит от схемы инжекции топлива, условий стабилизации горения, интенсивности подвода тепла, в том числе от общего коэффициента избытка топлива [36, 37]. Изменение распределения давления широко используется при изучении горения в сверхзвуковом потоке, во-первых, благодаря удобству и надежности измерения и, во-вторых, в силу низкой временной задержки, которая типична для измерения температуры и тепловых потоков [38]. В настоящей работе также использовался такой подход вместе с измерением распределения теплового потока и пульсаций давления по длине канала.

Измерения давления показывают, что условия воспламенения и интенсивность подъема давления (выделения тепла) существенно зависят от коэффициента избытка топлива. Для сравнения на рис. 4 и 5 приведены данные по повышению относительного давления при $\phi = 0.64$ и 0.985 . В первом случае сначала происходит быстрый подъем давления в интервале времени $t = 8 \div 17$ мс, а затем медленное повышение давления в канале примерно на $20 \div 25\%$ до $t = 80$ мс. Далее наблюдается плато давления длительностью примерно 50 мс, после чего горение прекращается в результате завершения режима работы установки. Максимальное давление достигается на расстоянии $4.14h \div 4.74h$ от уступа, и эта область соответствует положению инициирования горения, как было показано ра-

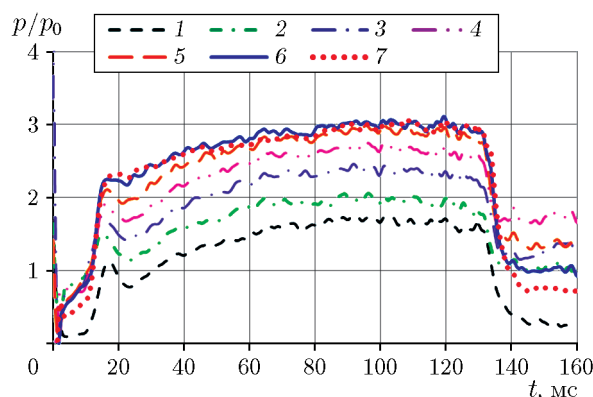


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость относительного давления от времени при умеренном горении ($\phi = 0.64$):

1 — $X = 0.34h$, 2 — $X = 1.74h$, 3 — $X = 2.34h$, 4 — $X = 2.94h$, 5 — $X = 3.54h$, 6 — $X = 4.14h$, 7 — $X = 4.74h$

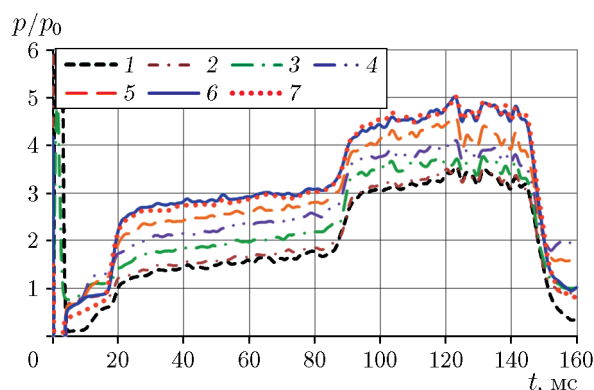


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость относительного давления от времени при интенсивном горении ($\phi = 0.985$):

1 — $X = 0.34h$, 2 — $X = 1.14h$, 3 — $X = 1.74h$, 4 — $X = 2.34h$, 5 — $X = 2.94h$, 6 — $X = 4.14h$, 7 — $X = 4.74h$

нее [24]. При достижении плато давления эта область высокого давления расширяется до расстояния $5.34h$. Следует также отметить, что перед стабилизацией горения происходит усиление пульсаций давления, которое сохраняется до конца режима горения.

Увеличение коэффициента избытка топлива до значений, близких к стехиометрическому, сопровождается изменением режима горения. Процесс перехода к стабильному горению приобретает двухэтапный характер (см. рис. 5). Сравнение приведенных данных показывает, что при больших коэффициентах избытка топлива максимальное давление достигается после относительно продолжительного горения. Первый этап практически идентичен горению при среднем значении коэффициента избытка топлива, но в этом случае после 80 мс вместо стабилизации горения происходит скачкообразный подъем давления. Длительность подъема давления зависит от коэффициента избытка топлива и колеблется от 5 до 12 мс. Как и в предыдущем случае, этот переходный процесс, как показали измерения, сопровождается значительным усилением пульсаций давления. Причина этого явления сопряжена с подъемом давления подачи топлива для увеличения коэффициента избытка топлива при фиксированной площади сопел инжекторов (увеличение параметра J). Вследствие этого увеличивается проникновение водорода в ядро потока и соответственно возрастает интенсивность головной волны перед топливной струей, что само по себе способствует улучшению смешения [20]. Такое изменение параметров потока на входе в канал приводит к изменению структуры потока по всей длине канала [30]. В частности, было показано [36], что при увеличении давления подачи область отрыва пограничного слоя смещается вверх по потоку с одновременным увеличением ее высоты. Изменение волновой структуры потока и условий течения по длине канала приводит к сужению сверхзвукового ядра потока и росту давления. Этот процесс вызван интенсификацией горения в области отрыва и значительным усилением взаимодействия акустических и термических пульсаций. Повышение давления в области воспламенения способствует распространению пламени вверх по потоку и быстрому повышению давления по всему каналу [39].

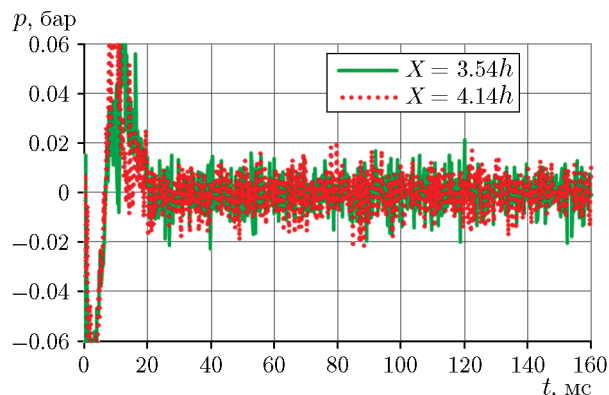


Рис. 6

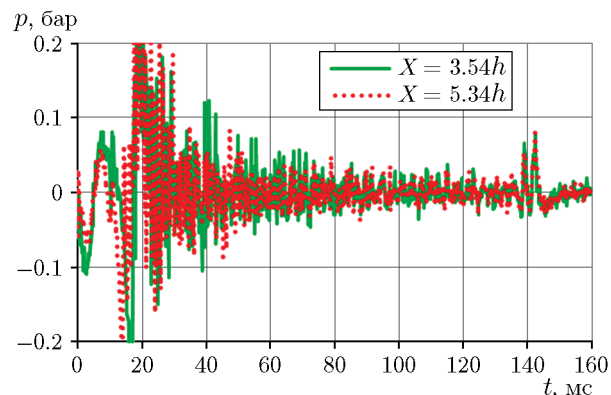


Рис. 7

Рис. 6. Амплитуда пульсаций давления при низком коэффициенте избытка топлива ($\phi = 0.54$)

Рис. 7. Амплитуда пульсаций давления при низком коэффициенте избытка топлива ($\phi = 0.64$)

Объяснение этого явления получено на основании исследования пульсаций давления на входе в канал и по длине канала. Опыты проводились в условиях на входе в канал, при которых реализовались течения без горения и с горением. Установлено, что пульсационные характеристики в течении без горения (при подаче водорода в азот) остаются неизменными в течение всего режима работы установки, что согласуется с полученными ранее данными [40]. При иницировании горения происходит существенное увеличение пульсаций в области воспламенения вплоть до стабилизации горения на определенном уровне. На рис. 6 показано изменение амплитуды пульсаций при $\phi = 0.54$. Максимум пульсаций располагается в интервале времени $10 \div 20$ мс, т. е. там, где происходит резкий подъем давления. Начиная с 25 мс уровень пульсаций быстро снижается примерно в 3–4 раза до минимального значения в конце режима работы установки.

Другой характер распределения пульсаций реализуется при увеличении коэффициента избытка топлива до средних значений, как это следует из данных рис. 7. Наблюдается значительное увеличение пульсаций в интервале времени $10 \div 25$ мс и последующее монотонное снижение до значений, близких по уровню к пульсациям при $\phi = 0.64$.

Третий вид временной зависимости пульсаций давления получен для стехиометрического коэффициента избытка топлива, близкого к значению в двухступенчатом режиме перехода к интенсивному горению (рис. 8,а). На первом этапе теплоподвода (до $t = 80$ с) изменение пульсаций идентично их изменению при $\phi = 0.64$. При этом происходит некоторое увеличение амплитуды пульсаций в области $t = 30 \div 45$ мс, где реализуется небольшое повышение давления. Область повторного подъема пульсаций выделена овалом на рис. 8,а. Увеличенное изображение этой области, в которой начинаются скачкообразный рост и последующее плавное повышение давления до максимальной величины (см. рис. 5), показано на рис. 8,б.

Особенность пульсаций давления здесь состоит в том, что увеличение их амплитуды наблюдается практически одновременно с началом быстрого подъема давления (≈ 81 мс). По существу, этот импульс пульсаций давления является триггером, который запускает скачкообразный подъем давления. Интенсификация горения сопровождается быстрым увеличением температуры, в результате которого инициируется дальнейший рост амплитуды. Процесс является самоподдерживающимся и продолжается вплоть до достижения

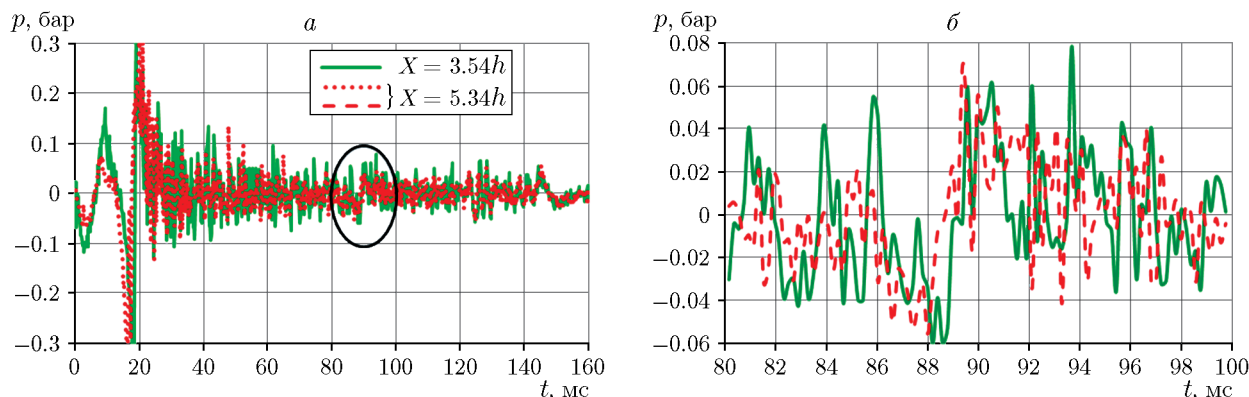


Рис. 8. Амплитуда пульсаций давления при стехиометрическом коэффициенте избытка топлива ($\phi = 0.985$) (а) и увеличенное изображение (б) выделенной области пульсаций

давления, близкого к максимальному в интервале времени $91 \div 93$ мс. За время скачкообразного роста давления происходит усиление пульсаций более чем в четыре раза. После этого амплитуда пульсаций плавно снижается до уровня, который характерен для режима стабилизированного горения. Повышенные пульсации давления после скачка давления сохраняются до конца режима работы установки. Полученные данные показывают, что повышенные пульсации в выделенной области являются следствием предварительного роста тепловыделения на начальном участке подвода тепла и интенсификации термоакустического взаимодействия в области скачкообразного подъема тепловыделения.

Приведенные данные свидетельствуют, что интенсификация тепловыделения при увеличении коэффициента избытка топлива приводит к существенному росту пульсаций давления. Для количественной оценки уровней изменения пульсаций был выполнен спектральный анализ измеренных пульсаций с помощью быстрого преобразования Фурье. Обработывалась выборка из 1024 отсчетов (204 мс), что позволяет определять частоты до 2.5 кГц. На рис. 9 приведены амплитудно-частотные характеристики, относящиеся к случаю слабого локального горения ($\phi = 0.49$) и отсутствия горения топлива при $\phi = 0.64$ (в азоте). Значение $\phi = 0.49$ лежит вблизи нижнего предела воспламенения водорода. Поэтому реализуется слабое локальное горение в конце зоны отрыва за уступом вблизи стенки. При горении увеличение давления превышает давление в течении без горения не более чем на $12 \div 18$ % по всей длине канала. Но тем не менее амплитуда пульсаций в течении с горением заметно увеличивается, несмотря на низкий уровень и локальный характер тепловыделения.

Полученные данные показывают дальнейшее усиление пульсаций при подъеме уровня тепловыделения. Такое заключение вытекает из сравнения пульсаций давления при $\phi = 0.64$ и 0.985 (рис. 10). Наблюдаются существенный рост амплитуды пульсаций при интенсивном горении и одновременно снижение характерных частот по мере увеличения теплоподвода в диапазоне частот $f = 0.35 \div 1.2$ кГц.

Приведенные выше данные относятся к точкам, в которых достигалось максимальное тепловыделение в течение режима работы установки ($X = 4.14h$). Такие зависимости получены по всей длине канала в различных точках и типичны для течения с горением, однако количественные изменения зависят от общего коэффициента избытка топлива и начальных параметров потока на входе в канал. Сравнение результатов на рис. 9 и 10 свидетельствует, что переход к максимальному подводу тепла сопровождается увеличением амплитуды пульсаций в 4–5 раз и соответствующим ростом давления, по крайней

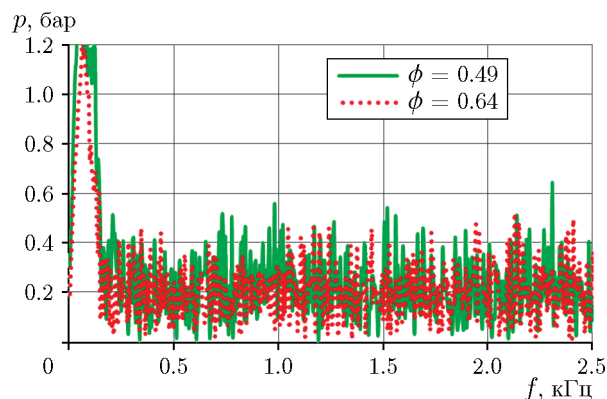


Рис. 9

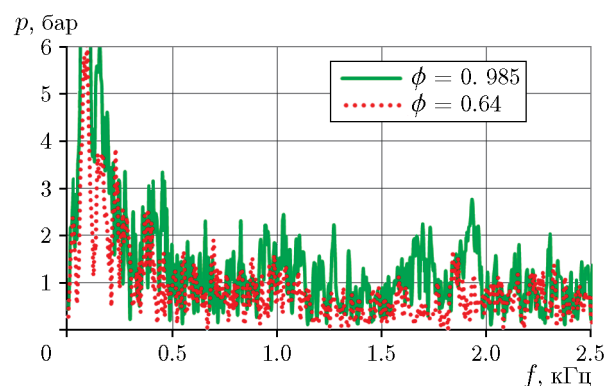


Рис. 10

Рис. 9. Амплитудно-частотные характеристики течения при локальном горении и без инъекции топлива

Рис. 10. Амплитудно-частотные характеристики течения при интенсивном горении

мере, в областях воспламенения. Такой характер изменения давления является причиной распространения пламени вверх по потоку.

Проведенный спектральный анализ течения при различных коэффициентах избытка топлива позволил объяснить некоторые аспекты взаимного влияния интенсификации горения и термоакустического взаимодействия через механизм улучшения смешения. Тем не менее остаются не выясненными до конца явления, связанные с особенностями структуры течения и спектральными характеристиками областей, в которых реализуется теплоподвод. Для расширенного спектрального анализа недостаточно использования только быстрого преобразования Фурье. Необходимо применение оконного преобразования Фурье и корреляционного анализа. Такой подход предъявляет более жесткие требования к аппаратному обеспечению, в частности к установке высокочастотных датчиков давления для получения выборки необходимой длины. Такие исследования начаты в настоящее время.

Физический механизм движения фронта пламени вверх по потоку иллюстрирует теневая визуализация течения (рис. 11 и 12). На рис. 11,*а* можно видеть движение пламени вверх по потоку на начальном этапе увеличения давления ($t = 12 \div 25$ мс, см. рис. 4) от его появления на фотографии в момент времени $t = 12$ мс (первое фото слева). Пламя распространяется в узкой пристенной области, высота которой не превышает высоты уступа.

В случае обедненной смеси этот процесс имеет монотонный характер с небольшим увеличением толщины пристенного слоя вплоть до появления плато давления, например как на рис. 4, до $t \approx 90$ мс, и остается таковым до завершения горения, как показано на рис. 11,*б*. Начиная с $t = 30$ мс ширина сверхзвукового ядра потока остается практически неизменной. Однако картина резко меняется, если состав смеси близок к стехиометрическому при $\phi = 0.98$ (см. рис. 5). На первом этапе процесс распространения пламени аналогичен процессу при $\phi < 0.8$ (см. рис. 11,*а*). На втором этапе происходит расширение толщины пристенного слоя, в котором пламя движется вверх по потоку ($t = 80 \div 116$ мс), и снижается размер сверхзвукового ядра потока ($t = 84$ мс), как это следует из визуализации течения для этого случая на рис. 12.

В конечном счете движение пламени охватывает всю высоту канала и продолжается вплоть до достижения максимального давления в конце режима работы установки. Сравнительный анализ распределения давления и визуализации течения показывает, что пламя

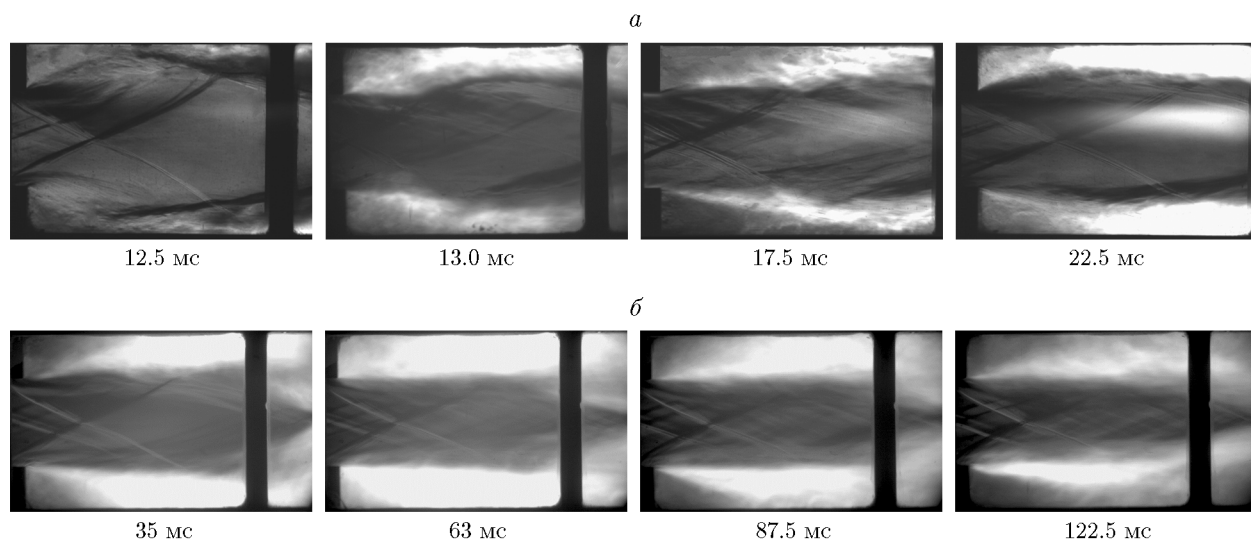


Рис. 11. Теневая визуализация распространения пламени в канале в области плато давления при $\phi = 0.64$

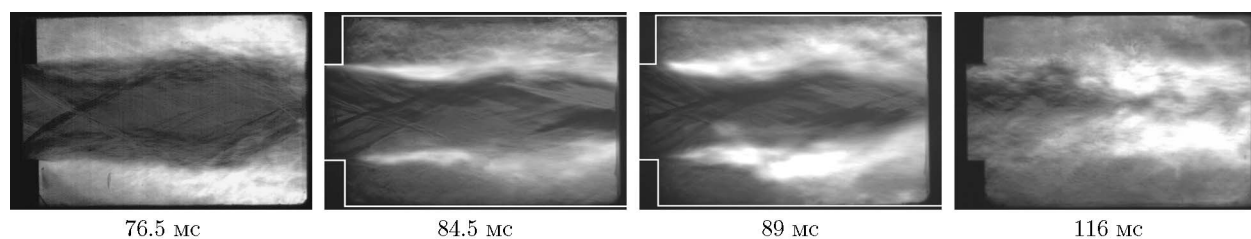


Рис. 12. Теневая визуализация распространения пламени при повторном увеличении давления ($\phi = 0.985$)

распространяется как вверх, так и вниз по потоку по всему каналу. Сравнение распределений относительного давления по длине канала при разных коэффициентах избытка топлива показано на рис. 13. Давление в канале при стехиометрическом составе смеси возрастает в пять раз, а при обогащении смеси до значений $\phi = 1.19$ — более чем в шесть раз. Одновременно наблюдается смещение максимума давления при увеличении коэффициента избытка топлива, что является следствием интенсификации движения волны горения вверх по потоку. Эти данные свидетельствуют, что при обедненной смеси ($\phi \leq 0.52$) реализуется локальное горение у стенки в области за уступом под воздействием хвостового скачка уплотнения. При увеличении коэффициента избытка топлива до значений $\phi \geq 0.64$ происходит подъем давления вверх и вниз по потоку и одновременно максимум давления смещается вверх по потоку.

Следует отметить, что при переобогащении смеси ($\phi > 1$) давление заметно повышается, что характерно для высокоскоростных течений, если не удастся обеспечить высокую полноту сгорания топлива. Как правило, в относительно коротких каналах при подобных условиях коэффициент полноты сгорания не превышает 0.8. Однако при повышении глобального коэффициента избытка топлива появляются по меньшей мере три условия, которые обеспечивают интенсификацию смешения и горения: (а) увеличение давления подачи топлива и соответствующий рост параметра J и пульсаций давления [6, 28]; (б) повышение температуры и давления газа на этапе нестационарного воспламенения ($\phi < 1$), которое приводит к перемещению фронта пламени вверх по потоку [24]; (в) смещение области,

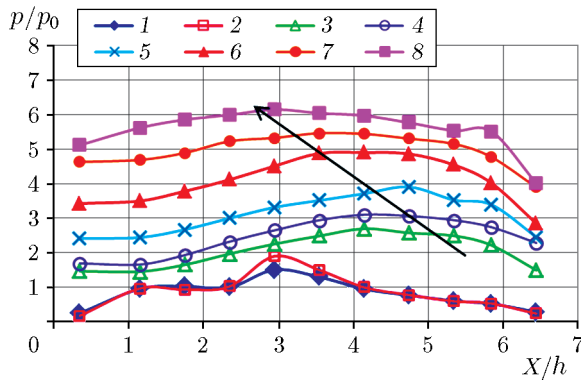


Рис. 13

Рис. 13. Изменение относительного давления по длине канала при изменении коэффициента избытка топлива:

1 — $\phi = 0.36$, 2 — $\phi = 0.52$, 3 — $\phi = 0.64$, 4 — $\phi = 0.76$, 5 — $\phi = 0.894$, 6 — $\phi = 0.985$, 7 — $\phi = 1.1$, 8 — $\phi = 1.2$

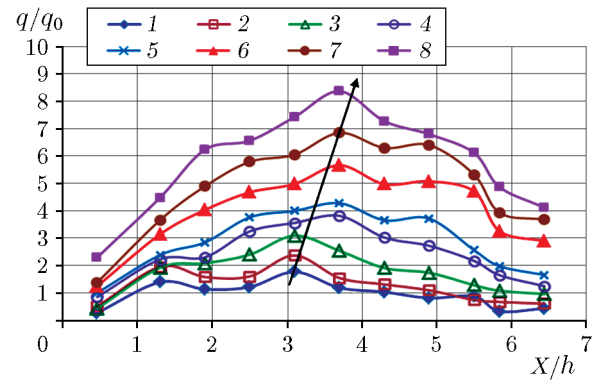


Рис. 14

Рис. 14. Изменение относительного теплового потока по длине канала в зависимости от коэффициента избытка топлива:

1 — $\phi = 0.36$, 2 — $\phi = 0.52$, 3 — $\phi = 0.64$, 4 — $\phi = 0.76$, 5 — $\phi = 0.894$, 6 — $\phi = 0.985$, 7 — $\phi = 1.1$, 8 — $\phi = 1.2$

в которой инициируется горение вверх по потоку [16], что увеличивает пространство для реализации догорания смеси. Эти три условия приводят к увеличению полноты сгорания, в результате чего повышаются давление и тепловой поток при $\phi > 1$, как показано ниже. Приведенные соображения подтверждают также данные на рис. 13. Максимальное различие в значениях давления наблюдается в середине канала (сечение $X/h \leq 2.9$). Вниз по потоку от этого сечения значения давления при $\phi > 0.9$ быстро сближаются и даже близки к совпадению при $X/h = 6.5$.

Повышение давления при увеличении коэффициента избытка топлива косвенно свидетельствует об усилении тепловыделения. Вместе с этим существует другой метод определения интенсификации горения, который состоит в измерении теплового потока. Этот метод используется значительно реже в силу сложности и инерционности измерительной системы воспламенения. Выполненные измерения тепловых потоков при высокой скорости потока на входе в канал подтверждают корреляцию и идентичность процессов повышения давления и теплового потока при воспламенении и стабильном горении [25, 41]. Пример изменения относительного теплового потока (q/q_0) по длине канала, приведенный на рис. 14, свидетельствует, что при увеличении коэффициента избытка топлива происходит рост теплового потока с характерными максимумами, которые по положению близки к максимумам давления. Этот вывод следует из сравнения приведенных данных с данными рис. 13. Хотя качественное соответствие изменения давления и теплового потока можно признать вполне приемлемым, тем не менее следует отметить два различия. Во-первых, максимальная величина относительного теплового потока превышает значение относительного давления, достигая 40 % при максимальном коэффициенте избытка топлива. Во-вторых, пик теплового потока практически сохраняет положение в канале, тогда как пик давления смещается вверх по потоку. Причина такого различия состоит в том, что тепловой поток достигает максимума в области воспламенения, и эта область является источником воспламенения и повышения давления, в результате чего от нее идет распространение волны горения вверх и вниз по потоку. Именно в этой области реали-

зуются самые высокие уровни теплового потока. Поэтому оценка интенсивности горения по величине теплового потока может быть более привлекательной, поскольку позволяет более достоверно оценить тепловые режимы при горении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процессы нестационарного воспламенения и стабилизации горения неподготовленной водородно-воздушной смеси в высокоскоростном потоке были исследованы в широком диапазоне коэффициентов избытка топлива на входе в канал с постоянной площадью поперечного сечения. Эксперименты проводились в импульсном режиме при постоянной скорости потока на входе в канал, который оснащен стабилизатором пламени в виде обращенного по потоку уступа. Подача топлива осуществлялась через восемь звуковых инжекторов с фиксированным углом подачи водорода 45° с верхней и нижней стенок модели.

Анализ результатов испытаний позволяет сделать следующие выводы.

1. Получены новые данные о воспламенении топлива при высоких скоростях потока на входе в канал в широком диапазоне коэффициентов избытка топлива.
2. Процесс перехода к интенсивному горению при больших коэффициентах избытка топлива имеет двухступенчатый характер и обусловлен быстрым ростом пульсаций в области начального инициирования горения.
3. Скачкообразное повышение давления является следствием усиления пульсаций давления при высоких коэффициентах избытка топлива.
4. Максимальное давление и тепловой поток достигаются в результате распространения фронта пламени вверх и вниз по течению при увеличении коэффициента избытка топлива, что способствует стабилизации горения.
5. Спектральный анализ течения показал, что увеличение коэффициента избытка топлива приводит к усилению термоакустического взаимодействия и, как следствие, к улучшению смешения и соответствующему росту тепловыделения.
6. Предварительное изучение смешения в «холодном» течении может давать искаженную информацию, поскольку выполняется без учета термоакустического взаимодействия.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук (проект № 121030500162-7). Эксперименты выполнены на базе ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ladeinde F., Li W. Differential turbulent supersonic combustion of hydrogen, methane, and ethylene, without assisted ignition // AIAA J. — 2018. — V. 56, N 12. — P. 4870–4883. — DOI: 10.2514/1.J057124.
2. Kolla H., Grout R. W., Gruber A., Chen J. H. Mechanisms of flame stabilization and blowout in a reacting turbulent hydrogen jet in cross-flow // Combust. Flame. — 2012. — V. 159, N 8. — P. 2755–2766. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.01.012.
3. Li Z., Barzegar Gerdroodbary M., Sheikholeslami M., Shafee A., Babazadeh H., Moradi R. Mixing enhancement of multi hydrogen jets through the cavity flameholder with extended pylon // Acta Astronaut. — 2020. — V. 175 — P. 300–307. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.06.002.
4. Vishwakarma M., Vaidyanathan A. Experimental study of mixing enhancement using pylon in supersonic flow // Acta Astronaut. — 2016. — V. 118. — P. 21–32. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.09.011.

5. **Génin F., Menon S.** Simulation of turbulent mixing behind a strut injector in supersonic flow // *AIAA J.* — 2010. — V. 48, N 3. — P. 526–539. — DOI: 10.2514/1.43647.
6. **Gerlinger P., Stoll P., Kindler M., Schneider F., Aigner M.** Numerical investigation of mixing and combustion enhancement in supersonic combustors by strut induced streamwise vorticity // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2008. — V. 12, N 2. — P. 159–168. — DOI: 10.1016/j.ast.2007.04.003.
7. **Zhang J., Chang J., Ma J., Zhang C., Bao W.** Investigation of flame establishment and stabilization mechanism in a kerosene fueled supersonic combustor equipped with a thin strut // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2017. — V. 70. — P. 152–160. — DOI: 10.1016/j.ast.2017.08.005.
8. **Fulton J. A., Edwards J. R., Cutler J., McDaniel C., Goyne A.** Turbulence/chemistry interactions in a ramp-stabilized supersonic hydrogen–air diffusion flame // *Combust. Flame.* — 2016. — V. 174. — P. 152–165. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2016.09.017.
9. **Zhao M., Zhou T., Ye T., Zhu M., Zhang H.** Large eddy simulation of reacting flow in a hydrogen jet into supersonic cross-flow combustor with an inlet compression ramp // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2017. — V. 42, N 26. — P. 16782–16792. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2017.04.250.
10. **Gruber M. R., Baurle R. A., Mathur T., Hsu K.-Y.** Fundamental studies of cavity-based flameholder concepts for supersonic combustors // *J. Propul. Power.* — 2001. — V. 17, N 1. — P. 146–153. — DOI: 10.2514/2.5720.
11. **Hassan E., Ombrello T. M., Peterson D. M.** Computational and experimental investigation of ignition in a Mach 2 cavity-based flameholder // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2021. — V. 115. — P. 106756. — DOI: 10.1016/j.ast.2021.106756.
12. **Wang H., Wang Z., Sun M., Wu H.** Combustion modes of hydrogen jet combustion in a cavity-based supersonic combustor // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2013. — V. 38, N 27. — P. 12078–12089. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2013.06.132.
13. **Mahesh K.** The interaction of jets with crossflow // *Annu. Rev. Fluid Mech.* — 2013. — V. 45, N 1. — P. 379–407. — DOI: 10.1146/annurev-fluid-120710-101115.
14. **Ingenito A., Cecere D., Giacomazzi E.** Large eddy simulation of turbulent hydrogen-fueled supersonic combustion in an air cross-flow // *Shock Waves.* — 2013. — V. 23, N 5. — P. 481–494. — DOI: 10.1007/s00193-013-0454-7.
15. **Zhao S., Fan Y.** Analysis of flow resistance and combustion characteristics in the combined application of step and strut // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2020. — V. 98. — P. 105676. — DOI: 10.1016/j.ast.2019.105676.
16. **Goldfeld M. A., Timofeev K. Yu.** The mechanism of self-ignition and flame holding in supersonic combustion chamber // *AIP Conf. Proc.* — 2017. — V. 1893. — P. 030147. — DOI: 10.1063/1.5007605.
17. **Ahmed K. A., Ali M. Y., Alvi F. S.** Mixing characteristics of active microjet-based actuators in a supersonic backward-facing-step flow // *AIAA J.* — 2014. — V. 52, N 12. — P. 2855–2866. — DOI: 10.2514/1.J053004.
18. **Liu Q., Baccarella D., McGann B., Lee T., Do H.** Experimental investigation of single jet and dual jet injection in a supersonic combustor // *AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 8–12 Jan. 2018, Kissimmee, Florida. — AIAA 2018-1363. — DOI: 10.2514/6.2018-1363.
19. **Yang Y. X., Wang Z. G., Sun M. B., Wang H. B., Li L.** Numerical and experimental study on flame structure characteristics in a supersonic combustor with dual-cavity // *Acta Astronaut.* — 2015. — V. 117. — P. 376–389. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.09.005.
20. **Peng Y., Bargezar Gerdroodbary M., Sheikholeslami M., Shafee A., Babazadeh H., Moradi R.** Mixing enhancement of the multi hydrogen fuel jets by the backward facing step // *Energy.* — 2020. — V. 203. — P. 117859. — DOI: 10.1016/j.energy.2020.117859.

21. **Hassan E. A., Ombrello T., Peterson D. M.** Ignition and flame propagation in cavity-fueled supersonic flameholder // AIAA Scitech 2019 Forum, 7–11 Jan. 2019, San Diego, California. — AIAA 2019–1443. — DOI: 10.2514/6.2019-144.
22. **Nayal S., Sahoo D.** Effect of a pylon mounted cavity-based flameholder on the combustor flow characteristics // J. Appl. Fluid Mech. — 2021. — V. 14, N 6. — P. 1635–1642. — DOI: 10.47176/jafm.14.06.32491.
23. **Hsu K.-Y., Carter C. D., Gruber M. R., Barhorst T., Smith S.** Experimental study of cavity-strut combustion in supersonic flow // J. Propul. Power. — 2010. — V. 26, N 6. — P. 1237–1246. — DOI: 10.2514/1.45767.
24. **Гольдфельд М. А.** Процесс самовоспламенения и стабилизации пламени в водородной сверхзвуковой камере сгорания при поперечной подаче топлива // Теплофизика и аэромеханика. — 2020. — Т. 27, № 4. — С. 601–613. — EDN: IXEJML.
25. **Li C., Chen X., Li Y., Musa O., Zhu L., Li W.** Role of the backward-facing steps at two struts on mixing and combustion characteristics in a typical strut-based scramjet with hydrogen fuel // Int. J. Hydrogen Energy. — 2019. — V. 44, N 52. — P. 28371–28387. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2019.09.023.
26. **Huang W., Pourkashanian M., Ma L., Ingham D. B., Luo S. B., Wang Z. G.** Investigation on the flameholding mechanisms in supersonic flows: backward-facing step and cavity flameholder // J. Vis. Exp. — 2011. — V. 14. — P. 63–74. — DOI: 10.1007/s12650-010-0064-8.
27. **Barnes F. W., Segal C.** Cavity-based flameholding for chemically-reacting supersonic flows // Prog. Aerosp. Sci. — 2015. — V. 76. — P. 24–41. — DOI: org/10.1016/j.paerosci.2015.04.002.
28. **Gamba M., Mungal M. G.** Ignition, flame structure and near-wall burning in transverse hydrogen jets in supersonic crossflow // J. Fluid Mech. — 2015. — V. 780. — P. 226–273. — DOI: 10.1017/jfm.2015.454.
29. **Pudsey A. S., Wheatley V., Boyce R. R.** Behavior of multiple-jet interactions in a hypersonic boundary layer // J. Propul. Power. — 2015. — V. 31, N 1. — P. 144–155. — DOI: 10.2514/1.B35298.
30. **Голубев М. П., Гольдфельд М. А.** Взаимодействие газовых струй со сверхзвуковым поперечным потоком в канале // Письма в ЖТФ. — 2019. — Т. 45, № 1. — С. 50–53. — DOI: 10.21883/PJTF.2019.01.47158.17517. — EDN: NVGZCF.
31. **Baccarella D., Liu Q., Passaro A., Lee T., Do H.** Development and testing of the ACT-1 experimental facility for hypersonic combustion research // Meas. Sci. Technol. — 2016. — V. 27, N 4. — 045902. — DOI: 10.1088/0957-0233/27/4/045902.
32. **Затолока В. В.** Импульсные аэродинамические трубы. — Новосибирск: Наука, 1986.
33. **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. — EDN: RCWRGP.
34. **Reynier P.** Survey of high-enthalpy shock facilities in the perspective of radiation and chemical kinetics investigations // Prog. Aerosp. Sci. — 2016. — V. 85. — P. 1–32. — DOI: 10.1016/j.paerosci.2016.04.002.
35. **Goldfeld M. A.** Evolution of the ignition and combustion process at high velocity at the channel entrance // Int. J. Hydrogen Energy. — 2023. — V. 48, N 53. — P. 20483–20494. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2023.02.114.
36. **Гольдфельд М. А., Захарова Ю. В., Фёдоров А. В., Фёдорова 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. — DOI: 10.15372/FGV20180601. — EDN: YOGCYH.

37. **Zhang C., Chang J., Ma J., Bao W., Yu D., Tang J.** Effect of Mach number and equivalence ratio on the pressure rising variation during combustion mode transition in a dual-mode combustor // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2018. — V. 72. — P. 516–524. — DOI: 10.1016/j.ast.2017.11.042.
38. **Goldfeld M. A., Pickalov V. V.** Application of method of deconvolution at temperature measurements in high-enthalpy impulse wind tunnels // *Appl. Therm. Eng.* — 2017. — V. 113. — P. 731–738. — DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.11.066.
39. **Zhao G., Du J., Yang H., Tang T., Sun M.** Effects of injection on flame flashback in supersonic crossflow // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2022. — V. 120. — 107226. — DOI: 10.1016/j.ast.2021.107226.
40. **Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А., Пикалов В. В.** Исследование пульсационных режимов в высокоскоростном потоке с теплоподводом. I. Эксперимент // *Физика горения и взрыва.* — 2022. — Т. 58, № 5. — С. 33–43. — DOI: 10.15372/FGV20220505. — EDN: DUUJHM.
41. **Goldfeld M.** The heat flux research in hydrogen supersonic combustor at Mach number of 4 // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2021. — V. 46, N 24. — P. 13365–13376. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2021.01.093.

Поступила в редакцию 24.01.2024.

После доработки 05.03.2024.

Принята к публикации 15.05.2024.
