

УДК 536.46

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ С ТЕПЛОПОДВОДОМ. I. ЭКСПЕРИМЕНТ

Н. Н. Федорова, М. А. Гольдфельд, В. В. Пикалов

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

Представлены результаты экспериментальных исследований течения в канале с внезапным расширением без подвода и с подводом тепла в сверхзвуковой воздушный поток. На основании обработки экспериментальных данных о временных зависимостях статического давления на стенке канала определены спектральные мощности пульсаций, анализ которых показал, что при подводе тепла в течении происходит усиление спектральной мощности пульсаций давления в диапазоне частот  $250 \div 400$  Гц. Наибольшее увеличение мощности наблюдается в начальный период процесса при воспламенении смеси и в конце режима стабилизации горения. В период, соответствующий развитому горению, максимум спектра мощности пульсаций снижается, а интервал значимых частот расширяется на диапазон  $400 \div 600$  Гц.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, эксперимент, нестационарное воспламенение, горение, пульсации давления, анализ Фурье.

DOI 10.15372/FGV20220505

## ВВЕДЕНИЕ

Анализ пульсаций потока и неустойчивости горения при подводе тепла — одна из общих и наиболее актуальных тем, с которыми приходится сталкиваться при разработке нагревательных устройств и двигателей различного назначения [1, 2]. Часто при реализации горения возникают серьезные проблемы, связанные с неустойчивостью этого процесса, сопровождающейся интенсификацией пульсаций давления и определенными резонансными режимами. Эти проблемы существенно усугубляются при увеличении теплонапряженности камеры сгорания.

С ростом скорости потока на входе в канал сокращается время пребывания смеси в камере сгорания, что требует дополнительных усилий для эффективного смешения и обеспечения полноты сгорания топлива. Эта задача существенно усложняется при реализации горения при сверхзвуковых скоростях течения в

канале [3]. С этой целью используются различные схемы подачи топлива, как интрузивные, так и затопленные, в различных модификациях [4], которые должны улучшать смешение и способствовать стабилизации пламени за счет создания зон рециркуляции и крупномасштабных вихревых образований. Эти устройства сами по себе являются источником мощных пульсаций давления, которые генерируются в условиях отрыва потока [5]. Известно, что явления неустойчивости происходят вследствие взаимодействия нестационарного тепловыделения при горении и акустических колебаний давления. В результате может возникать непредсказуемый срыв горения, механическое и термическое повреждение стенок камеры, интенсивная механическая вибрация. Для понимания и предотвращения этих явлений необходимо исследовать соответствующие характеристики камеры сгорания как динамической системы.

Спонтанное возникновение самоподдерживающихся колебаний большой амплитуды в системах организации горения, характеризующихся как термоакустическая неустойчивость, остается одной из самых сложных областей исследований. Даже с появлением современных методов измерения, применяемых в экспериментальных исследованиях, и значительного увеличения вычислительных мощностей, необхо-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00959). Эксперименты выполнены в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук (проект № 121030500162-7) на базе ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).

© Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А., Пикалов В. В., 2022.

димых для отражения физики потока в расчетных исследованиях пульсаций, не всегда удается объяснить динамические характеристики и связанные с ними сложные явления [6, 7].

Взаимодействие между нестационарным вихревым движением и развитием пламени может вызвать интенсивные колебания температуры и давления, которые делают процессы течения и горения в сверхзвуковом потоке неустойчивыми. Неустойчивость усиливается при увеличении неравномерности тепловыделения [5]. Неустойчивое горение и возможные резонансные процессы сопровождаются интенсивными колебаниями давления в канале и резким изменением тепловыделения в зоне горения [8].

Экспериментальные исследования колебаний в процессе горения в сверхзвуковом потоке были выполнены для конфигураций со стабилизатором пламени в форме пилонов, каверны и обращенных назад уступов [8–10]. Измерения были ограничены числом Маха 2 и температурами до 1000 К. Обнаружено, что основная причина неустойчивости потока связана не только со стабилизацией пламени (отрывом потока), но и с внутренней неустойчивостью поля течения. Были измерены пульсации пламени по регистрации высокоскоростных изображений и давления в камере сгорания [10]. Систематически исследовались различные механизмы, ответственные за динамику неустойчивости [11].

На колебания горения в сверхзвуковом потоке влияет множество факторов: температура на входе в камеру сгорания, тип топлива и коэффициент избытка топлива [10, 12]. Показано [12], что упомянутые факторы могут существенно влиять на взаимодействие потока и скачков уплотнения в канале, которое создает области низкой скорости потока в зонах отрыва, и эти факторы коррелируют с интенсивностью горения. Сильное взаимодействие между горением и оторвавшимся пограничным слоем ниже по потоку увеличивает тепловую область, что приводит к интенсификации горения смеси [13, 14].

Несмотря на многочисленные исследования и успешные решения, понимание нестациональности горения в сверхзвуковых потоках все еще затруднено из-за сложной структуры течения, неравномерности тепловыделения и влияния колебательных явлений при сверхзвуковом горении. Многие исследования основыва-

лись на полумпирических и феноменологических методах, но такие подходы не всегда позволяют получить приемлемые решения [15]. Вместе с этим следует отметить, что в основном эти работы выполнены при низких числах Маха на входе в канал в диапазоне  $1.5 \div 2.5$ .

Большое внимание в литературе уделено методике обработки нестационарных сигналов, которая чрезвычайно важна при исследовании пульсаций [16–19]. Существует несколько аналитических методов определения динамических характеристик потока в камере сгорания, например быстрое преобразование Фурье (FFT), разложение по динамическим модам (DMD) [17]. Кратковременное преобразование Фурье (STFT) является одним из производных FFT. Применение этого подхода служит надежным методом нахождения частот, вызывающих неустойчивость горения, потому что определяет начало и переход к доминирующей частоте на спектрограммах [18]. Результаты STFT показывают спектр Фурье во временном ряду и полезны для отслеживания перехода амплитуды и частоты колебаний давления во времени. Применяя методы STFT и DMD, можно получить динамику акустических колебаний, например, системы, формы пространственных мод, реакции пламени на колебания различных входных параметров. Эти данные необходимы для того, чтобы контролировать появление неустойчивости и предотвратить отказ двигателя или тяжелые аварии.

В работе [19] измерены флуктуации потока при сверхзвуковом горении и проведен их частотный анализ. Датчики температуры регистрировали сигналы на стенках камеры сгорания. Для анализа флуктуаций температуры в [19] использованы алгоритмы оконного непрерывного преобразования Фурье, непрерывного оконного вейвлет-анализа и оконного преобразования Гильберта — Хуанга. Выполнено моделирование сигнала датчика, учитывающего поведение температуры стенок в модельной одномерной постановке. К этому модельному сигналу добавлялись случайные функции трех типов, одна только с равномерным шумом и два нелинейных по времени колебательных распределения с добавками линейного участка на одном временном участке и экспоненциально падающего — на другом участке. Авторы использовали преобразование Гильберта — Хуанга совместно с алгоритмом разложения сигнала по внутренним эмпирическим модам (EMD) [20],

в котором сигнал разделяется на два компонента: эмпирические моды (пульсации) и остаточная функция. Преобразование Гильберта — Хуанга применялось только к эмпирическим модам пульсаций. В основе эмпирического разложения сигнала по внутренним модам лежит поиск огибающих по локальным максимумам и локальным минимумам с последующим вычислением средней линии и пульсаций исходного сигнала вокруг этой линии. Метод EMD использовался также в работе [21], где описаны возможности данного метода в экспериментальной газовой динамике на примере анализа пульсаций скорости в следе за цилиндром при докритических числах Рейнольдса.

Цель настоящего исследования состояла в измерении и анализе пульсаций давления при подводе тепла к потоку в модельном канале с внезапным расширением при скорости потока на входе в канал, соответствующей числу Маха  $M = 3.85$ , в условиях нестационарного воспламенения водородовоздушной смеси и последующего перехода к интенсивному стационарному режиму горения. Основные задачи заключались в выборе методов сглаживания и фильтрации сигналов, полученных в эксперименте, для выделения пульсаций давления, в сравнении интенсивности и частоты пульсаций при изменении режимов горения, определении взаимного влияния пульсаций и их влияния на эффективность тепловыделения.

### УСТАНОВКА, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты выполнены в импульсной трубе ИТ-302М в режиме присоединенного трубопровода. Использовалась схема с дросселирующей (второй) форкамерой, что позволило изменять давление на входе в модель и максимально использовать преимущества импульсной установки в качестве источника высокочастотного рабочего газа (воздуха) [22]. Данная установка является эффективным инструментом для такого рода исследований, поскольку позволяет получать параметры потока, близкие к условиям полета, в том числе получать режим с постоянными параметрами потока при использовании мультипликатора давления [23]. Такой подход обеспечивает не только требуемое число Маха, но и необходимые давление и температуру на входе в камеру сгорания во всем диапазоне режимов испытаний.

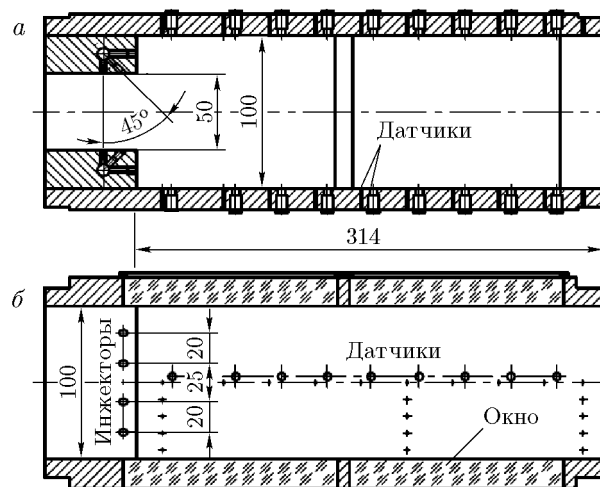


Рис. 1. Схема сечения постоянной камеры сгорания в продольной (а) и поперечной (б) плоскостях симметрии

Экспериментальная модель представляла собой прямоугольный канал шириной 100 мм, состоящий из сопловой части, изолятора и камеры сгорания. На входе в камеру сгорания установлена инжекторная секция со стабилизатором пламени в виде двух симметрично расположенных уступов высотой 25 мм (рис. 1). За инжектором расположена секция постоянного сечения высотой 100 мм, длиной 314 мм и расширяющаяся секция длиной 380 мм с углом раскрытия  $12^\circ$  (на рисунке не показана). Водород подавался под углом  $45^\circ$  через восемь круглых отверстий диаметром 2.6 мм, расположенных на верхней и нижней стенках канала перед уступом на расстоянии 8.5 мм от его передней кромки.

Экспериментальные исследования проводились при сверхзвуковых скоростях воздуха на входе в канал без инъекции струй водорода («холодное» течение) и с горением при инъекции водорода в воздух («горячее» течение) в режиме без мультипликатора давления. Во время испытаний измерялись полное давление и температура торможения в 1-й и 2-й форкамерах установки, статическое давление и температура на входе в канал. Число Маха ( $M = 3.85$ ), которое соответствует номинальному значению  $M = 4$ , получено по результатам калибровки сопел и определялось в каждом опыте по результатам измерения полного давления во 2-й форкамере и статического давления на входе в канал перед уступом. Типичный пример изменения числа Маха во времени показан на рис. 2. Изменение числа Ма-

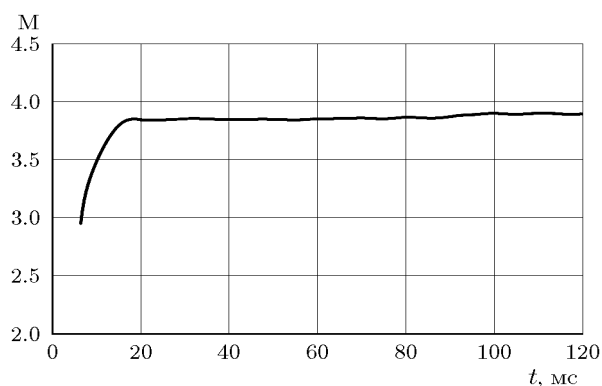


Рис. 2. Изменение числа Маха на входе в канал в течение эксперимента

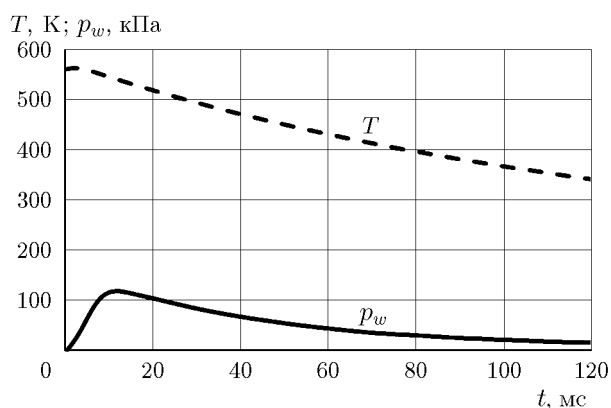


Рис. 3. Изменение статического давления и температуры во время работы установки

ха в течение режима не превышало  $\pm 0.8\%$ . Для определения коэффициента избытка топлива вычислялись массовые расходы воздуха и водорода по результатам измерения давления и температуры в 1-й форкамере и топливном баке соответственно. При условиях истечения газа из замкнутого объема такой подход позволяет не учитывать потери давления в сложных подводящих каналах и, как показали калибровки, обеспечивает приемлемую точность измерений.

Пример изменения статического давления ( $p_w$ ) и температуры ( $T$ ) для условий эксперимента приведен на рис. 3. Видно, что за 100 мс наиболее существенное снижение претерпевает давление (более чем в пять раз), тогда как температура снижается только на 55 %. Несмотря на то, что число Маха в ходе эксперимента остается практически постоянным, параметры потока по времени снижаются. Диапазон этого снижения зависит от числа Маха и увеличивается при уменьшении числа Маха.

На верхней и нижней стенках канала расположены датчики статического давления и датчики теплового потока. Использовались серийные датчики давления КРУ-1U и КРУ-4U с номиналом измерения 1 и 4 бар и паспортной точностью измерения 0.2 %. Перед каждой серией испытаний проводилась трехкратная калибровка всех датчиков, которая подтвердила паспортную точность измерений. В качестве динамических характеристик датчиков использована паспортная предельная частотная характеристика 5 кГц. Динамическая калибровка датчиков давления показала, что время отклика при реализованном в опытах уровне давлений не превышало  $0.04 \div 0.1$  мс. Система регистрации сигналов имела шаг дискретизации по времени 0.328 мс. Этот шаг выбран так, чтобы обеспечить работу необходимого числа датчиков. Поскольку время отклика датчиков было значительно меньше шага дискретизации, параметры системы измерений позволяли исследовать пульсации давления в диапазоне частот до 1.5 кГц, что было достаточно для определения характерных частот в проведенных опытах.

Для измерения теплового потока использовался датчик, изготовленный на основе классического принципа Гардона [24], который позволяет измерить тепловой поток до  $560 \text{ Вт/см}^2$ . Температура измерялась хромель-алюмелевыми термопарами (типа К) с диаметром спая 0.05 и 0.1 мм, что позволило получить приемлемое время отклика датчика для работы в импульсной установке. Перед измерениями рабочую поверхность датчиков зачерняли. Все датчики калибровались перед испытаниями.

Координаты датчиков, расположенных в секции постоянного сечения, относительно уступа приведены в табл. 1. Благодаря большому количеству точек измерения получены детальные распределения статического давления и тепловых потоков на стенках канала, включая донное давление и давление в поперечных направлениях. На боковой стенке камеры сгорания установлены оптические стекла, позволяющие проводить теневую визуализацию течения и фотографирование пламени в видимом диапазоне.

Погрешности определения параметров потока в испытаниях были оценены с использованием стандартных методов анализа точности измерений при допущении, что уровень досто-

Таблица 1

Координаты датчиков давления,  
расположенных на стенках канала  
секции постоянного сечения

| Номер датчика | $x$ , мм | Номер датчика | $x$ , мм |
|---------------|----------|---------------|----------|
| D1            | 17       | D6            | 177      |
| D2            | 57       | D7            | 207      |
| D3            | 87       | D8            | 237      |
| D4            | 117      | D9            | 267      |
| D5            | 147      | D10           | 293      |

Таблица 2

Погрешности измерения параметров течения

| Параметр             | Погрешность, % |
|----------------------|----------------|
| Полное давление      | $\pm 0.83$     |
| Статическое давление | $\pm 1.33$     |
| Полная температура   | $\pm 1.57$     |
| Число Маха           | $\pm 1.27$     |
| Расход воздуха       | $\pm 2.58$     |
| Расход топлива       | $\pm 1.79$     |
| Тепловой поток       | $\pm 4.84$     |
| Время                | $\pm 0.094$    |

верности составляет 95 %. Погрешности измерения различных параметров течения приведены в табл. 2.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ СИГНАЛА

Изменение статического давления на стенках канала во времени в точках D1–D10 (см. табл. 1) в случае «холодного» (без горения) и «горячего» (с горением) течения показано на рис. 4. Эти данные иллюстрируют изменение пульсаций давления в потоке, и их сравнение позволяет оценить влияние теплоподвода на изменение уровня пульсаций давления. Уменьшение статического давления в течение режима связано с особенностью квазистационарного режима импульсных труб, основанных на истечении газа из замкнутого объема [22].

В пуске без горения (рис. 4,а) давление монотонно снижается в течение всего режима. Подробный анализ структуры течения в этих

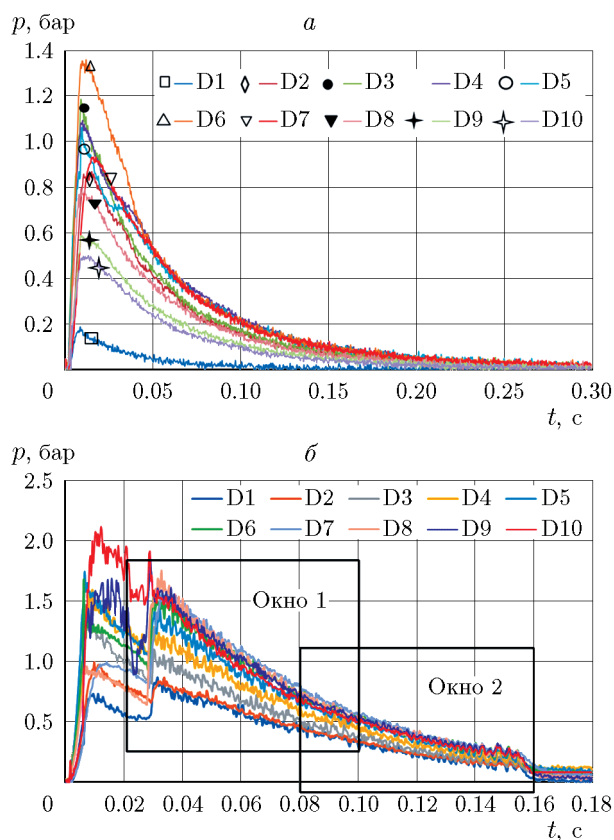


Рис. 4. Статическое давление на стенках канала в экспериментах без горения (а) и с горением (б)

условиях содержится в работе [25]. Приведенные данные свидетельствуют, что давление по длине канала изменяется немонотонно и увеличивается в 5–6 раз. Максимум давления достигается в средней части канала (точки D6, D7,  $x = 177 \div 207$  мм), там, где, как было показано в [25], происходит повышение давления, обусловленное воздействием отраженного от слоя смещения хвостового скачка. Вместе с этим, интенсивность пульсаций, как следует из их оценки, слабо изменяется в течение режима.

На рис. 4,б показано изменение давления при горении топлива, в результате чего происходит увеличение давления по всему каналу. Максимум давления достигается примерно в той же области, что и в пуске без горения. Следует отметить немонотонный характер изменения давления по времени, который вызван нестационарным процессом воспламенения и стабилизации горения. Особенно существенно давление возрастает в донной области за уступом и в области хвостового скачка

уплотнения ( $17 \div 87$  мм). Другая особенность течения с горением состоит в том, что как частота, так и амплитуда пульсаций в течение эксперимента изменяются, и это происходит в разной степени во всех точках вдоль канала.

Приведенные на рис. 4,б данные были использованы для выделения пульсаций с помощью двух методов фильтрации сигнала. Поскольку предметом исследований в настоящей работе является влияние пульсаций давления на процессы смешения и горения в канале, необходим анализ амплитудно-частотных характеристик течения. Для того чтобы исследовать амплитудно-частотные характеристики пульсаций давления  $p'$  в условиях существенной нестационарности средних значений, пульсационная составляющая была выделена путем вычитания сглаженной функции из исходного сигнала:  $p' = p - \bar{p}$ .

Для выделения пульсаций использовались два способа получения средних линий  $\bar{p}$ . В первом способе использовалась вэйвлет-фильтрация исходного сигнала и с его помощью — разложение на дискретные вэйвлеты Добеши Daub8 [26, 27]. После этого проводилась фильтрация путем отбраковывания мелких масштабов, так что из десяти масштабов остались шесть крупных, а четыре самых мелких масштаба занулялись.

Во втором способе средняя линия получена с помощью сглаживающих сплайнов [28]. Для этого сигнал аппроксимировался кубическим сплайном с управляемым коридором вокруг этой линии с заданной шириной (дисперсией  $\sigma_i^2$ ). Такой сплайн строится минимизацией функционала, в который входят норма второй производной сплайна (эта часть отвечает за гладкость кривой при ее прохождении между экспериментальными точками) и норма отклонения экспериментальных точек от средней линии. В проведенных вычислениях ширина коридора выбиралась  $\sigma_i^2 = 4\%$  от локальной по времени амплитуды сигнала.

На рис. 5 показаны полученные в эксперименте пульсации давления  $p'(t)$  в различных точках на стенках канала в случае «горячего» течения, выделенные с помощью сглаживающего сплайна (а) и вэйвлет-фильтрации (б). Номера кривых соответствуют датчикам (см. табл. 1). Полученные сигналы далее обрабатывались с помощью быстрого преобразования Фурье [27], в результате чего получены спектральные плотности мощности сигналов в за-

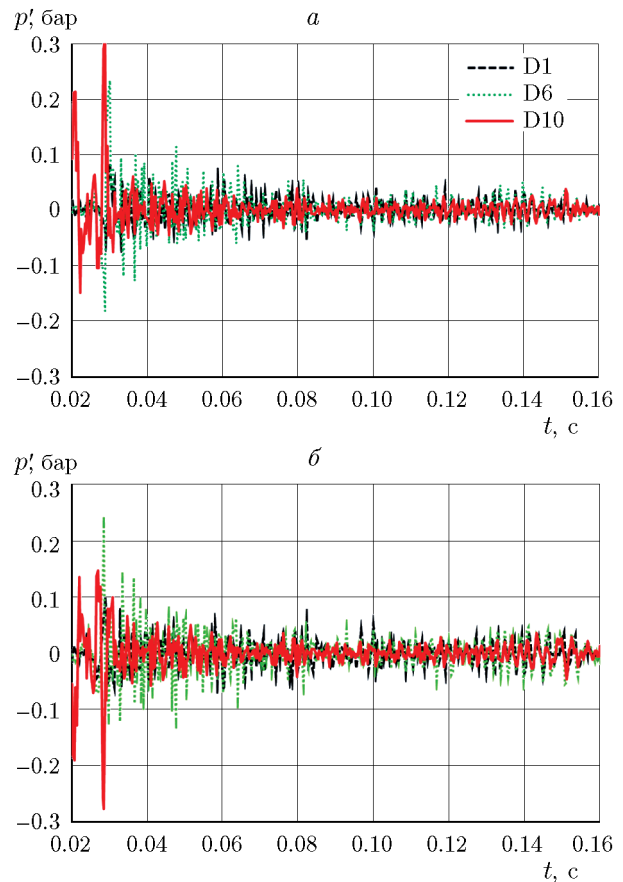


Рис. 5. Пульсации статического давления на стенках канала в экспериментах с горением, полученные с помощью сглаживающего сплайна (а) и вэйвлет-фильтрации (б)

висимости от частоты пульсаций  $f$ .

Сравнение результатов выделения пульсаций двумя методами на примере нескольких выборок экспериментальных сигналов позволило заключить, что для проведенного эксперимента предпочтительным является определение средней линии путем вэйвлет-фильтрации. Этот метод используется ниже при анализе пульсационных характеристик течения.

В рамках предложенного подхода выполнен анализ пульсаций давления в пуске без горения, результаты которого приведены на рис. 6. Видно, что интенсивность пульсаций практически не изменяется в течение режима. Увеличение амплитуды пульсаций в интервале времени  $0 \div 16$  мс вызвано заполнением второй форкамеры и связанными с ним волновыми процессами, которые быстро затухают. В точке D6, расположенной в средней части канала, наблюдается рост амплитуды pulsa-

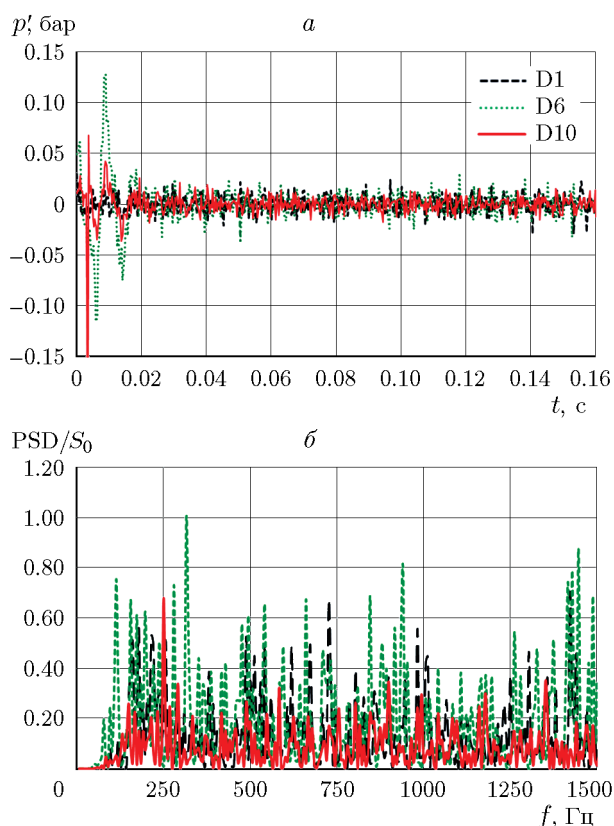


Рис. 6. Временная зависимость пульсаций статического давления (а) и нормированная спектральная плотность мощности пульсаций (б) в потоке без горения в трех характерных сечениях канала постоянной площади

ций вследствие присоединения слоя смешения за уступом.

Для количественной оценки спектральной плотности мощности (PSD) выделенных пульсаций в зависимости от частоты использовалось быстрое преобразование Фурье (рис. 6, б). Прежде всего следует отметить, что максимальная спектральная мощность достигается в средней части канала постоянного сечения (D6, D7,  $x = 177 \div 207$  мм), где, как установлено в [14], происходит инициирование горения. Анализ пульсаций давления в «холодном» течении показал повышенную спектральную мощность в трех диапазонах частот:  $250 \div 350$  Гц,  $900 \div 1100$  Гц,  $1400 \div 1500$  Гц. Значение PSD нормировано максимальной величиной  $S_0 = 3 \cdot 10^{-3}$  кПа<sup>2</sup>/Гц. Поскольку при исследовании временных зависимостей, получаемых в импульсных установках, как правило, используют относительные значения, нормиро-

ванные величиной соответствующего параметра на входе в канал, ниже это значение PSD применяется как референсное для нормировки спектральной мощности пульсаций в «горячем» течении.

Сравнение данных рис. 4, а и 4, б свидетельствует о существенном различии как интенсивностей, так и частот пульсаций при реализации горения. На основе анализа рис. 4, б можно выделить три характерных периода горения:

- инициирование воспламенения. Локальное горение наблюдается при  $t = 15 \div 27$  мс с умеренным уровнем повышения давления;
- интенсификация горения, которое начинается с резкого подъема давления при  $t \approx 27$  мс, затем давление постепенно повышается по всему каналу. Этот процесс сопряжен с распространением фронта пламени вверх по потоку от зоны воспламенения до уступа;
- период стационарного горения, который начинается примерно на 120 мс и завершается прекращением горения из-за окончания режима работы установки.

Фотографии, приведенные на рис. 7, иллюстрируют перемещение фронта пламени на начальном этапе локального горения от момента подачи водорода в поток вплоть до начала повышения давления на 27 мс [14]. Видно, что при перемещении пламени увеличивается толщина слоя, в котором происходит горение, и постепенно растет тепловыделение в пристенной части.

Для анализа особенностей развития пульсаций потока при переходе к режиму стационарного горения на рис. 8 приведены графики пульсаций давления в двух временных окнах:  $0.02 < t < 0.1$  с (окно 1, см. рис. 4, б) и  $0.08 < t < 0.16$  с (окно 2). Для облегчения понимания приведенных данных выбраны три характерных измерительных сечения по длине канала, которые представительно отражают особенности процессов в окрестности этих сечений. Окна выделены с целью анализа характеристик процесса горения на разных этапах. Для того чтобы использовать для обработки алгоритм быстрого преобразования Фурье, оба окна имели одинаковое количество точек (256).

Наблюдается существенное качественное различие пульсаций по амплитуде и частоте. Прежде всего обращают на себя внимание сильный рост амплитуды при воспламенении в конце секции постоянного сечения (линия D10



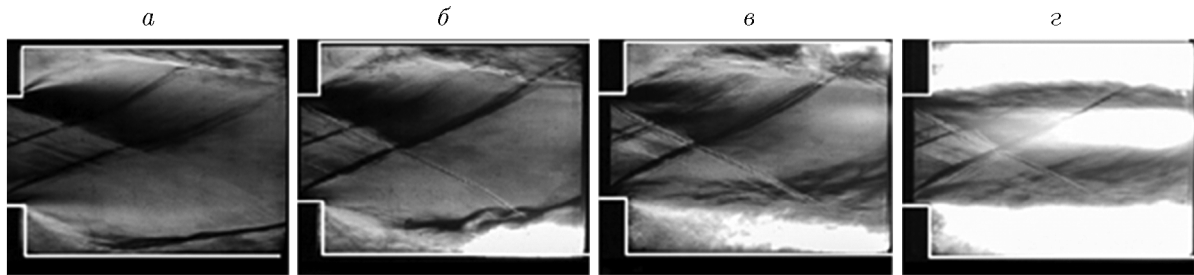


Рис. 7. Теневая визуализация распространения пламени в канале в разные моменты времени на начальном этапе воспламенения:

направление потока слева направо, светлые линии — контур стенок

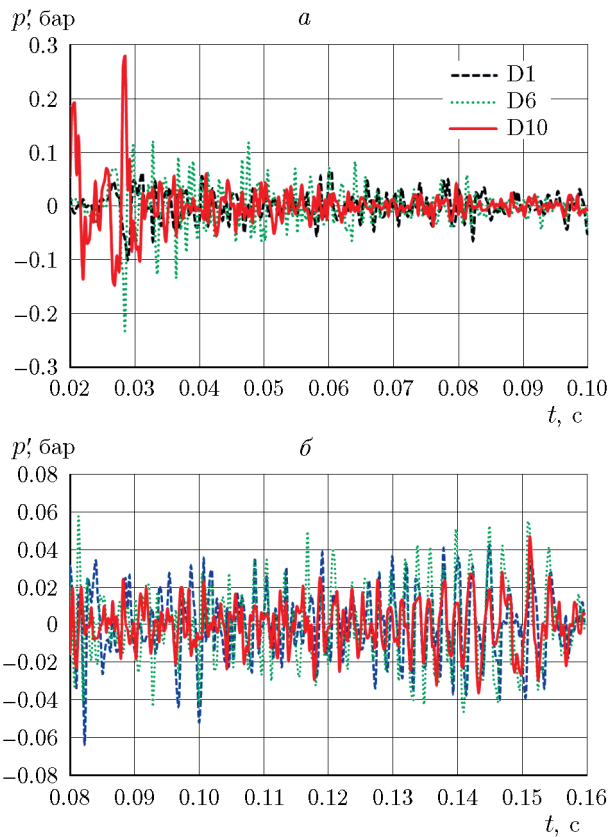


Рис. 8. Выделенные с помощью вэйвлет-фильтрации пульсации давления в различных точках на стенках канала в «горячем» течении для окон 1 (а) и 2 (б)

на рис. 8, а) и низкая интенсивность пульсаций потока за уступом вплоть до  $t = 0.03$  с (линия D1 на рис. 8, а), что является следствием быстрого расширения потока в веере волн разрежения. В конце периода можно выделить протяженный участок  $t = 0.12 \div 0.15$  с вибрационного (пульсирующего) горения [15], характеризующийся синхронными пульсациями дав-

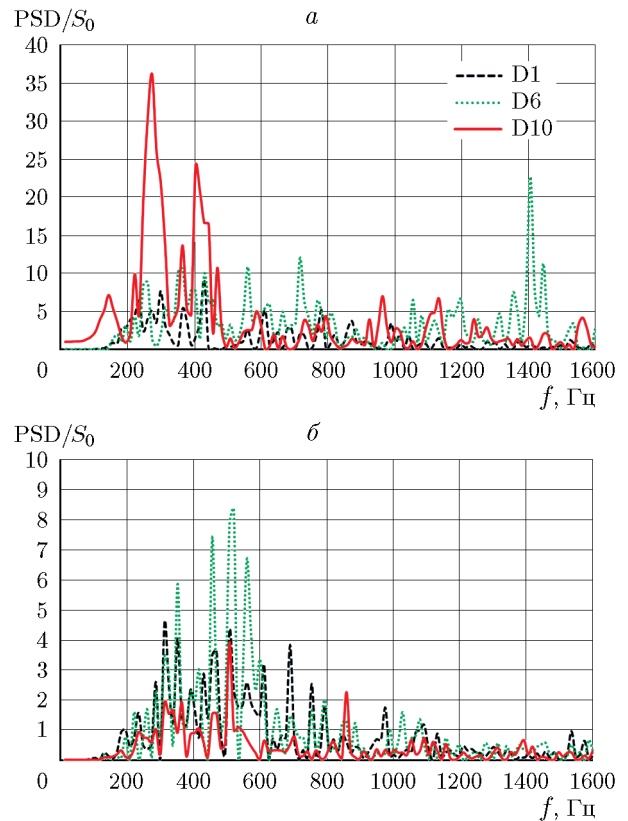


Рис. 9. Нормированная спектральная плотность мощности пульсаций давления в горячем течении в зависимости от частоты для окон 1 (а) и 2 (б)

ления по длине канала с увеличивающейся амплитудой (рис. 8, б).

Нормированная спектральная плотность мощности пульсаций в «горячем» течении, которая получена в результате применения преобразования Фурье для окон 1 и 2, показана на рис. 9. В интервале времени, соответствующем окну 1 (рис. 9, а), наблюдается высо-



кая мощность пульсаций в диапазоне частот  $250 \div 400$  Гц в области воспламенения, находящейся в конце секции постоянного сечения (между линиями D6 и D10). Высокая частота 1440 Гц получена только в середине канала (линия D6) при относительно низкой интенсивности этих пульсаций. Картина меняется на заключительном этапе процесса, характеризующемся повышенным тепловыделением (рис. 9,б), когда максимальная интенсивность спектра пульсаций снижается в несколько раз и пропадает «пик» в области высоких частот. Спектры пульсаций с частотами в диапазоне  $300 \div 800$  Гц и мощностью в  $4 \div 10$  раз выше референсного значения  $S_0$  в «холодном» течении наблюдаются по всему каналу. Максимальная интенсивность пульсаций достигается в центре секции постоянного сечения (точка D6) в области интенсивного тепловыделения, как было показано в работе [14].

Таким образом, вследствие движения пламени вверх по потоку, которое исследовано в работах [29, 30], и роста тепловыделения в результате интенсификации химических реакций, наблюдается значительное увеличение пульсаций в потоке. Анализ пульсаций давления на основе быстрого преобразования Фурье показывает (см. рис. 9), что спектральная плотность мощности пульсаций давления увеличивается примерно в 40 раз на первом и в 10 раз на втором этапах развития «горячего» течения по сравнению с нереагирующим течением. Как видно из рис. 9,б, в конце режима максимум спектра мощности пульсаций смещается вверх по потоку к середине канала,  $x = 147 \div 177$  мм (между линиями D5 и D6), и снижается примерно в 4–5 раз по сравнению с начальным периодом. Одновременно снижается интенсивность пульсаций частотой выше 600 Гц, что характерно для течений с высоким уровнем подвода тепла [15].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнена серия экспериментальных исследований при сверхзвуковой ( $M = 3.85$ ) скорости потока на входе в канал без подвода и с подводом тепла. На основании обработки экспериментальных данных о временных зависимостях статического давления на стенках канала получены спектральные плотности мощности пульсаций. Их анализ показал, что при реализации горения в потоке спектральная мощность пульсаций давления увеличивается в диапазоне

частот  $250 \div 400$  Гц. Наибольший рост мощности по сравнению с условиями течения без горения происходит в начальный период процесса при воспламенении смеси и стабилизации пламени на уступе. В заключительный период процесса горения, который ограничен длительностью эксперимента или преддверием запырирования канала, наблюдается снижение максимума спектра мощности пульсаций и расширение диапазона значимых частот на интервал  $400 \div 600$  Гц.

Дальнейшие исследования будут сосредоточены на изучении влияния параметров потока на пульсационные характеристики и неустойчивость течения при автоколебательных режимах и режимах с запырированием канала (переход к дозвуковому горению), на усовершенствовании инструментальных методик и алгоритмов обработки сигналов в высокоскоростных нестационарных процессах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Williams F. A.** Combustion Theory. The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems. — CRC Press, 1994.
2. **Sujith R. I., Unni V. R.** Dynamical systems and complex systems theory to study unsteady combustion // Proc. Combust. Inst. — 2021. — V. 38, N 3. — P. 3445–3462. — DOI: 10.1016/j.proci.2020.07.081.
3. **Billig F. S.** Research on supersonic combustion // J. Propul. Power. — 1993. — V. 9, N 4. — P. 499–514. — DOI: 10.2514/3.23652.
4. **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.
5. **Zhang J., Chang J., Kong C., Qiu H., Bao W.** Flame oscillation characteristics in a kerosene fueled dual mode combustor equipped with thin strut flameholder // Acta Astronaut. — 2019. — V. 161. — P. 222–233. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.05.037.
6. **Baccarella D., Liu Q., McGann B., Lee G., Lee T.** Isolator-combustor interactions in a circular model scramjet with thermal and non-thermal choking-induced unstart // J. Fluid Mech. — 2021. — V. 917, A38. — P. 1–36. — DOI: 10.1017/jfm.2021.238.
7. **Cheng Y., Jin T., Luo K., Li Z., Wang H., Fan J.** Large eddy simulations of spray combustion instability in an aero-engine combustor at elevated temperature and pressure // Aerosp. Sci. Technol. —

2021. — V. 108. — 106329. — DOI: 10.1016/j.ast.2020.106329.
8. **Lin K.-C., Jackson K., Behdadnia R., Jackson T. A., Ma F. H., Yang V.** Acoustic characterization of an ethylene-fueled scramjet combustor with a cavity flameholder // *J. Propul. Power.* — 2010. — V. 26, N 6. — P. 1161–1169. — DOI: 10.2514/1.43338.
9. **Ouyang H., Liu W., Sun M.** The large-amplitude combustion oscillation in a single-side expansion scramjet combustor // *Acta Astronaut.* — 2015. — V. 117. — P. 90–98. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.07.016.
10. **Altay H. M., Hudgins L. E., Ghoniem A. F.** The impact of equivalence ratio oscillations on combustion dynamics in a backward-facing step combustor // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156. — P. 2106–2116. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.07.024.
11. **Ducruix S. T., Schuller T., Durox D., Candel S.** Combustion dynamics and instabilities: Elementary coupling and driving mechanisms // *J. Propul. Power.* — 2003. — V. 19, N 5. — P. 722–734. — DOI: 10.2514/2.6182.
12. **Zhang J., Ratner A.** Experimental study of the effects of hydrogen addition on the thermoacoustic instability in a variable-length combustor // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2021. — V. 46, N 29. — P. 16086–16101. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2021.02.063.
13. **Zhao G.-Y., Sun M.-B., Wang Y.-N., Li X.-P., Wang X.-B.** Investigations of injection parameters on combustion oscillation in supersonic crossflow // *Acta Astronaut.* — 2018. — V. 152. — P. 426–436. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2018.08.041.
14. **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. — DOI: 10.1134/S0869864320040101.
15. **Sun M., Wang H., Cai Z., Zhu J.** *Unsteady Supersonic Combustion.* — Springer, 2020. — DOI: 10.1007/978-981-15-3595-6.
16. **Luong H. T., Wang Y., Han H. S., Sohn C. H.** Combined applications of analytic methods for detection of combustion instability triggering // *Aerospace Sci. Technol.* — 2021. — V. 118. — 106994. — DOI: 10.1016/j.ast.2021.106994.
17. **Rao S. M., Karthick S.** Studies on the effect of imaging parameters on dynamic mode decomposition of time-resolved schlieren flow images // *Aerospace Sci. Technol.* — 2019. — V. 88. — P. 136–146. — DOI: 10.1016/j.ast.2019.03.004.
18. **Dekys V., Kalman P., Hanak P., Novak P., Stankovicova Z.** Determination of vibration sources by using STFT // *Procedia Eng.* — 2017. — V. 177. — P. 496–501. — DOI: 10.1016/j.proeng.2017.02.251.
19. **Jin X., Tian Y., Zhao K., Ma B., Deng J., Luo J.** Experimental study on supersonic combustion fluctuation using thin-film thermocouple and time-frequency analysis // *Acta Astronaut.* — 2021. — V. 179. — P. 33–41. — DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.09.041.
20. **Huang N. E., Shen Z., Long S. R., Wu M. C., Shin H. H., Zheng Q., Yen N.-C., Tung C. C., Liu H. H.** The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // *Proc. R. Soc. London, A.* — 1998. — V. 454, N 1971. — P. 903–995. — DOI: 10.1098/rspa.1998.0193.
21. **Миронов Д. С., Лебига В. А., Мяс Д. Д., Пак А. Ю., Зиновьев В. Н.** Применение преобразования Гильберта — Хуанга для анализа пульсаций за прямым круговым цилиндром // *Сиб. физ. журн.* — 2017. — Т. 12, № 3. — С. 49–59. — DOI: 10.25205/2541-9447-2017-12-3-49-59.
22. **Goldfeld M. A., Maslov A. A., Starov A. V., Shumskii V. V., Yaroslavlsev M. I.** IT-302M hotshot wind tunnel as a tool for the development of hypersonic technologies // *AIP Conf. Proc.* — 2016. — V. 1770. — 030020. — DOI: 10.1063/1.4963962.
23. **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. — DOI: 10.1134/S0869864313050011.
24. **Diller T. E.** Advances in heat flux measurements // *Adv. Heat Transfer.* — 1993. — V. 23. — P. 279–368. — DOI: 10.1016/S0065-2717(08)70008-X.
25. **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. — DOI: 10.15372/FGV20180601.
26. **Астафьева Н. М.** Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // *Успехи физ. наук.* — 1996. — Т. 166. — С. 1145–1170. — DOI: 10.3367/UFNr.0166.199611a.1145.
27. **Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P.** *Numerical Recipes in FORTRAN.* — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992.
28. **Воскобойников Ю. Е.** Построение сглаживающих кубических сплайнов при машинной обработке результатов эксперимента // *Автометрия.* — 1979. — № 4. — С. 110–117.

- 
29. **Zhang J., Chang J., Wang Z., Gao L., Bao W.** Flame propagation and flashback characteristics in a kerosene fueled supersonic combustor equipped with strut/wall combined fuel injectors // *Aerosp. Sci. Technol.* — 2019. — V. 93. — 105303. — DOI: 10.1016/j.ast.2019.105303.
30. **Федорова Н. Н., Ванькова О. С., Гольдфельд М. А.** Нестационарные режимы воспламенения и стабилизации горения водорода в канале // *Физика горения и взрыва.* — 2022. — Т. 58, № 2. — С. 3–11. — DOI: 10.15372/FGV20220201.

*Поступила в редакцию 14.02.2022.*

*После доработки 18.04.2022.*

*Принята к публикации 25.05.2022.*

---