

УДК 533.6.011

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ПРИ ГОРЕНИИ ЭТИЛЕНА С ПОМОЩЬЮ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

В. П. Замураев, А. П. Калинина

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
E-mails: zamuraev@itam.nsc.ru, kalinina@itam.nsc.ru

Проведено численное моделирование сверхзвукового течения в канале с переменным сечением при подаче вдоль оси канала этилена под воздействием струи, создающей эффект дросселя. Решены осредненные уравнения Навье — Стокса, замыкаемые $(k-\varepsilon)$ -моделью турбулентности. Горение этилена моделировалось с помощью одной реакции. Проведено сравнение с экспериментальными данными о распределении давления на стенке канала. Установлено, что воздействие газодинамических импульсов на структуру потока имеет необратимый характер. Описаны формирование области околосвукового течения и ее структура.

Ключевые слова: горение этилена, осевой инжектор, сверхзвуковой поток, дросселирующая струя, околосвуковой режим.

DOI: 10.15372/PMTF20210101

Введение. Исследованию проблем управления процессами в камерах сгорания прямоточных двигателей при больших значениях полетного числа Маха посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1–20], основной целью которых является достижение высокой эффективности сгорания топлива при одновременном уменьшении гидравлических потерь. При использовании газообразных видов топлива к решению этих задач существуют различные подходы [1–7], однако они не позволяют решить проблемы эффективного смешения, создания двигателя приемлемых размеров и уменьшения потерь полного давления. Авторами [1, 2] предложены метод распределенной подачи топлива и двухстадийный алгоритм инициирования работы прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД), для воспламенения топлива использовалась дросселирующая струя, подаваемая импульсно. В работе [8] установлено, что импульсный метод подачи способствует лучшему перемешиванию основного потока с топливом. В экспериментах [1] на первом этапе в секцию постоянного сечения камеры сгорания подается топливо в количестве, необходимом для торможения потока (вследствие воздействия дросселирующей струи и воспламенения топлива при контакте с ней) до скоростей, в среднем незначительно превышающих скорость звука. На втором этапе в начале расширяющегося участка подается

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (код проекта АААА-А17-117030610135-6) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 20-08-00245).

© Замураев В. П., Калинина А. П., 2021

основное топливо в количестве, достаточном для достижения двигателем тяговых характеристик. В работе [2] установлено, что при подаче вдоль оси этилен воспламеняется не сразу, а приблизительно через 8 с. Область горения этилена (соответственно область повышенного давления) с каждым новым импульсом смещается вверх по потоку вплоть до инжектора, где в некоторый момент наблюдается яркая вспышка. При этом длительность подачи газодинамических импульсов достаточно велика по числу гомохронности газа, вычисленному по длине канала: при движении потока в отсутствие воздействия газодинамических импульсов порции газа должны преодолеть расстояние, превышающее 40 длин канала. За такой большой промежуток времени все изменения в структуре потока после каждого газодинамического импульса должны полностью восстановиться. Для объяснения этих экспериментальных фактов требуется теоретическое исследование физических механизмов с помощью метода численного моделирования.

Возможность экспериментального исследования физических механизмов ограничена, в частности вследствие очень высоких температур. Численное моделирование позволяет получить другие газодинамические параметры и изучить процессы, происходящие во всей области, а не только вблизи датчиков давления и кварцевых окон. В [9] отмечается актуальность численно-аналитического исследования взаимодействия ударных волн с образованием тройных конфигураций в трактах прямооточных, пульсирующих детонационных и других двигателей. В последние годы существенно увеличилось количество численных исследований работы ПВРД и поперечных струй [12–20]. Следует отметить, что картины течения, полученные с помощью подходов LES [13] и URANS [14–16], качественно близки.

В настоящей работе численно исследуется структура сверхзвукового потока при горении этилена и воздействии двух газодинамических импульсов на первой стадии запуска, проводится сравнение полученных результатов с результатами эксперимента [2].

Постановка задачи. Исследование нестационарного горения этилена в сверхзвуковом потоке проводится для осесимметричного канала с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, замыкаемых $(k-\epsilon)$ -моделью турбулентности, уравнений упрощенной химической кинетики. Для численного моделирования применяется пакет Ansys Fluent. Для всех компонентов газовой смеси применяется модель идеального газа, рассматриваются этилено-воздушная смесь из базы данных Ansys Fluent (этилен, азот, кислород) и продукты горения этилена (вода и углекислый газ). Для учета зависимости вязкости от температуры используется метод Сазерленда с тремя коэффициентами. Для описания смешения используется модель Species Transport, с помощью которой решаются уравнения сохранения для каждого компонента газовой смеси. Окисление этилена описывается одной химической реакцией в рамках кинетики Аррениуса с энергией активации $1,256 \cdot 10^8$ Дж/(кг · моль). Показатели степени молярных концентраций этилена и кислорода в уравнении скорости образования продуктов реакции равны 0,1 и 1,65 соответственно. Предэкспоненциальный множитель равен $1,125 \cdot 10^{10}$ (моль/м³)^{-0,75}/с. Полная теплоемкость смеси газов представляет собой сумму теплоемкостей газов, входящих в смесь, с учетом доли каждого газа, теплопроводность смеси рассчитывается по модели смеси идеальных газов.

На рис. 1 приведена схема рассматриваемого канала. Размеры канала близки к экспериментальным размерам [2]: полная длина канала равна 750 мм, диаметр сечения постоянного сечения составляет 50 мм, ее длина приблизительно равна 10 диаметрам критического сечения. Число Маха сверхзвукового невозмущенного потока в канале равно $M \approx 2$ при температуре в форкамере 1700 К, начальная интенсивность турбулентности в ядре потока — 0,1 %. Толщиной пограничного слоя пренебрегалось, однако в процессе прохождения через сопло Лавалля и далее по каналу она постепенно увеличивалась. Стенки полагались теплоизолированными. Топливо (этилен) подавалось вдоль оси канала

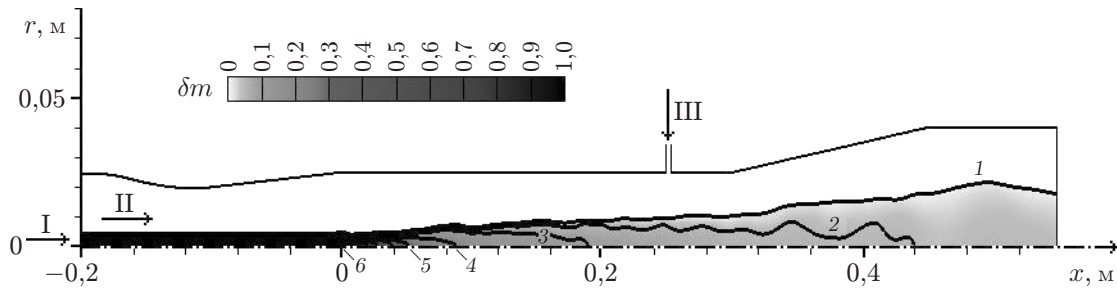


Рис. 1. Схема канала и квазистационарное распределение массовой доли этилена:
 1 — $\delta m = 0,01$, 2 — $\delta m = 0,05$, 3 — $\delta m = 0,1$, 4 — $\delta m = 0,2$, 5 — $\delta m = 0,3$, 6 — $\delta m = 1,0$;
 I — этилен, II — воздух, III — дросселирующая струя

с помощью инжектора с внешним диаметром 10 мм и диаметром отверстия на выходе 1,6 мм. Расход этилена определялся давлением подачи, равным $15 \cdot 10^5$ Па, и составлял $\dot{m} \approx 5,5$ г/с. Воспламенение и горение этилена инициировались газодинамическими импульсами, создаваемыми специальным генератором, в качестве которого рассматривалась клапанная система, работающая на воздухе. Давление торможения в генераторе (газогенератор дросселирующей струи) равно $4 \cdot 10^5$ Па, температура торможения составляла 300 К. На входе в патрубок для дросселирующей струи задавалось статическое давление, значение которого устанавливалось в соответствии с [15]. В случае если давление в потоке выше, чем в газогенераторе импульсов, струю можно блокировать.

В расчетах использовались явная численная схема третьего порядка с ограничением на шаг по времени согласно пороговому значению числа Куранта 0,9 и решатель на основе плотности со схемой AUSM, для расчета потоков — MUSCL-реконструкция; кроме того, реализован режим релаксации членов высокого порядка. Также используется подход Enhanced Wall Treatment в трактовке, принятой в пакете Fluent. Этот подход обладает точностью стандартной двухзональной модели для мелкомасштабных пристенных сеток, при этом не снижается значительно точность расчетов для крупномасштабных сеток, когда необходима модель с пристеночными функциями. В данной задаче отрыв на стенках играет большую роль только вблизи инжекторов струй, где используются малые значения $y^+ \approx 1$. Как правило, в остальных областях $y^+ > 1$. Вычисления выполняются на блочных сетках [21], все ячейки которых имеют форму четырехугольника, количество ячеек равно 810 000. При измельчении двумерной сетки каждая сторона четырехугольной ячейки поэтапно уменьшается в два раза, при этом сторона ячейки максимально уменьшается в 64 раза. Измельчение выполнялось в области струй и вблизи стенки канала. Проводились исследования сеточной сходимости при стационарном численном моделировании в отсутствие горения и дросселирующей струи. В этом случае увеличение количества ячеек в четыре раза во всей области приводит к изменению значений числа Маха не более чем на 0,04. В нестационарном случае, когда в течении присутствуют вихревые области с реагирующей химической смесью и ударными волнами, в потоке имеются области, где решение является неустойчивым. Поэтому данный критерий неприменим, а оценивать можно лишь средние по сечению характеристики и качественные различия. Установлено, что в рассматриваемом случае качественных различий не наблюдается, различия значений среднего в сечении числа Маха не превышают 5 % в любой момент времени.

Выбор параметров дросселирующей струи. Вследствие дефицита вычислительных ресурсов на практике для решения нестационарных задач часто применяется двумерная постановка [17], трехмерная постановка используется либо для решения стационарных задач, либо для малых пространственных областей [18–20]. Переход к двумерной

постановке приводит к несоответствиям условий эксперимента и расчета. Если в осесимметричной постановке можно адекватно моделировать подачу этилена вдоль оси, то при моделировании круглой дросселирующей струи в силу осесимметричной постановки она автоматически становится кольцевой. При сохранении поперечного размера дросселирующей струи резко увеличивается расход воздуха. При сохранении площади отверстия резко уменьшается поперечный размер струи по сравнению с реальным значением. Кроме того, конфигурации ударных волн и отрывных зон в двумерном и трехмерном случаях различаются. При отсутствии в канале топлива дросселирующая струя не оказывает значительного влияния на среднее значение числа Маха, ее энергетический вклад мал. В экспериментах [1, 2] показано, что при наличии топлива в канале определяющую роль играют другие факторы, а именно достижение пороговой интенсивности скачка уплотнения при сравнительно небольшом суммарном энерго вкладе, достаточном для развития преддетонационного режима горения. В [1, 2] круглая дросселирующая струя, подаваемая по нормали к основному потоку, оказывает на него блокирующее воздействие только при горении, играя роль “спички”; значение имеет только энергия импульса. Создаваемая при подаче струи ударная волна поджигает возникающую в процессе смешения смесь топлива и газа, а большая скорость распространения фронта горения в поперечном направлении позволяет использовать не только двумерное, но и одномерное приближение. Одномерная модель, разработанная в [22] и успешно применявшаяся для оценки теплового эффекта при горении в каналах, в настоящее время используется для описания экспериментальных результатов, в частности при горении в канале газообразного топлива с различной ориентацией струй [11]. Кроме того, в экспериментальной работе [10], в которой описан преддетонационный режим горения, показано, что форма канала не оказывает значительного влияния на распределение параметров.

При численном моделировании используется принцип соответствия полной энергии газодинамических импульсов в эксперименте и расчете. Энергия импульса пропорциональна перепаду давления, площади сечения струи, а также времени действия импульса, т. е. произведению этих величин в эксперименте и расчете одинаковы. В работе [2] длительность импульса равна 5 мс, диаметр круглого отверстия для струи — $5 \div 6$ мм, перепад давления составляет приблизительно $8 \cdot 10^5$ Па. В рассматриваемой задаче для кольцевой струи диаметром 50 мм, вдуваемой через кольцевую щель шириной 3 мм при перепаде давления $3 \cdot 10^5$ Па, длительность импульса приблизительно равна 0,5 мс. При этом возникает необходимость выбора интервала между газодинамическими импульсами. В эксперименте клапаны, регулирующие подачу дросселирующей струи, располагаются на некотором расстоянии от стенки канала. При закрытии клапана воздух между ним и каналом в течение некоторого времени продолжает вытекать, выполняя функцию дросселирующего импульса. Поэтому на практике время, когда дросселирующая струя не действует, меньше, чем можно предположить с учетом скважности газодинамических импульсов. В расчетах для дросселирующей струи применялся патрубок конечной длины, приблизительно равной $1/3$ радиуса канала. Для скважности использовалось значение, близкое к экспериментальному и равное 4,5.

Результаты исследования. Численное моделирование процесса запуска. Приведенное на рис. 1 распределение этилена в канале, полученное с помощью метода установления в отсутствие воздействия дросселирующей струи, используется в качестве начального распределения этилена при последующем инициировании его горения. Распределение этилена на рис. 1 свидетельствует фактически об отсутствии его горения, что при $t < 8$ с соответствует результатам эксперимента. На рис. 2 показаны поля температуры в секции постоянного сечения в различные моменты времени для двух газодинамических импульсов (при запуске дросселирующей струи) и циклограммы их подачи с указанием

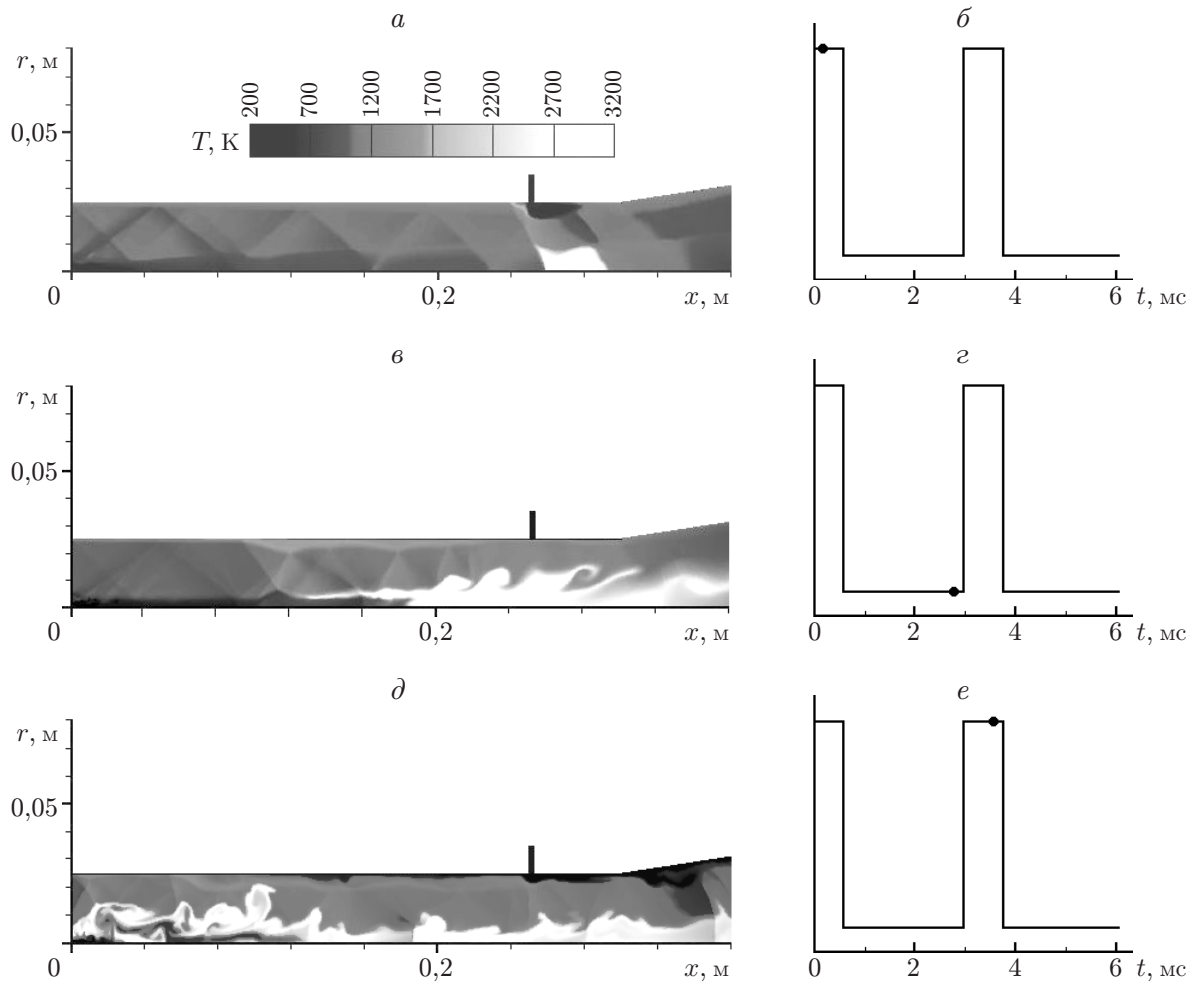


Рис. 2. Поля температуры в сечении постоянного сечения в различные моменты времени (*a*, *в*, *д*) и циклограммы подачи газодинамических импульсов (*б*, *з*, *е*): *a*, *б* — $t = 0,175$ мс, *в*, *з* — $t = 2,75$ мс, *д*, *е* — $t = 3,53$ мс; точки — моменты времени для каждого случая

рассматриваемого момента времени. На рис. 3 приведены распределения температуры и компонентов смеси вдоль оси канала.

Рис. 2, *a*, *б*, 3, *a* соответствуют близким моментам времени при подаче первого импульса; рис. 2, *в*, *з*, 3, *б* получены для момента времени между импульсами, т. е. при отключенной дросселирующей струе; рис. 2, *д*, *е* соответствует подаче второго импульса. Время отсчитывается с момента открытия клапана генератора импульсов. Длительность первого импульса (промежуток времени между моментами открытия и закрытия клапана) составляет 0,58 мс.

При запуске дросселирующей струи возникает ударная волна, распространяющаяся как вверх и вниз по потоку, так и в направлении к оси канала. При достижении оси ударная волна усиливается и вызывает воспламенение этилена, струя которого распространяется вдоль оси канала (см. рис. 2, *a*, *б*). Начинается интенсивное горение топлива, что показано на рис. 3, *a* для близкого момента времени. На рис. 3, *a* также видно резкое уменьшение значений δt для этилена и кислорода воздуха (кривые 2, 3), однако слева и справа от этой области сохраняются их начальные распределения. В указанной области появляются вода в газообразном состоянии и углекислый газ (кривые 4, 5 соответственно). К моменту

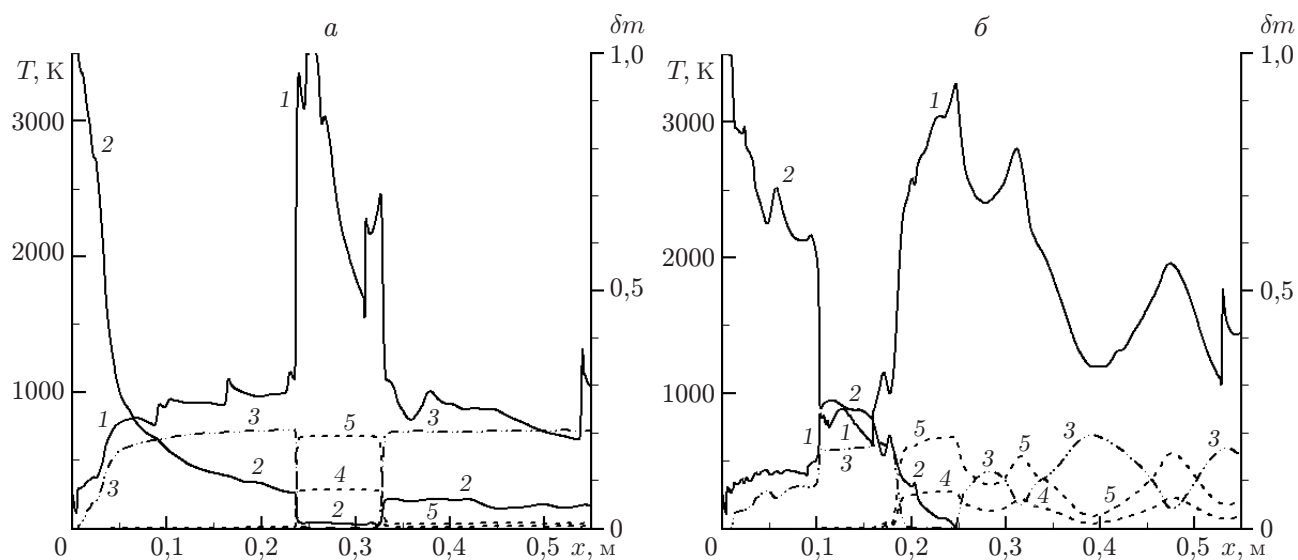


Рис. 3. Распределения температуры (1) и компонентов смеси (2–5) вдоль оси канала в различные моменты времени:
a — $t = 0,20$ мс, *б* — $t = 2,75$ мс; 2 — C_2H_4 , 3 — O_2 , 4 — H_2O , 5 — CO_2

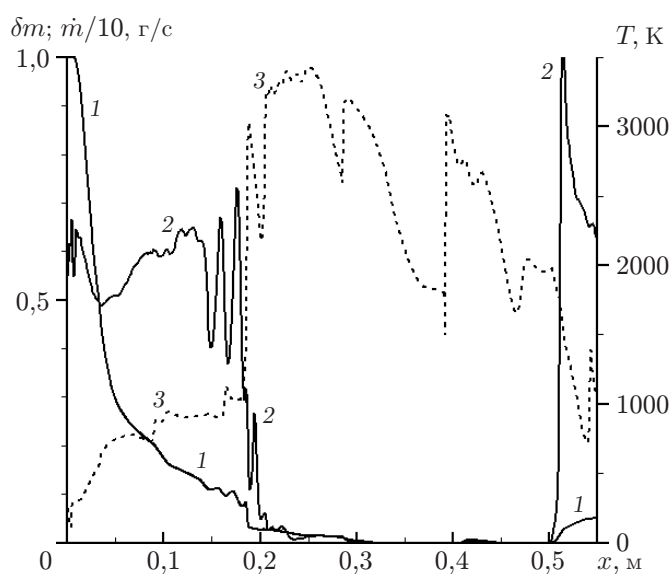


Рис. 4. Распределения массовой доли этилена δm (1), его полного расхода $\dot{m}/10$ (2) и температуры T (3) вдоль оси x при $t = 0,32$ мс

времени $t = 0,32$ мс этилен практически полностью сгорает, и его доля в конце секции постоянного сечения составляет менее 1 %. На рис. 4 для момента времени $t = 0,32$ мс приведено распределение массовой доли этилена δm вдоль оси канала (кривая 1).

В работе также проведен расчет расхода этилена в различных сечениях канала, для чего разработана программа на языке C++, использующая значения параметров, экспортируемые из csv-файлов. Полный расход этилена вычислялся путем интегрирования по сечению методом трапеций. Проводились исследования влияния числа узлов на решение на построенной для этого сетке. Погрешность расчета не превышала 1 %. На рис. 4 зависимость расхода от координаты x приведена для момента времени $t = 0,32$ мс (кривая 2). Расход отнесен к значению 10 г/с (в этих единицах шкалы для расхода и массовой доли одинаковые). Резкое уменьшение расхода этилена коррелирует с соответствующим увеличением температуры (кривая 3 на рис. 4). В конце канала имеются остатки этилена, находившегося в нем до подачи дросселирующей струи; под действием сжатых продуктов реакции этилен выталкивается, поэтому значение \dot{m} в этой области увеличивается.

Таким образом, подача дросселирующей струи приводит к полному сгоранию подаваемого в канал этилена. При этом продвижение фронта горения вверх по потоку происходит неравномерно: фронт то резко продвигается вперед, то несколько сносится назад. Возможно, это обусловлено неустойчивостью контактного разрыва между струей этилена и потоком воздуха в канале, возникновением турбулентного слоя смешения и как следствие неравномерностью распределения этилена по оси канала. На характер движения фронта горения также оказывают влияние пространственные неоднородности потока с изменением параметров до 10 %, обусловленные тем, что сопло на входе является нерасчетным.

На рис. 2, в, г, 3, б приведены результаты для момента времени, когда клапан для дросселирующей струи закрыт (незадолго до включения второго импульса). При отключении дросселирующей струи фронт горения этилена в течение некоторого времени смещается вверх, а затем сносится вниз по потоку. Характер горения изменяется: в слое смешения наблюдается интенсивное горение, формируются крупные вихревые структуры, а вблизи оси канала фронт горения сносится вниз по потоку (см. рис. 2, в, г). Однако этилен по-прежнему полностью сгорает (см. рис. 3, б).

Влияние клапанной системы. Как указывалось выше, пуск и отключение дросселирующей струи регулируются с помощью клапанной системы. Если клапан закрыть, то воздух из патрубка (области между клапаном и каналом), статическое давление которого в этот момент превышает $2,5 \cdot 10^5$ Па, продолжает вытекать и воздействовать на процессы в канале, где давление, как правило, более низкое (приблизительно 10^5 Па в отсутствие горения). Длительность такого воздействия можно оценить по данным, представленным на рис. 5, на котором для различных моментов времени приведено распределение температуры на прямой $r = 2,5$ см (при $x < 0,3$ м эта прямая совпадает со стенкой, при $x > 0,3$ м канал расширяется и стенка отклоняется от прямой). Кривая 1 на рис. 5 получена при $t = 0,32$ мс, т. е. задолго до момента закрытия клапана ($t = 0,58$ мс). Вблизи стенки в области между струей и местом начала расширения канала статическая температура воздуха близка к температуре торможения (300 К), с которой он подавался из газогенератора. Кривая 2 на рис. 5 получена для момента $t = 0,83$ мс. С момента закрытия клапана прошло 0,25 мс, а холодный воздух продолжает вытекать из патрубка. Кривая 3, полученная для момента времени $t = 2,16$ мс (второй импульс еще не включен), показывает, что температура горячего газа восстанавливается (включение второго импульса произойдет при $t = 2,96$ мс). По-видимому, в экспериментах имеет место подобный эффект, что объясняет возможность использования большого по числу гомотокности периода подачи газодинамических импульсов.

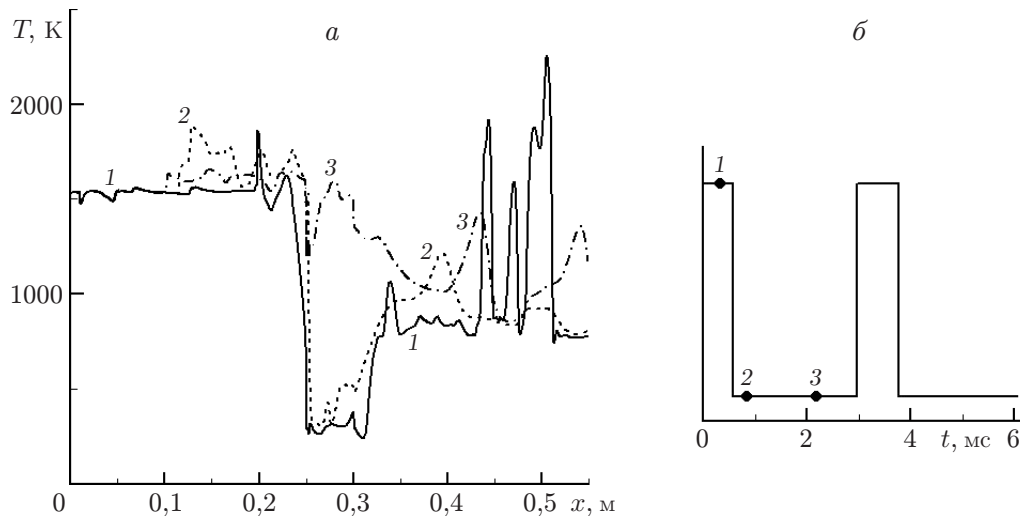


Рис. 5. Распределение температуры вдоль линии $r = 2,5$ см в различные моменты времени (а) и циклограмма подачи газодинамических импульсов (б): 1 — $t = 0,32$ мс, 2 — $t = 0,83$ мс, 3 — $t = 2,16$ мс; точки — моменты времени для каждой кривой

Сравнение с экспериментом. В момент времени $t = 2,96$ мс запускается второй газодинамический импульс. До этого момента область возмущения потока предыдущим импульсом еще недостаточно снесена вниз по потоку, перепад давления для дросселирующей струи меньше, чем при подаче первого импульса. В результате ее импульсное воздействие более слабое, тем не менее волна горения этилена распространяется вверх по потоку (см. рис. 2, в, з, 3, б). Однако при подаче второго газодинамического импульса газовые компоненты перемешиваются менее интенсивно и этилен не успевает сгореть в секции постоянного сечения. Когда волна горения достигает инжектора ($t \approx 3,53$ мс), как и в эксперименте [2], происходит яркая вспышка вытекающего этилена. Он полностью сгорает на выходе из отверстия инжектора. В момент времени $t = 3,76$ мс клапан газогенератора закрывается и интенсивность горения уменьшается. Расчет проводился до момента времени $t = 6,05$ мс.

Наличие дросселирующей струи и горение этилена приводят к увеличению давления в секции постоянного сечения канала. Формирование области повышенного давления показано на рис. 6, на котором приведено расчетное распределение отношения статического давления на стенку канала в секции постоянного сечения к полному давлению незадолго до включения второго импульса (кривая 1) и перед окончанием его действия (кривая 2). Для сравнения на рис. 6 приведено экспериментальное распределение отношения измеренного статического давления к полному [2]. В стационарном потоке в отсутствие горения статическое давление приближенно равно 10^5 Па при давлении торможения $7 \cdot 10^5$ Па и числе Маха $M = 2$. Согласно рис. 6 отношение давлений и, следовательно, статическое давление в канале увеличились в три раза, что обусловлено воспламенением и последующим горением этилена. В работе [2] на первом этапе (при торможении потока до околосвуковых скоростей в секции постоянного сечения) давление увеличивается не более чем в три раза.

Вследствие образования области повышенного давления происходит торможение сверхзвукового потока. Толщина дозвукового пограничного слоя существенно увеличивается. В центральной приосевой области температура достаточно высокая (см. рис. 3), поэтому скорости также являются дозвуковыми. В промежуточной области поток замедляется, однако число Маха имеет значения, несколько большие единицы.

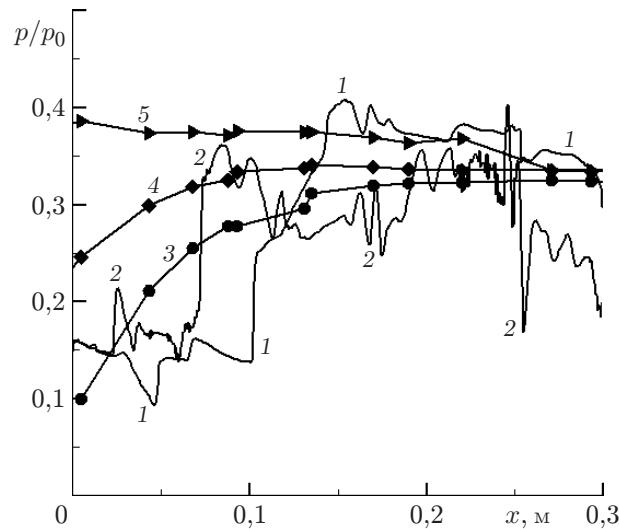


Рис. 6. Распределение отношения статического давления на стенку канала в сечении постоянного сечения к полному давлению в различные моменты времени: 1, 2 — расчет (1 — $t = 2,40$ мс, 2 — $t = 3,38$ мс), 3–5 — эксперимент [2] (3, 4 — горение этилена до и после воздействия импульсов соответственно, 5 — горение при воздействии импульсов)

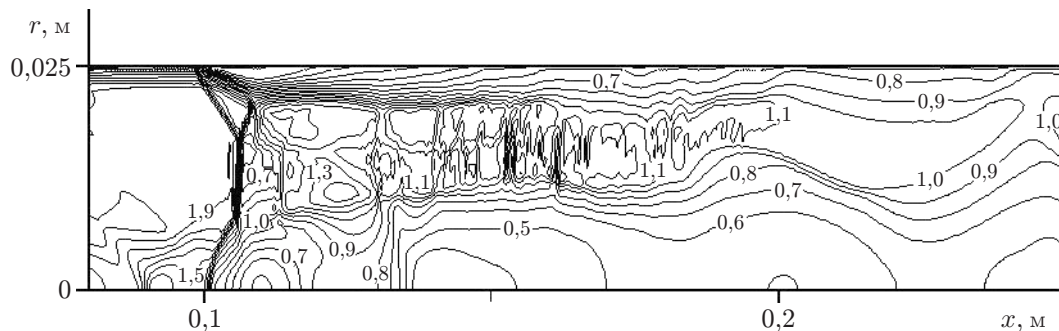


Рис. 7. Изолинии числа Маха в момент времени $t = 3,16$ мс

Рис. 7, на котором приведена система изолиний числа Маха, дает представление о возникающей внутренней структуре потока. Наблюдаются тройные конфигурации ударных волн. За прямой ударной волной течение, являющееся дозвуковым ($M \approx 0,7$), поджимается потоками газа, проходящими через косые скачки уплотнения, и ускоряется, становясь сверхзвуковым ($M < 1,4$). Вытянутая область околозвукового течения находится между имеющим большую толщину пограничным слоем на стенке канала ($M < 1$) и достаточно широкой областью дозвукового течения вдоль оси канала. При этом перепады давления вдоль и поперек канала сравнительно небольшие. В области между пограничным слоем и центральным потоком наблюдаются слабые скачки уплотнения, в которых сверхзвуковое течение тормозится до околозвуковой скорости. Уменьшение числа Маха и увеличение давления происходят плавно, но с осцилляциями, что напоминает структуру псевдоскачка. Формирование псевдоскачка при горении топлива и воздействии дросселирующей струи установлено в экспериментах [1, 2].

Заключение. В работе исследована эволюция сверхзвукового течения в канале переменного сечения при подаче этилена вдоль оси и воздействии дросселирующей струи при значениях параметров, близких к экспериментальным [2]. В рамках двумерного приближе-

ния структура потока исследована более детально, чем в эксперименте и на основе одномерного приближения [11]. Наблюдается не только качественное, но и удовлетворительное количественное согласование величин характерного повышения давления. Расчетные и экспериментальные значения максимального давления совпадают с точностью до 12 %. Обоснован ряд утверждений, приведенных в работе [2]. Описано формирование околзвучковой области. Показано, что воздействие двух газодинамических импульсов на структуру потока имеет необратимый характер: происходит смещение области горения вверх по потоку к инжектору этилена. Также получены структуры потока, подобные псевдоскачку. С использованием двумерного численного моделирования показано, что околзвучковое течение локализуется в кольцевой области, а в пристеночной и осевой областях течение является дозвуковым. Численно показано, что при использовании газодинамических импульсов достаточной большой мощности происходит торможение потока до околзвучковых скоростей.

Таким образом, полученные результаты численных расчетов, с одной стороны, согласуются с экспериментальными данными и подтверждают результаты работы [2], с другой — позволяют объяснить физические механизмы реализации рассматриваемого способа запуска прямоточного воздушно-реактивного двигателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Третьяков П. К., Забайкин В. А., Прохоров А. Н.** Высокоскоростной ПВРД с пульсирующим режимом запуска // Сб. докл. 11-го Всерос. съезда по фундаментальным проблемам теорет. и прикл. механики, Казань, 20–24 авг. 2015 г. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2015. С. 3778–3780.
2. **Tretyakov P. K., Krainev V. L., Lazarev A. M., Postnov A. V.** Peculiarities of organization of effective hydrocarbon fuel combustion in supersonic flow // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027. 030029. DOI: 10.1063/1.5065123.
3. **Фролов С. М., Звегинцев В. И., Иванов В. С. и др.** Макет-демонстратор непрерывно-детонационного прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Результаты испытаний в аэродинамической трубе // Докл. АН. 2017. Т. 474, № 1. С. 51–55.
4. **Firsov A., Savelkin K. V., Yarantsev D. A., Leonov S. B.** Plasma-enhanced mixing and flame holding in supersonic flow // Philos. Trans.: Math., Phys. Engng Sci. Ser. A. 2015. V. 373, N 2048. 20140337.
5. **Smirnova N. N., Nikitina V. F., Stamova L. I., et al.** Three-dimensional modeling of rotating detonation in a ramjet engine // Acta Astronaut. 2019. V. 163. P. 168–176. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.02.016.
6. **Фирсов А. А., Яранцев Д. А., Леонов С. Б., Иванов В. В.** Численное моделирование горения этилена в сверхзвуковом потоке воздуха // Компьютер. исслед. и моделирование. 2017. Т. 9, № 1. С. 75–86.
7. **Firsov A. A., Shurupov M. A., Yarantsev D. A., Leonov S. B.** Plasma-assisted combustion in supersonic airflow: optimization of electrical discharge geometry // Proc. of the 52nd AIAA Aerospace sciences meeting, National Harbor (USA), 13–17 Jan. 2014. S. 1.: AIAA, 2014. DOI: 10.2514/6.2014-0988.
8. **Randolph H., Chew L., Johari H.** Pulsed jets in supersonic crossflow // AIAA J. Propuls. Power. 1994. V. 10, N 5. P. 746–748.
9. **Чернышов М. В., Капралова А. С.** Тройные конфигурации догоняющих скачков уплотнения в условиях неоднозначности решения // Вестн. Концерна ВКО “Алмаз — Антей”. 2017. № 4. С. 46–52. [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://www.almaz-antey.ru/upload/iblock/2ab/2ab3f41bf4e9338092344adb6b728107.pdf>.

10. **Третьяков П. К., Крайнев В. Л., Постнов А. В., Тупикин А. В.** Способ перехода работы ПВРД на режим ГПВРД // Новые технологии, материалы и оборудование российской авиакосмической отрасли (АКТО-2018): Материалы Всерос. науч.-практ. конф. с междунар. участием, Казань, 8–10 авг. 2018 г. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2018. Т. 1. С. 291–295.
11. **Zudov V. N., Tretyakov P. K., Postnov A. V.** Quasi-one-dimensional analysis of combustion efficiency in a supersonic flow in the experiment implementation process // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027. 030027.
12. **Shi H., Wang G., Luo X., et al.** Large-eddy simulation of a pulsed jet into a supersonic crossflow // Comput. Fluids. 2016. V. 140. P. 320–333.
13. **Vincent-Randonnier A., Sabelnikov V., Ristori A., et al.** An experimental and computational study of hydrogen-air combustion in the LAPCAT II supersonic combustor // Proc. Combust. Inst. 2019. V. 37. P. 3703–3711. DOI: 10.1016/j.proci.2018.05.127.
14. **Замураев В. П., Калинина А. П.** Управление формированием околосзвуковой области в сверхзвуковом потоке с помощью дросселирующей струи и пристеночного выделения тепла // ПМТФ. 2019. Т. 60, № 4. С. 47–55.
15. **Zamuraev V. P., Kalinina A. P., Popova D. S., et al.** Choice of boundary conditions at the unsteady modeling of jets flowing into the supersonic flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1268, N 1. 012024. DOI: 10.1088/1742-6596/1268/1/012024.
16. **Zamuraev V. P., Kalinina A. P.** Intensification process of air-hydrogen mixture burning in the variable cross section channel by means of the air jet // AIP Conf. Proc. 2018. V. 1939. 020054.
17. **Surzhikov S. T., Seleznev R. K., Tretyakov P. K., Zabaykin V. A.** Unsteady thermogasdynamics processes in scramjet combustion chamber with periodical input of cold air // Proc. of the 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conf. and exhibit., Cleveland (USA), 28–30 July 2014. S. l.: Aeronaut. and Astronaut.: AIAA, 2014. DOI: 10.2514/6.2014-3917.
18. **Zhao-bo Du, Wei Huang, Li Yan.** Parametric study on mixing augmentation mechanism induced by air injection in a shock-induced combustion ramjet engine // Energy. 2019. V. 186. 115895. DOI: 10.1016/j.energy.2019.115895.
19. **Barzegar Gerdroodbarya M., Keivan Fallahb, Pourmirzaaghac H.** Characteristics of transverse hydrogen jet in presence of multi air jets within scramjet combustor // Acta Astronaut. 2017. V. 132. P. 25–32.
20. **Miller W. A., Medwell P. R., Doolan C. J., Kim M.** Numerical investigation of a pulsed reaction control jet in hypersonic crossflow // Phys. Fluids. 2018. V. 30. P. 106–108.
21. **Усачов А. Е.** Разработка и верификация многоблочных вычислительных технологий в пакете VP2/3 с приложениями к фундаментальным и прикладным задачам аэромеханики и теплофизики: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 2013.
22. **Третьяков П. К.** Определение теплопровода к потоку в канале с псевдоскачком // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 71–77.

*Поступила в редакцию 26/XI 2019 г.,
после доработки — 12/V 2020 г.
Принята к публикации 29/VI 2020 г.*