

УДК 533.6.011

ГОРЕНИЕ ЭТИЛЕНА И КЕРОСИНА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ МАХА

В. П. Замураев, А. П. Калинина

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

Численно изучается горение этилена и керосина при числе Маха потока $M \leq 2$. Для воспламенения подаваемого через осевой инжектор топлива и поддержки его горения применяется дросселирование потока с помощью боковой струи сжатого воздуха. Решаются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса, замыкаемые k - ε -моделью турбулентности. Горение топлива моделировалось одной реакцией. Исследована возможность формирования околосвукового течения. При числе Маха $M = 1.7$ и температуре торможения 1 400 и 1 500 К изучена газодинамическая структура потока в канале при горении керосина. Расчеты выполнены при различных значениях ограничителя производства турбулентной кинетической энергии.

Ключевые слова: горение, этилен, керосин, сверхзвуковой поток, дросселирующая струя, околосвуковой режим.

DOI 10.15372/FGV20220407

ВВЕДЕНИЕ

Организация горения в сверхзвуковом потоке с минимальными потерями давления торможения привлекает большое внимание исследователей [1–14]. Исследуемый диапазон чисел Маха довольно широкий. Особый интерес вызывает задача горения топлива при числах Маха $M \geq 2$. Однако при этом остается численно не изученным горение в потоке, поступающем в камеру сгорания при числах Маха $1 < M < 2$ (переходный режим горения при $M \geq 2$). В [1–4] в качестве топлива используется водород. В [1] экспериментально показана возможность организации горения водорода (при осевой или боковой подаче через стенку канала) в сверхзвуковом потоке с помощью дросселирования струей воздуха, вытекающей под высоким давлением (в дальнейшем для краткости — дросселирующая струя). В [2, 3] изучено влияние температуры торможения на ударно-волновую структуру сверхзвукового потока ($M = 2$) при боковой подаче в канал водорода и управляющем воздействии дросселирующей струи. Увеличение температуры торможения приводит к возникновению крупномасштабных вихрей в

области продуктов сгорания. Получено удовлетворительное совпадение с экспериментом [1] по статическому давлению на стенке канала. В [4] целью работы был выбор методики расчета и кинетического механизма при сверхзвуковом горении спутной струи водорода в плоском канале ($M = 2$). Численно показано существенное влияние крупных вихревых структур на течение реагирующего газа [4].

В [5–7] топливом являлся этилен. Эксперимент [5] подтвердил возможность организации интенсивного горения этилена в сверхзвуковом потоке ($M \approx 2$) с помощью газодинамических импульсов. В [6] выполнены первые попытки численного моделирования экспериментов (давление и температура торможения $p_0 \approx 1.4 \cdot 10^6$ Па и $T_0 = 2150$ К, коэффициент избытка окислителя $\alpha \approx 2.7$) в плоском канале при подаче этилена с верхней и нижней стенок перпендикулярно потоку. Результаты [6] (со стабилизацией горения этилена в сверхзвуковом потоке, $M \approx 2.5$) авторы позиционируют как демонстрацию возможностей используемого программного обеспечения. В [7] выполнено численное моделирование эксперимента [5], получено совпадение по среднему уровню давления на стенке канала в секции постоянного сечения.

Применение керосина в качестве топлива [8, 9], подаваемого через осевой инжектор в камеру сгорания постоянного сечения

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 годы (проект № 121030500157-3) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00245).

© Замураев В. П., Калинина А. П., 2022.

($M = 2$), и инициирование его горения дросселирующей струей, действующей в импульсно-периодическом режиме, показало, что процессы протекают одинаково для керосина и этилена. В расчетах [10, 11] установлено, что для воспламенения керосина необходимы газодинамические импульсы большей интенсивности, чем для этилена, а длительность импульсного воздействия увеличивается с длиной участка постоянного сечения. Получено хорошее совпадение с экспериментами [8, 9] по среднему давлению на стенке канала. В расчете удалось получить ряд эффектов, наблюдаемых в эксперименте, в частности яркую вспышку у отверстия инжектора при осевой подаче этилена.

В исследованиях [3, 4, 7, 10–12] сверхзвуковых течений в каналах с применением струй отмечается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных. При этом в [4] сравнение проводилось для невозмущенного потока до инъекции струй, в [12] — для установившегося течения с боковыми струями. В численных исследованиях [3, 7, 10, 11] по созданию околосвуковой области с помощью дросселирующей струи и при использовании различных газообразных топлив получено хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных для нестационарных режимов.

В работах [1–12] изучалось горение в модельной камере сгорания при $M \approx 2$. Необходимость в аналогичных исследованиях при $M < 2$ связана как с переходными режимами горения, так и с горением в предкамерных диффузорах (изоляторах). В недавних публикациях [13, 14] приведены результаты газодинамического расчета для изолятора воздушно-реактивного двигателя: в [13] — при $M > 1.6$ в отсутствие горения, в [14] — при $M = 1.79$ и 2.23 . В последней работе используется гомогенная смесь керосина с воздухом, которая загорается в системе скачков уплотнения, возникающих из-за нерасчетного режима работы сопла на входе в изолятор. Однако из-за присутствия в керосине углеводородов с большой молекулярной массой его гомогенную смесь с воздухом требуется еще создать. При использовании предварительно не перемешанной смеси керосина и воздуха необходим активный способ поджига. В качестве такого в данной работе мы предлагаем применять в канале с $M = 1.7$ дросселирующую струю. Этот способ поджига топлива может использоваться как при переходном режиме горения в основном потоке, так и в изоляторе.

Целью данной работы является численное моделирование поджига и горения предварительно не перемешанной смеси керосина и воздуха в переходном режиме (температура торможения ниже 1650 К, числа Маха $M < 2$) с применением газодинамических импульсов (дросселирующей струи). Основной интерес сосредоточен на получении потока с околосвуковыми скоростями. Теоретические исследования таких режимов отсутствуют. Расчеты по горению керосина в канале под воздействием дросселирующей струи выполнены при различных характеристиках турбулентности.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поджиг и горение керосина в сверхзвуковом потоке изучаются в осесимметричной постановке. Задача решается для канала, состоящего из двух секций постоянного сечения и сопла на входе. Форма и размеры канала близки к экспериментальным [9]. В первой секции диаметром 50 мм с помощью сопла создается поток с числом Маха $M = 2$ и 1.7 (длина секции 50 см); вторая секция — канал с внезапным расширением диаметром 80 мм. Подача керосина осуществляется через осевой инжектор диаметром 10 мм, керосин поступает в первую секцию из инжектора через отверстие диаметром 0.8 мм. Перед второй секцией через патрубок подается дросселирующая струя.

В качестве математической модели течения используется система нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса с k - ε -моделью турбулентности и уравнений упрощенной химической кинетики с одной брутто-реакцией из базы данных ANSYS Fluent. Выражение для константы скорости химической реакции имеет вид

$$K = AT^n \exp(-E_a/RT),$$

где E_a — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, T — температура. В табл. 1 представлено уравнение брутто-реакции горения керосина и ее параметры, под уравнением реакции приведены показатели степени для соответствующих химических компонентов в кинетическом уравнении производства продуктов сгорания.

Для смеси газов взята модель идеального газа. Для производства турбулентной кинетической энергии используется ограничитель [15] с различными значениями константы

Таблица 1
Уравнение брутто-реакции горения керосина и ее параметры

Реакция	A	n	E_a , Дж/(кг · моль)
$C_{12}H_{23} + 17.75O_2 \rightarrow 12CO_2 + 11.5H_2O$ / $C_{12}H_{23}$ 0.25 / O_2 1.5 /	$2.587 \cdot 10^9$	0	$1.256 \cdot 10^8$

(Production Limiter = 1, 2). В качестве граничных условий на входе в инжектор и патрубок для дросселирующей струи задаются давление и температура торможения, а также статическое давление. Ячейки вычислительной сетки имеют форму четырехугольника. Отношение максимального и минимального шагов по пространству равно 64, полное число ячеек 810 000. Измельчение выполнялось в области струй и у стенки канала. Подробнее постановка задачи описана в [7].

2. О ДИНАМИКЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСРЕДНЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

В экспериментах [8, 9] распределение давления вдоль камеры сгорания осреднялось по характерным временным интервалам (периоды осреднения). Для сравнения с экспериментом [9] в расчетах также проводилось осреднение распределений давления вдоль канала по характерным временным интервалам. В качестве такого интервала времени взят период газодинамических импульсов. Он много больше периода возникающих при турбулентном горении осцилляций.

Выполним процедуру осреднения для задачи в упрощенной постановке. В ее рамках предположим, что распределение давления представляет собой «ступеньку», которая с постоянной скоростью v движется вверх по потоку. Появляется «ступенька» в момент воздействия газодинамического импульса в точке x_0 (рис. 1) при $t_0 = 0$. Ее координата изменяется со временем по линейному закону: $x_{ув} = x_0 - vt$.

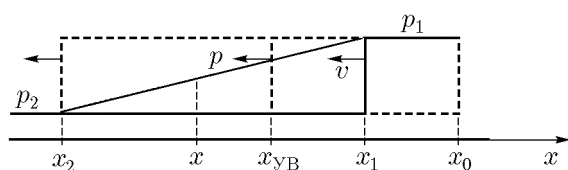


Рис. 1. Схема осреднения параметров течения

Вычислим среднее значение давления $p(x, t)$ в точке x (см. рис. 1) в момент времени $t = t_2$ по формуле

$$p(x, t) = \int_{t_1}^{t_2} \frac{p(x, t')}{t_2 - t_1} dt',$$

где t_1 — момент времени, когда ударная волна («ступенька») достигает точки x_1 ; t_2 — момент достижения этой волной точки x_2 , при этом точка x находится в промежутке между точками x_1 и x_2 . Обозначим интервал времени осреднения через $\Delta t = t_2 - t_1$, тогда с учетом $t = t_2$ имеем $t_1 = t - \Delta t$. Пока ударная волна не достигнет точки x , давление имеет постоянное значение p_2 . После прохождения этой точки давление равно p_1 . Это дает возможность вычислить интеграл в выражении для среднего значения давления. В результате имеем

$$p(x, t) = \begin{cases} p_1, & x > x_0 - v(t - \Delta t), \\ p_2 - (p_1 - p_2)(x_0 - vt - x)/(v \cdot \Delta t), & x_0 - vt \leq x \leq x_0 - v(t - \Delta t), \\ p_2, & x < x_0 - vt. \end{cases}$$

Полученное распределение давления описывается ломаной линией из трех звеньев: левого отрезка низкого постоянного значения p_2 , наклонного отрезка прямой и правого отрезка с постоянным более высоким значением давления p_1 . С моментом времени наблюдения t связаны границы между звеньями x_1 (левая координата «плато» давления p_1) и x_2 (координата фронта давления p_2):

$$x_1 = x_0 - v(t - \Delta t), \quad x_2 = x_0 - vt.$$

Координаты x_1 и x_2 являются функциями t . Поэтому выражению для распределения давления можно придать вид

$$p(x, t) = \begin{cases} p_1, & x > x_1(t), \\ p_1 - (p_1 - p_2)(x_1(t) - x)/(v \cdot \Delta t), & x_2(t) \leq x \leq x_1(t), \\ p_2, & x < x_2(t). \end{cases}$$

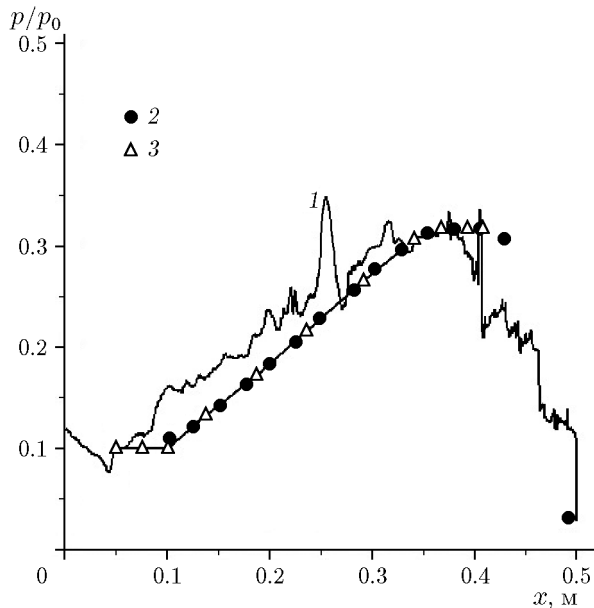


Рис. 2. Распределение давления по длине канала:

1 — численное моделирование, 2 — эксперимент [9], 3 — аналитика

Распределение давления явно не зависит от времени (зависимость проявляется только через функции $x_1(t)$ и $x_2(t)$). Разность между координатами «плато» и возмущения равна произведению промежутка времени осреднения на скорость распространения возмущения: $x_1 - x_2 = v \cdot \Delta t$. В эксперименте [9] на стадиях развития интенсивного горения и квазистационарного пульсирующего режима возмущение давления распространяется вверх по потоку с постоянной скоростью (с учетом осреднения осцилляций). В [11] ($M = 2$, $p_0 = 7 \cdot 10^5$ Па и $T_0 = 1700$ К) установлено хорошее согласие численных и соответствующих экспериментальных результатов из [9]. Некоторые результаты сравнения из [11] представлены на рис. 2.

Из двух распределений на рис. 2 (кривых 1 и 2) определяем значения

$$x_0 - x_2 = 0.30,$$

$$x_0 - x_1 = 0.075.$$

На их основе строим аналитическую кривую 3. Между всеми тремя кривыми наблюдается вполне удовлетворительное совпадение. Интервал осреднения в [9] равен 0.1 с. Отсюда получаем скорость распространения возмущения

вверх по потоку $v = 0.75$ м/с. Тогда полное время, за которое возмущение достигнет инжектора керосина, преодолевая расстояние 0.4 м от патрубка дросселирующей струи, составит ≈ 0.53 с. Анализируя циклограмму подачи импульсов дросселирующей струи в [9], видим, что практически через этот временной интервал осуществляется переход на импульсы постоянной низкой интенсивности.

Характерные времена в расчете намного меньше экспериментальных значений. Так, период импульса в эксперименте [9] составляет 22 мс, в расчете [11] — 0.34 мс. Однако все три распределения совпали, что свидетельствует об их одинаковом виде. Таким образом, в эксперименте [9] и расчете [11] характер горения преддетонационный: топливо загорается на участке фронта ударной волны, не перекрывающего все сечение канала и распространяющегося вверх по потоку с практически постоянной скоростью.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПРИ $M = 1.7$

3.1. Процессы при Production Limiter = 1

Расчеты проведены при параметрах торжования $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 1400$ К и расходе керосина 2.7 г/с, при котором в случае его полного сгорания режим течения становится околосзвуковым. Горение керосина, подаваемого по оси канала, начинается и поддерживается благодаря газодинамическим импульсам боковой струи воздуха, периодически поступающей в конце первой секции (приблизительно за 10 см до ее конца) через патрубок из емкости под давлением: 0.6 МПа — четыре раза, 0.5 МПа — один раз и 0.4 МПа — один раз. При выбранном режиме работы генератора импульсов диффузионный процесс горения, как оказалось, переходит в интенсивный квазистационарный процесс. При последнем импульсе возмущение, создаваемое газодинамическими импульсами, достигает топливного инжектора, проходя по каналу за каждый период расстояние около 7 см, что свидетельствует о практически постоянной скорости распространения возмущения. Период подачи импульсов 0.34 мс, длительность одного импульса 0.17 мс. После каждого импульса поступление воздуха из емкости прекращается. Однако в патрубке для струи давление какое-то время остается выше, чем в канале, и воздух

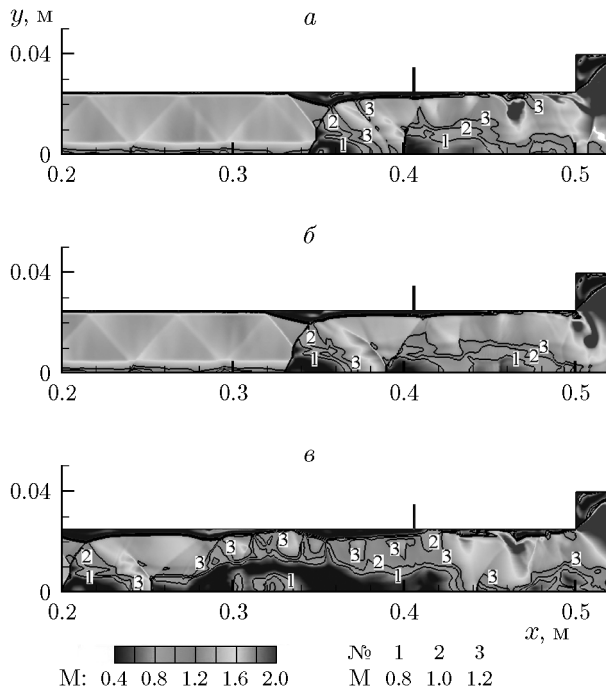


Рис. 3. Фрагменты поля чисел Маха с изолиниями $M = 0.8$ (1), 1.0 (2), 1.2 (3) в моменты времени $t = 0.5454$ (а), 0.5948 (б), 1.2351 мс (в)

в течение этого времени будет еще втекать в канал. Формируется процесс горения керосина с регулярно повторяющейся структурой. Это демонстрирует рис. 3, на котором приведено распределение чисел Маха в различные моменты времени. Наблюдается повторяемость формы распространяющейся вверх по потоку ударной волны и некоторой подобласти за ней: видны косые скачки уплотнения в верхней части рис. 3 и дозвуковая зона у оси канала с регулярным появлением в ней пятен околосвуковых скоростей (на рис. 3,а оно есть, а на 3,б его нет). Рис. 3,а и рис. 3,б разделяет промежуток времени $\delta t = 0.049$ мс, т. е. около одной трети длительности газодинамического импульса. Керосин полностью сгорает в указанной подобласти. Полная структура течения формируется при периодическом воздействии дросселирующей струи, при влиянии начальной периодической ударно-волновой структуры, отчетливо наблюдаемой на рис. 3,а перед скачком уплотнения, и с учетом колебательных процессов из-за горения. В результате все эти процессы ведут к образованию околосвуковой области между обширной областью дозвуковых скоростей около оси симметрии и пограничным слоем на стенке канала (см. рис. 3,в).

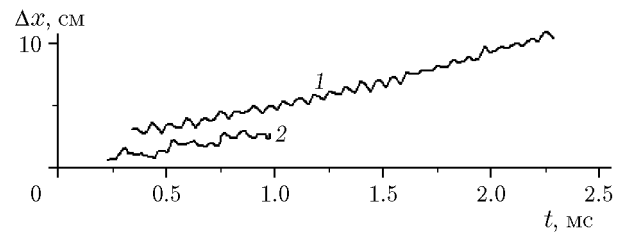


Рис. 4. Зависимость смещения ударной волны вдоль оси канала от времени

3.2. Процессы при Production Limiter = 2

Для исследования влияния турбулизации потока расчеты проведены при параметрах потока $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 1500$ и 1400 К. На рис. 4 представлено в зависимости от времени смещение возмущения вверх по потоку вдоль оси симметрии для двух случаев: при температуре торможения $T_0 = 1500$ К (кривая 1) и при $T_0 = 1400$ К (кривая 2). Давление в газогенераторе дросселирующей струи в обоих случаях составляет $4 \cdot 10^5$ Па, расходы топлива (≈ 3 г/с) подобраны так, чтобы обеспечить околосвуковой режим. Невзирая на осцилляции, движение фронта возмущения вверх по потоку в среднем происходит с постоянной скоростью в обоих случаях. Период осцилляций практически один и тот же.

Для первого случая на рис. 4 изображен установившийся квазистационарный режим (кривая 1), развивающийся после того, как импульсное воздействие прекратилось. Во втором случае (кривая 2) импульсное воздействие выполняется регулярно и помимо осцилляций есть еще один периодический процесс, связанный с периодом подачи газодинамических импульсов $\Delta t = 0.225$ мс.

Проанализируем второй случай подробнее. Из полей чисел Маха, представленных на рис. 5, видно, что формирующееся под воздействием дросселирующей струи течение в канале при сверхзвуковом горении керосина является квазипериодическим с периодом $\Delta t = 0.225$ мс. Поле чисел Маха на рис. 5,а повторяется приблизительно через один период на рис. 5,в (их разделяет промежуток времени 0.226 мс). На рис. 5,а,в горение керосина происходит на ударной волне (сразу за ней находится область высоких температур и низких чисел Маха), а на рис. 5,б область высоких температур и низких чисел Маха смещена от фронта ударной волны вниз по потоку (на последнем рисунке наблюдается дросселирующая струя).

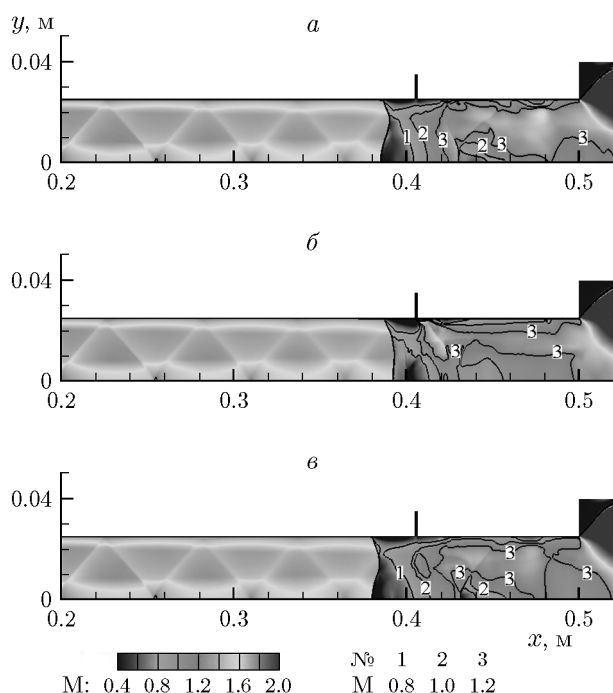


Рис. 5. Фрагмент поля чисел Маха и изолинии $M = 0.8$ (1), 1.0 (2), 1.2 (3) в моменты времени $t = 0.2922$ (а), 0.4349 (б), 0.5187 мс (в)

Все это повторяется в следующем периоде, что свидетельствует об автоколебательном характере горения. Последнее обстоятельство может быть объяснено конечным временем индукции химической реакции: между нагревом газа и его воспламенением проходит некоторое время. Действие дросселирующей струи приводит к формированию области с $M > 1$, которая не исчезает при закрытии клапана для струи, а горение керосина приводит к перемещению этой области вверх по потоку, вслед за ударной волной. Более иллюстративно упомянутая закономерность на рис. 5, а, б может быть видна из одномерных распределений на оси канала (рис. 6, а, б). В случае рис. 6, а температурный фронт совпадает с вязким скачком уплотнения, а в случае рис. 6, б — отстает.

4. Влияние молекулярной массы на максимальную интенсивность газодинамических импульсов

В экспериментах [8, 9] и расчете [10] наблюдался следующий факт: чем больше эффективная молекулярная масса μ топлива, тем более интенсивные газодинамические импульсы необходимы для инициирования горения. Давление в газогенераторе для дросселирующей

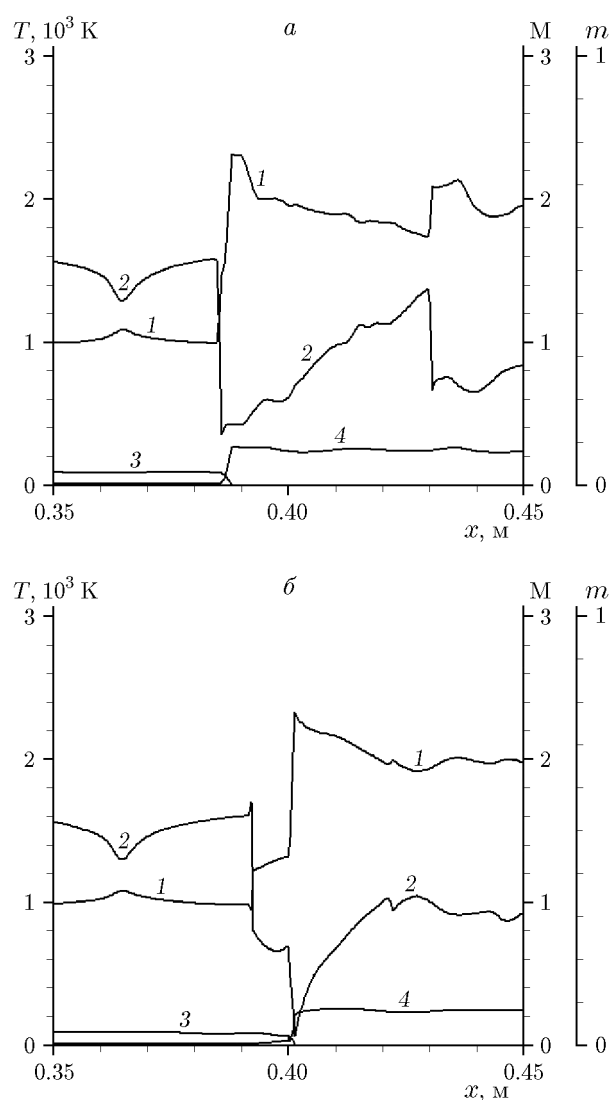


Рис. 6. Распределения вдоль оси канала температуры (1), чисел Маха (2), массовых долей керосина (3) и углекислого газа (4) в моменты времени $t = 0.2922$ (а), 0.4349 мс (б)

струи при переходе от этилена к керосину пришлось и в эксперименте, и в расчете увеличить в три раза. В табл. 2 приведены сравнительные данные по интенсивности газодинамических импульсов (давление в газогенераторе) и скорости спутного потока v для этилена и керосина. Оценки выполнены в одномерном приближении для распада произвольного разрыва. Температура в газогенераторе равна 300 К, газ — воздух. Скачок уплотнения распространяется в область топлива с давлением таким же, как в потоке при параметрах торможения $p_0 = 7 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 1700$ К и числе Маха $M = 2.2$. Температура топлива равна

Таблица 2
Максимальное давление в газогенераторе импульсов
и скорость спутного потока
в эксперименте ($p_{\text{ги1}}, v_{\text{сп1}}$) и расчете ($p_{\text{ги2}}, v_{\text{сп2}}$)

μ	$p, 10^5 \text{ Па}$	$p_{\text{ги1}}, 10^5 \text{ Па}$	$v_{\text{сп1}}, \text{ м/с}$	$p_{\text{ги2}}, 10^5 \text{ Па}$	$v_{\text{сп2}}, \text{ м/с}$
28	0.65	10	383	4	257
167	0.65	30	379	12	156

$T = 560 \text{ К}$. Ударная волна с приближением к оси канала сильнее ослабевает в эксперименте, чем в расчете. Однако в экспериментах с этиленом и керосином получено практически одно и то же значение. При снижении температуры до 1400 К и давления торможения до $5 \cdot 10^5 \text{ Па}$ уменьшается плотность энергии потока, но при этом за счет снижения скорости потока увеличивается время пребывания топлива в нем. Для этих параметров максимальное давление в расчете составляет $6 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, численно показана возможность поджига и поддержания горения предварительно не перемешанной смеси керосина и воздуха путем применения газодинамических импульсов (дросселирующей струи) в переходном режиме горения (при числе Маха потока в канале $M = 1.7$, давлении и температуре торможения $p_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ Па}$ и $T_0 = 1400, 1500 \text{ К}$). Получены режимы торможения сверхзвукового потока до околозвуковых скоростей.

Показано также, что на горение керосина, в частности на необходимое число газодинамических импульсов, оказывает значительное влияние уровень производства турбулентной кинетической энергии. При этом независимо от значения ограничителя производства турбулентной энергии фронт возмущения распространяется вверх по потоку практически с постоянной скоростью. Эта особенность соответствует эксперименту, что подтверждается результатами анализа формы распределения осредненного статического давления вдоль стенки канала. В области, примыкающей к распространяющемуся вверх по потоку скачку уплотнения, возможны автоколебания горения, что может быть объяснено задержкой времени воспламенения. В данном режиме подтверждено влияние молекулярной массы топлива, что связано со скоростью спутного потока за удар-

ной волной, вызванной дросселирующей струей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abashev V. M., Korabelnikov A. V., Kuranov A. L., Tretyakov P. K. Increase in the efficiency of a high-speed ramjet on hydrocarbon fuel at the flying vehicle acceleration up to $M = 6+$ // AIP Conf. Proc. — 2017. — V. 1893, N 1. — 020005. — DOI: 10.1063/1.5007443.
2. 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, N 1. — 020054. — DOI: 10.1063/1.5027366.
3. Замураев В. П., Калинина А. П. Формирование околосзвуковой области в канале переменного сечения при различных температурах торможения потока // Теплофизика и аэромеханика. — 2020. — Т. 27, № 3. — С. 357–363.
4. Ванькова О. С., Федорова Н. Н. Моделирование воспламенения и горения спутной водородной струи в сверхзвуковом потоке воздуха // Физика горения и взрыва. — 2021. — Т. 57, № 4. — С. 18–28. — DOI: 10.15372/FGV20210402.
5. 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, N 1. — 030029. — DOI: 10.1063/1.5065123.
6. Власенко В. В., Молев С. С., Сабельников В. А., Трошин А. И. Первые результаты численного моделирования экспериментов с высокоскоростным горением этилена в канале // XXXI науч.-техн. конф. по аэродинамике: сб. тез. — ЦАГИ, 2020. — С. 65.
7. Замураев В. П., Калинина А. П. Управление структурой сверхзвукового потока при горении этилена с помощью газодинамических импульсов // ПМТФ. — 2021. — Т. 62, № 1. — С. 3–13. — DOI: 10.15372/PMTF20210101.
8. Третьяков П. К. Иницирование горения керосина в сверхзвуковом потоке воздуха пакетом газодинамических импульсов // Докл. АН. — 2019. — Т. 489, № 3. — С. 250–253.
9. Третьяков П. К. Организация эффективно-го горения керосина в канале при больших скоростях потока // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 1. — С. 42–47. — DOI: 10.15372/FGV20200104.
10. Замураев В. П., Калинина А. П. Моделирование горения керосина в сверхзвуковом потоке под воздействием дросселирующей струи // ПМТФ. — 2020. — Т. 61, № 5. — С. 95–100. — DOI: 10.15372/PMTF20200510.

11. **Zamurayev V. P., Kalinina A. P.** Deceleration of a supersonic flow down to transonic speeds using gas-dynamic pulses during combustion of hydrocarbon fuels // AIP Conf. Proc.: XX Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2020), Novosibirsk, 1–7 Nov., 2020. — 2021. — V. 2351, N 1. — 030050(6).
12. **Федорова Н. Н., Гольдфельд М. А.** Влияние динамического напора и молекулярного веса газа на смешение при инъекции струй в поперечный сверхзвуковой поток // Письма в ЖТФ. — 2021. — Т. 47, вып. 2. — С. 3–8. — DOI: 10.21883/PJTF.2021.02.50536.18525.
13. **Картовицкий Л. Л., Левин В. М., Яновский Л. С.** Анализ газодинамического сжатия на основе модифицированной модели псевдоскачка Крокко // Тр. МАИ. — 2020. — Вып. 113. — Статья № 6. — С. 1–27. — DOI: 10.34759/trd-2020-113-05.
14. **Raghavendra Rao M., Amba Prasad Rao G., Charyulu B. V. N., Harmeet Singh.** Numerical studies and validation of combustor and annular isolator interactions of hydrocarbon based axisymmetric dual combustion ramjet // Aerospace Sci. Technol. — 2020. — V. 106. — 106185. — DOI: 10.1016/j.ast.2020.106185.
15. **Menter F. R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application // AIAA J. — 1994. — V. 32, N 8. — P. 1598–1605. — DOI: 10.2514/3.12149.

Поступила в редакцию 10.01.2022.

После доработки 24.01.2022.

Принята к публикации 28.02.2022.