

## ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 533.6.011.5

### ИНИЦИИРОВАНИЕ СТАБИЛЬНОГО ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ПАРОВ КЕРОСИНА ЗА НАКЛОННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В УСЛОВИЯХ РАЗРЕЖЕННОЙ АТМОСФЕРЫ

© 2022 г. Ю. В. Туник<sup>1\*</sup>, Г. Я. Герасимов<sup>1</sup>, В. Ю. Левашов<sup>1</sup>, В. О. Майоров<sup>1</sup>, М. С. Ассад<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной Академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

\*E-mail: tunik@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 11.01.2022;

после доработки 15.02.2022;

принята в печать 21.02.2022

Рассматривается семейство осесимметричных сопел Лаваля с центральной цилиндрической частью, диффузор которых при сравнительно небольших габаритах обеспечивает стабильное детонационное горение паров керосина за наклонным ударным фронтом, формирующимся перед входом в камеру сгорания без вспомогательных иницирующих конструкций и дополнительного подвода энергии. Моделирование проводится на основе двумерных нестационарных уравнений движения Эйлера для осесимметричных течений многокомпонентного газа и упрощенной кинетической схемы химических превращений. Расчеты выполнены с использованием модифицированной численной схемы С.К. Годунова второго порядка точности по пространственным переменным. Показано, что эффективному детонационному горению соответствует попадание иницирующего ударного фронта на стенку камеры сгорания в непосредственной близости от угловой точки сопряжения с диффузором. Определены параметры ряда сопел, в которых детонационное горение паров керосина обеспечивает высокие силовые характеристики при коэффициенте полезного действия более 40% в условиях атмосферного воздуха на высоте порядка 40 км при полетном числе Маха  $M_0 = 9$ .

**Ключевые слова:** наклонная ударная волна, пары керосина, гиперзвуковая скорость, детонационное горение, сопло Лаваля, камера сгорания, тяга, коэффициент полезного действия.

**DOI:** 10.31857/S0207401X22080155

#### ВВЕДЕНИЕ

В сверхзвуковом прямоточном воздушно-реактивном двигателе (ПВРД) обычное горение энергетически более эффективно, чем детонационное, в предположении о возможности изоэнтропического торможения сверхзвукового потока практически до нулевой скорости, что, строго говоря, возможно только в конвективно-дивергентном сопле с бесконечно большим поперечным сечением в точке остановки потока [1]. Но даже в этом предположении преимущество дефлаграции становится пренебрежимо малым при высоких значениях числа Маха ( $M$ ), что показано на примере водородовоздушной смеси [2].

При детонационном горении поток замедляется только до некоторой сверхзвуковой скорости, сравнимой по порядку со скоростью распространения детонационной волны в набегающем потоке воспламеняющейся смеси. Сравнительно высокой может оставаться скорость газа, поступающего в прямоточную камеру сгорания с вращающейся детонацией (см., например, работы

[3–5]). Нет необходимости в сильном замедлении потока и в случае иницирования стабильного детонационного горения в каналах с препятствиями или в соплах с центральным затупленным телом, когда иницирование происходит за отошедшей ударной волной в результате преобразования части кинетической энергии набегающего сверхзвукового потока в тепловую. При этом, однако, часть теплоты сгорания топлива расходуется не на тягу, а на работу по преодолению аэродинамического сопротивления затупленного центрального тела. В случае, например, сжигания паров керосина в смеси с атмосферным воздухом указанные потери могут снижать генерируемую силу тяги на десятки процентов [6–8]. С повышением скорости набегающего потока эти потери растут из-за необходимости увеличения радиуса затупленного тела для удержания детонационной волны.

Значительно уменьшить потери позволяет использование наклонных детонационных волн, формирование которых, как правило, предпола-

Таблица 1. Относительный радиус и длина диффузора Буземана для различных чисел Маха  $M_s$  за скачком (число Маха набегающего потока  $M_1 = 9$ )

$M_s$	$M_N$	$R/r_0$	$L/r_0$	$T_s/T_0$	$p_s/p_0$
2.5	1.7054	10.281	95.741	7.6373	1050.7
3.0	1.6142	8.2845	78.506	6.1379	509.8
4.0	1.4510	5.3623	53.438	4.0905	130.75
4.5	1.3784	4.3597	44.920	3.4040	70.11

гает размещение в потоке клиновидных или конусообразных тел [9–11]. Исключением является течение в диффузоре Буземана (см., например, работу [12]). Осесимметричный сверхзвуковой поток замедляется в центрированной волне сжатия изоэнтропически до косоугольного скачка уплотнения, после которого формируется однородный поток, направленный вдоль оси симметрии. При достаточно высокой интенсивности этот косой скачок уплотнения может служить ударной волной, инициирующей детонационное горение. Однако расчеты показывают, что при высоких значениях числа Маха набегающего потока диффузор Буземана имеет относительно большие радиусы входа и длины. Для примера в табл. 1 представлены отношения радиуса входа  $R$  и длины диффузора  $L$  к радиусу  $r_0$  потока за косым скачком уплотнения при торможении набегающего потока модельного газа с постоянным показателем адиабаты  $k = 1.4$  и числом Маха  $M_1 = 9$  до числа Маха за скачком  $M_s = 2.5, 3, 4, 5$ . Размеры диффузора уменьшаются с увеличением конечного числа Маха  $M_s$ . Одновременно снижается интенсивность косоугольного скачка уплотнения, т.е. число Маха  $M_N$  по нормали, а также перепады температуры  $T_s/T_0$  и давления  $p_s/p_0$ . Низкие значения температуры  $T_0$  и давления  $p_0$  набегающего потока затрудняют инициирование наклонной детонации в малогабаритных соплах с диффузором Буземана на больших высотах. Кроме того, реализация волны Буземана требует высокой точности построения диффузора.

В данной работе определяется форма сравнительно компактного диффузора для осесимметричного сопла Лавалья, которая обеспечивает детонационное горение паров керосина за наклонным ударным фронтом, формирующимся без вспомогательных конструкций перед входом в центральную цилиндрическую часть сопла в условиях атмосферного воздуха на высоте порядка 40 км при полетном числе Маха  $M_0 = 9$ .

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ДЕТОНАЦИОННОМ ГОРЕНИИ ПАРОВ КЕРОСИНА В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

Альтернативой диффузору Буземана может служить конвергентная часть осесимметричного сопла Лавалья, контур которой задается выпуклой синусоидой, как это показано на рис. 1. На этом и приведенных ниже рисунках все расстояния и длины отнесены к радиусу  $r_0$  центральной цилиндрической части сопла Лавалья, которая в ПВРД играет роль камеры сгорания. Сопряжение диффузора с камерой сгорания происходит в угловой точке  $V$ . Дивергентная часть сопла Лавалья задается в виде степенной функции синусоиды, показатель которой определяется положением точки перегиба  $Z$ , и гладко сопрягается с центральной частью сопла. Сопло имеет равные радиусы на выходе и входе:  $R_2 = R_1$ , где касательные к контуру параллельны оси симметрии. В расчетах длина центральной части сопла равна 4, дивергентной — 22. Расстояние от центральной части сопла до точки перегиба  $Z$  равно 6. За срезом сопла расчет продолжается на расстоянии, равном 4.

Задача о детонационном горении паров керосина, поступающих вместе с атмосферным воздухом со сверхзвуковой скоростью в сопло Лавалья, рассматривается в двух постановках. В одном случае в качестве начального используется однородное распределение параметров потока как во внутреннем, так и во внешнем течении. При этом считается, что вне сопла пары керосина в набегающем потоке отсутствуют. Потоки имеют одинаковую скорость  $u_0$ , давление  $p_H$  и температуру  $T_H$ ,

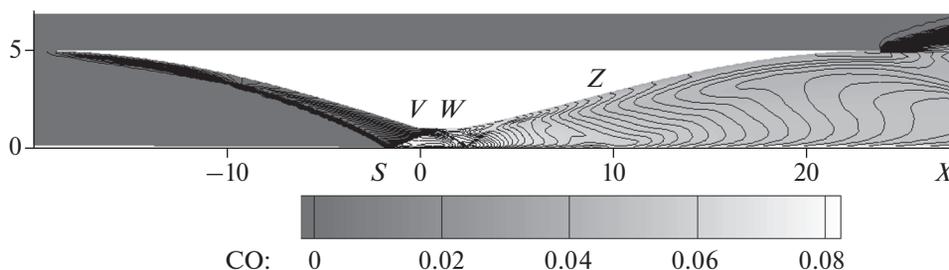


Рис. 1. Изолинии числа Маха на фоне массовой доли окиси углерода в стационарном потоке с детонационным горением стехиометрической смеси паров керосина с атмосферным воздухом на высоте 40 км при полетном числе Маха  $M_0 = 9$ .

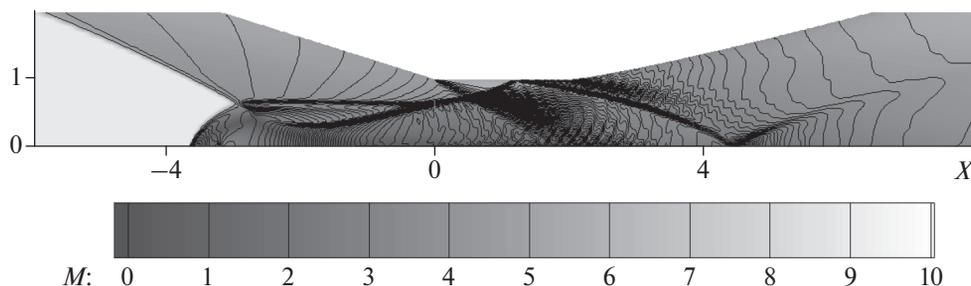


Рис. 2. Изобары на фоне числа Маха в процессе запуска базового сопла при  $N = 50$ .

характерные для полета на высоте  $H$  с числом Маха  $M_0$ .

Второй подход предполагает решение задачи в два этапа. Вначале решается задача запуска сопла в сверхзвуковом потоке модельного газа с постоянным показателем адиабаты  $k = 1.4$ , характерным для воздуха [13, 14]. Сопло при этом разгоняется до заданного значения числа Маха  $M_0$ . Успешным считается запуск, при котором в диффузоре формируется стационарное сверхзвуковое течение. На втором этапе в сопло вместо модельного газа начинает поступать смесь паров керосина с воздухом. С этого момента скорость, давление, температура и состав газа на входе в расчетную область остаются постоянными, как и в первом подходе. В качестве начальных данных как во внутреннем, так и во внешнем течении используется решение задачи о запуске.

Расчетная область разбита на три части: область сопла, область внешнего течения и область течения за срезом канала (см. рис. 1). Используется неподвижная расчетная сетка. Каждое сечение по оси ординат разбито на  $N$  ячеек. В центральной цилиндрической части сопла расчетные ячейки имеют квадратную форму, а в диффузоре и расширяющейся секции шаг по оси абсцисс увеличивается пропорционально ординате соплового контура.

В основе математической модели лежат двумерные нестационарные уравнения Эйлера для осесимметричных течений многокомпонентного реагирующего газа. На твердых границах и оси симметрии выполняются условия непроницаемости. На свободных границах производные параметров потока полагаются равными нулю. Расчеты проводятся с использованием технологии распараллеливания OpenMP на основе модифицированной схемы С.К. Годунова, обеспечивающей второй порядок аппроксимации гладких решений по пространственным переменным [15, 16].

Для расчета течения воспламенения и горения керосина используется доработанная по сравнению с представленной в работах [6–8] упрощенная кинетическая модель, которая базируется на

использовании *n*-декана в качестве однокомпонентного суррогата керосина [17]. Модель включает окисление *n*-декана как в высокотемпературной области ( $T \geq 1100$  К) [18, 19], так и при более низких температурах [20] и содержит 42 компонента, которые участвуют в 75 химических реакциях. Для расчета тепловых эффектов, а также для вычисления констант скоростей обратных химических реакций используются термодинамические полиномы NASA [21, 22]. Тестирование кинетической модели проведено на основе сравнения расчетных зависимостей времени задержки воспламенения горючей смеси от температуры и давления с экспериментальными данными, полученными в ударных трубах [23, 24].

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты выполняются для условий атмосферного воздуха и высоты порядка 40 км. Температура воздуха  $T_H \approx 250.4$  К, давление  $p_H \approx 0.28323 \cdot 10^{-2} p_a$ , где  $p_a = 1$  атм = 101330 Па – нормальное атмосферное давление на уровне земли. В результате многочисленных расчетов на грубой сетке с  $N = 25$  и однородным начальным распределением найдено сопло со следующими параметрами: радиус входа  $R_1 = 5$  и длина диффузора  $L = 20$  (рис. 1), которое при полетном числе Маха  $M_0 = 9$  и  $r_0 = 10$  см обеспечивает силу тяги  $F \approx 360$  кГ в случае детонационного горения стехиометрической смеси паров керосина и воздуха. В пересчете на аэродинамическое сопротивление при нормальном давлении  $p_a$  это значение эквивалентно тяге в 127 т. Расход топлива составляет примерно 0.6 кг/с, энергетический коэффициент полезного действия (КПД)  $\chi \approx 37\%$ , полетный КПД  $\eta$  – немногим более 41%. Энергетический КПД – это разность потоков кинетической энергии газа на выходе из сопла (индекс “2”) и на входе в него, отнесенная к затраченной мощности  $W$  [12]:

$$\chi = \left( \int \frac{\rho_2 u_2^3}{2} 2\pi y dy - G \frac{u_0^2}{2} \right) / W.$$

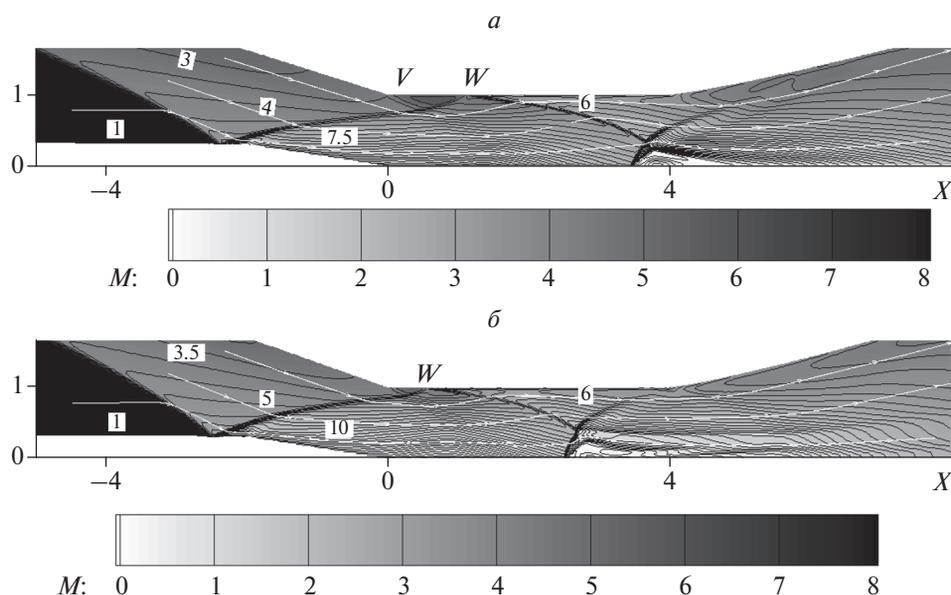


Рис. 3. Линии тока и изотермы ( $T/T_H$ ) на фоне числа Маха установившегося воздушного потока в центральной части сопла с длиной диффузора  $L = 20$ , радиусом центрального тела  $r_b = 0.3$  и радиусом входа  $R_1 = 5.0$  (а) и  $5.5$  (б).

Здесь затраченная мощность  $W = QG = Q_f G_f$ ,  $G$  и  $G_f$  – расход смеси и топлива,  $Q$  и  $Q_f$  – удельная теплота горения смеси и топлива соответственно. Для паров керосина  $Q_f = 43$  МДж/кг. Полетный КПД – отношение полезной мощности к затраченной [12]:  $\eta = W_u/W = Fu_0/W$ .

### Запуск сопла

Однако расчет на сетке с  $N = 50$  показывает, что сопло с найденными параметрами не запуска-

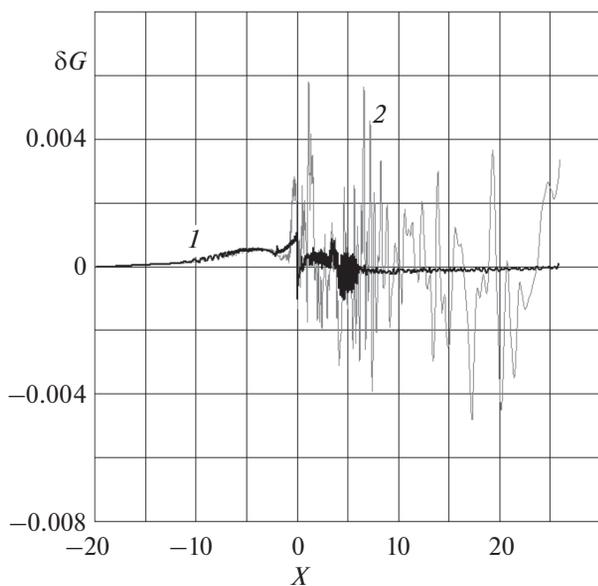


Рис. 4. Погрешность по расходу газа вдоль оси абсцисс при решении задачи запуска (кривая 1) и детонационного горения в случае базового сопла (кривая 2).

ется. Причиной неудачного запуска является нерегулярное взаимодействие косога сжатия уплотнения, возникающего в процессе разгона, с осью симметрии (рис. 2). За диском Маха в окрестности оси симметрии формируется дозвуковая область. Из-за сужения канала давление в этой области растет, область расширяется и перемещается вверх по потоку. В конечном счете дозвуковое течение заполняет весь диффузор.

Устранить условия обязательного формирования нерегулярного взаимодействия наклонной ударной волны с осью симметрии [25, 26] и провести успешный запуск позволяет коаксиальное центральное тело “конус–цилиндр–конус”, радиус цилиндрической части которого  $r_b = 0.3$ , длина  $L_b = 6$ , длина головного конуса  $L_1 = 8$ , длина хвостового конуса  $L_2 = 2$  (рис. 3). Абсцисса конечной точки центрального тела совпадает с абсциссой угловой точки контура, так что наличие тела не изменяет расход газа и топлива.

Описанное сопло принимается в качестве базового. Далее варьируется длина диффузора  $L$ , радиусы входа и цилиндрической части центрального тела –  $R_1$  и  $r_b$  соответственно. При изменении радиуса  $r_b$  сохраняется угол раскрытия наветренного конуса, длина цилиндрической части тела и второго конуса. Задача запуска решается на сетке с  $N = 50$ . Погрешность расчетов по расходу газа в установившемся потоке не превышает 0.1% (рис. 4, кривая 1). Результаты численного решения задачи запуска представлены в табл. 2 (колонка “Пуск”). Запуск проверяется на сетке с  $N = 100$ .

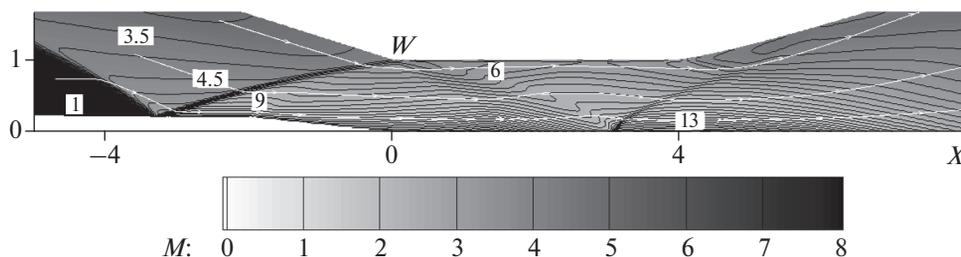


Рис. 5. Линии тока и изотермы ( $T/T_H$ ) на фоне числа Маха установившегося воздушного потока в центральной части сопла с длиной диффузора  $L = 25$ , радиусом центрального тела  $r_b = 0.2$  и радиусом входа  $R_1 = 6$ .

Расчеты показывают, что при неизменной длине диффузора  $L$  и постоянном радиусе центрального тела  $r_b$  успешный запуск сопла более вероятен при уменьшении радиуса входа  $R_1$ . Увеличение последнего меняет конфигурацию и повышает интенсивность падающих и отраженных от оси симметрии ударных волн (рис. 3). Увеличение длины диффузора  $L$ , как и радиуса центрального тела  $r_b$ , позволяет увеличить радиус входа  $R_1$ , сохраняя возможность запуска.

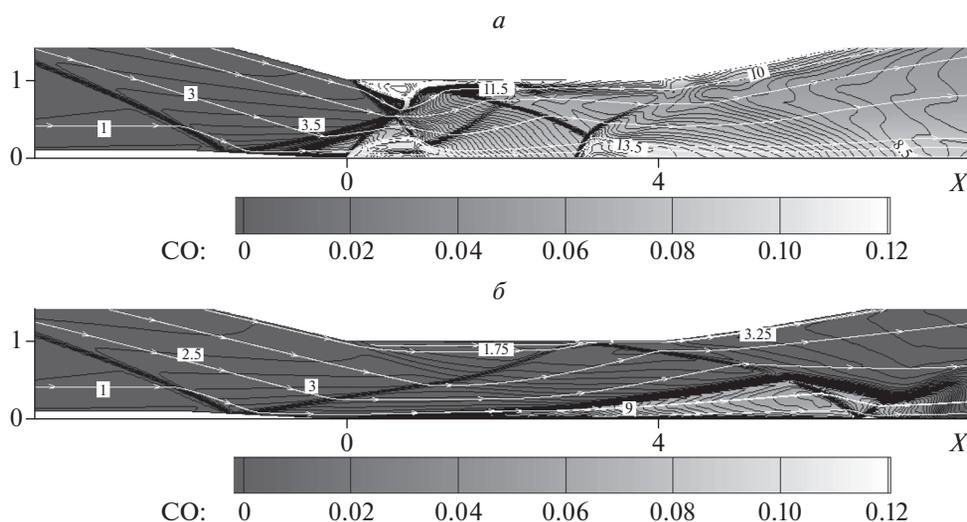
Имея в виду использование рассматриваемых сопел в задаче инициирования детонационного горения, следует отметить, что приход отраженной ударной волны  $SW$  (рис. 1) на стенку диффузора может привести к преждевременному вос-

пламенению смеси, что будет препятствовать получению тяги. Если точка  $W$  располагается в конце камеры сгорания или в расширяющейся секции сопла, разрежение за угловой точкой  $V$  контура снижает вероятность воспламенения в пристеночной области. Таким образом, для эффективного горения точка  $W$  должна располагаться на стенке цилиндрической части сопла недалеко от угловой точки  $V$  контура. С учетом повышения числа Маха в потоке воздушно-керосиновой смеси наиболее предпочтительным является совпадение точки  $W$  с угловой точкой  $V$ . В соплах с  $L = 20$  наименьшее расстояние между точками  $V$  и  $W$  возникает при  $R_1 = 5.5$  и  $r_b = 0.3$  (№ 8 в табл. 2), и оно не превышает 0.5 (рис. 3б). В сопле с длиной диффузо-

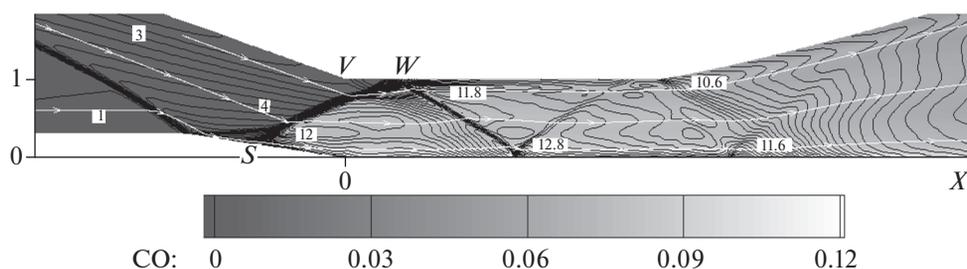
Таблица 2. Результаты численного решения задачи запуска

№ варианта	$L$ , дм	$R_1$ , дм	$r_b$ , дм	Пуск	$F$ , кГ	$F_N$ , кГ	$G_f$ , кг/с	$G$ , кг/с	$\chi$ , %	$\eta$ , %
1	20	5	0.1	—						
2	20	4.5	0.1	+	309.3	307.6	0.476	7.62	29.8	41.6
3*	20	4	0.1	+						
4	20	5.5	0.2	—						
5	20	5	0.2	+	398.0	388.5	0.588	9.40	31.2	43.4
6*	20	4.5	0.2	+	138.7	133.5	0.476	7.62	37.5	18.6
7	20	6	0.3	—						
8	20	5.5	0.3	+	470.1	442.4	0.711	11.38	39.3	44.6
9	20	5	0.3	+	386.9	371.2	0.588	9.40	39.5	44.4
10	25	6.0	0.1	—						
11	25	5.5	0.1	+	518.5	514.5	0.711	11.38	36.4	46.7
12*	25	5	0.1	+	86.9	84.7	0.588	9.40	12.6	9.97
13	25	6.5	0.2	—						
14	25	6.0	0.2	+	509.8	494.3	0.846	13.54	34.3	40.6
15	25	5.5	0.2	+	511.7	500.9	0.711	11.38	36.9	46.1
16*	25	5.0	0.2	+	61.4	55.34	0.588	9.40	2.55	6.7
17	25	6.5	0.3	—						
18	25	6.0	0.3	+	517.4	485.4	0.846	13.54	35.9	41.2
19*	25	5.5	0.3	+	419.6	404.0	0.711	11.38	38.6	39.8
20*	25	5	0.3	+	58.98	49.0	0.588	9.40	10.6	6.76

\* Варианты, в которых сгорает лишь некоторая часть смеси, подобно картинке на рис. 6б.



**Рис. 6.** Линии тока и изотермы ( $T/T_0$ ) на фоне массовой концентрации окиси углерода при сжигании стехиометрической воздушно-керосиновой смеси в сопле с  $L = 20$ ,  $r_b = 0.1$ ,  $R_1 = 4.5$  (а) и 4 (б).



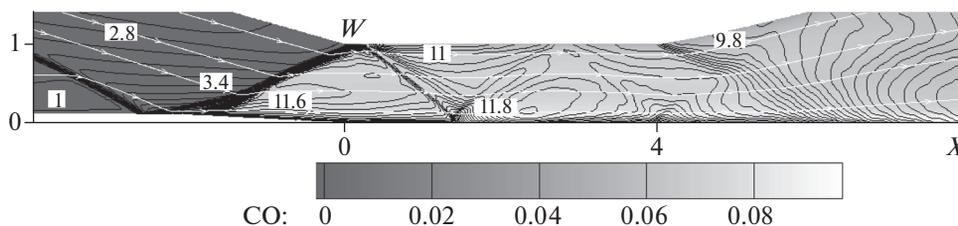
**Рис. 7.** Линии тока и изотермы ( $T/T_0$ ) на фоне массовой концентрации окиси углерода при сжигании стехиометрической воздушно-керосиновой смеси в сопле с  $L = 20$ ,  $R_1 = 5.5$ ,  $r_b = 0.3$ .

ра  $L = 25$ , радиусом центрального тела  $r_b = 0.2$  и радиусом входа  $R_1 = 6$  (№ 14 в табл. 1) точка  $W$  практически совпадает с угловой точкой  $V$  контура (рис. 5).

#### **Детонационное горение паров керосина на высоте 40 км**

В табл. 2 представлены значения силы тяги с учетом ( $F$ ) и без учета ( $F_N$ ) сил, действующих на центральное тело, расход топлива ( $G_f$ ) и смеси в целом ( $G$ ), а также энергетический ( $\chi$ ) и полетный ( $\eta$ ) КПД детонационного горения паров керосина при различных значениях варьируемых параметров сопла и центрального тела:  $L$ ,  $R_1$  и  $r_b$ . Следует отметить, что центральное тело вносит положительный вклад в тягу ( $F > F_N$ ) из-за повышенного давления на стенке заднего конуса (см., например, рис. 5). Результаты получены на основе расчетов, в которых решение задачи запуска используется для задания начальных данных в задаче о детонационном горении воздушно-керосиновой смеси.

В соплах с длиной диффузора  $L = 20$  центральное тело с радиусом  $r_b = 0.1$  (№ 1–3 в табл. 2) обеспечивает стабильное детонационное горение и тягу только при радиусе входа  $R_1 = 4.5$  (рис. 6а). При  $R_1 = 4$  интенсивности падающего и отраженного скачка уплотнения хватает лишь для воспламенения небольшой части газа в окрестности оси симметрии (рис. 6б). Горение не приводит к появлению тяги. Увеличить  $R_1$  до 5 нельзя из-за невозможности запуска сопла. Наилучшие показатели в соплах с длиной диффузора  $L = 20$  получены при  $R_1 = 5.5$  и  $r_b = 0.3$  (№ 8), т.е. в случае наиболее близкого расположения точек  $V$  и  $W$  в задаче запуска (рис. 7). При  $L = 25$  наиболее высокие силовые показатели и значения КПД получены в сопле с  $R_1 = 5.5$  и  $r_b = 0.1$  (№ 11 в табл. 2), в котором ударный фронт детонационной волны практически точно попадает в угловую точку  $V$  на контуре сопла (рис. 8). Немного ниже оказываются показатели в соплах с  $r_b = 0.2$  при  $R_1 = 6$  и 5.5 (№ 14 и 15). Если  $r_b = 0.3$ , то полное сгорание газа в детонационной волне происходит только при  $R_1 = 6$



**Рис. 8.** Линии тока и изотермы ( $T/T_H$ ) на фоне массовой концентрации окиси углерода при сжигании стехиометрической воздушно-керосиновой смеси в сопле с  $L = 25$ ,  $R_1 = 5.5$ ,  $r_b = 0.1$ .

(№ 18). Другие два случая: с  $R_1 = 5.5$  и 5 (№ 19, 20), отличаются тем, что в горении участвует только часть газа, которой определяет полученные значения тяги и КПД.

Таким образом, эффективному детонационному горению стехиометрической воздушно-керосиновой смеси на высоте порядка 40 км соответствуют такие сопла, которые обеспечивают попадание инициирующего ударного фронта на стенку цилиндрической камеры сгорания в непосредственной близости от угловой точки ее сопряжения с диффузором.

## ВЫВОДЫ

1. Численно показана возможность невынужденного инициирования детонационного горения паров керосина с воздухом за наклонным ударным фронтом в условиях высотной атмосферы при натекании гиперзвукового потока в осесимметричное сопло Лавала с центральной цилиндрической частью.

2. Определены параметры сопел, в которых детонационное горение паров керосина с атмосферным воздухом на высоте 40 км происходит с КПД более 40%, обеспечивая высокие силовые характеристики при числе Маха набегающего потока  $M_1 = 9$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 20-51-00003 (Бел\_а)), а также в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации “Экспериментальное и теоретическое исследование кинетических процессов в газах” (регистрационный номер АААА-А19-119012990112-4).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. // ЖТФ. 1940. Т. 10. № 17. С. 1453.
2. Tunik Yu.V., Mayorov V.O. // Acta Astronaut. 2022. V. 194. P. 488. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.09.038>
3. Wang G., Liu W., Liu S., Zhang H., Peng H., Zhou Y. // Ibid. 2021. V. 189. P. 722.
4. Фролов С.М., Аксенов В.С., Иванов В.С. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 8. С. 58.
5. Smirnov N.N., Nikitin V.F., Stamov L.I., Mikhailchenko E.V., Tyurenkova V.V. // Acta Astronaut. 2019. V. 163. P. 168.
6. Туник Ю.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 9. С. 8.
7. Туник Ю.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю., Славинская Н.А. // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56. № 3. С. 1.
8. Туник Ю.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю., Ассад М.С. // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. № 4. С. 541.
9. Shi X., Xie H., Zhou L., Zhang Y. // Acta Astronaut. 2022. V. 190. P. 342.
10. Xiang G., Li H., Zhang G., Xie X., Zhang Y. // Intern. J. Hydrogen Energy. 2021. V. 46. P. 17435.
11. Qin Q., Zhang X. // Ibid. 2019. V. 44. P. 17004.
12. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988.
13. Зубин М.А., Туник Ю.В. // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 4. С. 155.
14. Зубин М.А., Туник Ю.В. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2015. Т. 16. № 3. С. 1.
15. Туник Ю.В. // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2018. Т. 58. № 10. С. 1629.
16. Туник Ю.В. // Физ.-хим. кинетика в газ. динамике. 2018. Т. 19. № 1. С. 1.
17. Козлов В.Е., Титова Н.С., Торохов С.А. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 5. С. 3.
18. Slavinskaya N.A. AIAA Paper 2008-992.
19. Yan Y., Liu Y., Di D., Dai C., Li J. // Energy Fuels. 2016. V. 30. № 12. P. 10847.
20. Tay K.L., Yang W., Mohan B. et al. // Energy Convers. Manage. 2016. V. 108. P. 446.
21. Burcat A., Ruscic B. Third millennium ideal gas and condensed phase thermochemical database. Tech. Rep. № ANL-05/20, TAE 960. Lemont, IL, USA: Argonne National Laboratory, 2005.
22. Chang Y., Jia M., Liu Y., Li Y., Xie M. // Combust. and Flame. 2013. V. 160. P. 1315.
23. Dean A.J., Penyažkov O.G., Sevruck K.L., Varatharajan B. // Proc. Combust. Inst. 2007. V. 31. P. 2481.
24. Wang H., Oehlschlaeger M.A. // Fuel. 2012. V. 98. P. 249.
25. Исакова Н.П., Крайко А.Н., Пьянков К.С., Туллеева Н.И. // ПММ. 2012. Т. 76. № 4. С. 623.
26. Туник Ю.В. // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 5. С. 142.