

А. В. Воронцов, К. Ю. Арефьев,
В. С. Захаров

РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЖРД МАЛОЙ ТЯГИ

Выполнено расчетно-теоретическое исследование системы газодинамического воспламенения ЖРД малой тяги. Принцип работы системы основан на реализации циклического процесса в системе “сверхзвуковое сопло – резонатор с конфузурным входом”. Проведена оптимизация геометрических и режимных параметров системы воспламенения для достижения максимальной интенсивности нагрева газовой смеси.

E-mail: voron@mx.bmstu.ru; arefyev@rambler.ru; zvs@ciam.ru

Ключевые слова: система воспламенения, пульсации давления, математическое моделирование.

Разработка неэлектрических систем многократного воспламенения является одной из ключевых задач повышения надежности запуска ЖРД малой тяги (МТ). В настоящее время в конструкциях ЖРД широкое распространение нашли системы зажигания с искровыми и лазерными свечами с использованием прямого розжига или газоразрядной плазмы [1, 2]. Однако для их работы необходим дополнительный источник электрической энергии на борту летательного аппарата, что не всегда может быть реализовано. Известные схемы зажигания, в которых используются самовоспламеняющиеся компоненты [3], требуют ввиду токсичности последних высокого уровня экологической защиты на всех стадиях эксплуатации. Применение неэлектрических систем воспламенения на нетоксичных компонентах топлива позволит повысить надежность запуска двигателей различного назначения без нанесения вреда окружающей среде.

Принципиальная схема ЖРД МТ приведена на рис. 1. Двигатель работает на газообразных компонентах (N_2O/H_2) и состоит из вспомогательного сверхзвукового сопла 1, резонатора 2, форсуночной головки 3, камеры сгорания (КС) 4 и тягового сопла 5. Для управления работой двигателя используются электромагнитные клапаны окислителя 6 (ЭК1) и горючего 7 (ЭК2), 8 (ЭК3).

Принцип действия рассматриваемой газодинамической системы воспламенения (ГСВ) заключается в том, что при надлежащем профилировании газодинамического тракта истекающая из сопла 1 топливная смесь может быть нагрета в резонаторе 2 до температуры воспламенения. В результате возникающего циклического процесса высокотемпературные продукты сгорания попадают в КС и двигатель начинает работать.

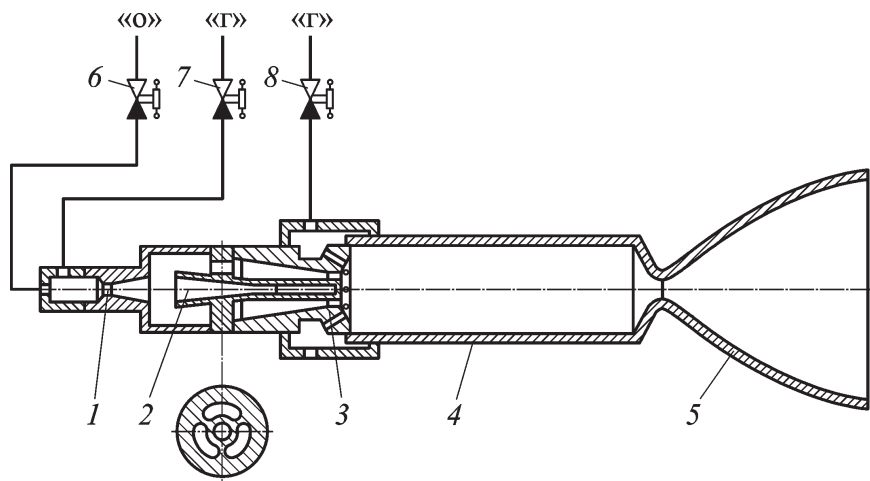


Рис. 1. Принципиальная схема ЖРД МТ

Коэффициент избытка окислителя истекающей из сопла 1 топливной смеси лежит в диапазоне $\alpha = 2 \dots 4$. При этом температура продуктов сгорания в области резонатора составляет $1800 \dots 2200 \text{ К}$, что обеспечивает надежный запуск ЖРД МТ при допустимом тепловом состоянии конструкции системы зажигания.

Рабочий режим в КС при оптимальном соотношении компонентов обеспечивается подачей дополнительного горючего через форсуночную головку 3. После запуска двигателя подача горючего через вспомогательное сопло 1 может быть прекращена. При таком способе запуска ЖРД МТ давление в КС непосредственно после воспламенения возрастает, в результате чего газодинамические пульсации и нагрев газа в резонаторе прекращаются, что предохраняет стенки резонатора от прогара. Предложенный вариант циклограммы работы двигателя с ГСВ приведен на рис. 2.

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие в резонаторе. Схематично газодинамический тракт ГСВ представлен на рис. 3. Температура нагрева газа в застойной зоне А резонатора 1 зависит от

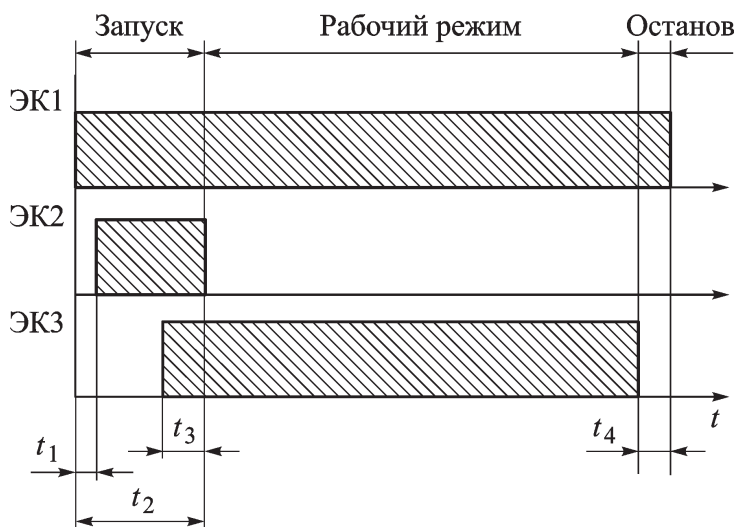


Рис. 2. Пример циклограммы работы двигателя:

t_1 — задержка подачи горючего в ГСВ; t_2 — время запуска двигателя; t_3 — время одновременной подачи горючего в ГСВ и КС; t_4 — время останова двигателя

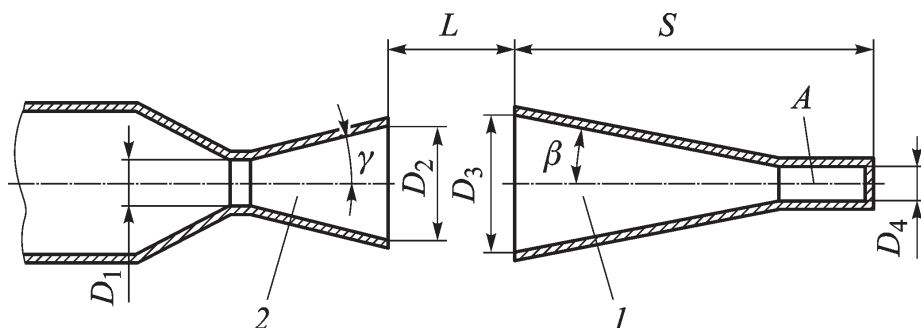


Рис. 3. Схема ГСВ:
1 — резонатор; 2 — сопло

целого ряда факторов: скорости истечения струи из сопла 2, расстояния между срезом сопла и входом в резонатор L , длины резонатора S , угла раскрытия сопла γ , угла сужения конфузора β и др.

Газ нагревается вследствие возникновения в резонаторе циклического процесса прохождения в его застойную зону A ударных волн, генерируемых на входе в конфузор, что приводит к диссипации кинетической энергии струи и интенсивному выделению теплоты [4]. Известно, что в атмосферных условиях при длительном времени работы (более 100 циклов прохождения ударной волны в резонаторе) наибольшее тепловыделение наблюдается при реализации близкого к расчетному режиму истечения из сопла 2 и при расстоянии L , соответствующем длине первой “бочки” истекающей струи [5]. Следует отметить, что в условиях кратковременного применения (менее 10 циклов прохождения ударной волны в резонаторе) ГСВ для ЖРД МТ данные рекомендации не позволяют обеспечить максимальную интенсивность прогрева газа в резонаторе.

Задача настоящей работы — математическое моделирование рабочего процесса и оптимизация геометрических параметров ГСВ ЖРД МТ на компонентах N_2O/H_2 в целях получения максимальной температуры в застойной зоне резонатора при минимальном времени выхода двигателя на рабочий режим, а также определение возможных временных и динамических характеристик процесса воспламенения.

В соответствии с результатами работ [6, 7] принято, что компоненты топлива (N_2O/H_2) рассматриваемого ЖРД МТ имеют температуру 300 К, а рабочее давление в КС $p_{КС} = 1 \dots 2$ МПа.

Соотношение D_1/D_2 определено из условия получения на выходе из вспомогательного сопла ГСВ скорости потока, соответствующей числу Маха $M_c = 2,5 \dots 3$, что, как указано в работе [5], необходимо для увеличения тепловыделения в застойной зоне резонатора. Более низкие скорости на срезе сопла не позволяют гарантированно достичь температуры в резонаторе более 1000 К, необходимой для воспламенения газовой смеси. Увеличение же M_c приводит к существенному снижению статической температуры в потоке.

Принимая во внимание допущение о расчетности режима истечения газовой смеси из вспомогательного сопла ГСВ, а также учитывая равенство расходов компонентов через сопло ГСВ и сопло двигателя в процессе запуска, выведем соотношение, связывающие давление в КС во время воспламенения и полное давление перед вспомогательным соплом, а также характерные геометрические размеры устройства:

$$\frac{p_{\text{КС}}^*}{p_{\text{В}}} = \frac{D_1^2}{d_{\text{кр}}^2} = \pi(M_c).$$

Здесь $d_{\text{кр}}$ — диаметр критического сечения сопла двигателя; $\pi(M_c)$ — газодинамическая функция; $p_{\text{КС}}^*$ — давление в КС до воспламенения; $p_{\text{В}}$ — полное давление перед вспомогательным соплом ГСВ.

Для реализации рабочего процесса в КС ЖРД МТ после воспламенения получим $p_{\text{В}} = 1,1 \dots 1,3 p_{\text{КС}}$.

Представленные в работах [8, 9] расчетные и экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что оптимальные углы раскрытия сопла α и сужения конфузора резонатора β слабо зависят от $p_{\text{КС}}^*$ и составляют $\alpha = 8^\circ \dots 14^\circ$, $\beta = 4^\circ \dots 6^\circ$. Оптимизация угла α основана на снижении суммарных потерь на трение и неравномерность потока на срезе. Выбор угла конфузора резонатора можно объяснить снижением суммарных волновых потерь давления перед резонаторной трубкой для реализации ударных волн большей интенсивности.

Моделирование процесса локального прогрева рабочего тела в резонаторе проводили путем интегрирования полной усредненной по Рейнольдсу для турбулентных течений системы уравнений Навье–Стокса для идеального вязкого газа (1) при использовании модели турбулентности $k-\varepsilon$ [10, 11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(r\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial(r\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho u^2 + rp - r\sigma_x) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho uv - r\tau_{xr}) &= 0, \\ \frac{\partial(r\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho uv - r\tau_{xr}) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v^2 + rp - r\sigma_r) &= p - \sigma_\theta, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[r\rho \left(U + \frac{V^2}{2} \right) \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left[r\rho \left(U + \frac{V^2}{2} \right) u + ru(p - \sigma_x) - rv\tau_{xr} - r\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left[r\rho \left(U + \frac{V^2}{2} \right) v + rv(p - \sigma_r) - ru\tau_{xr} - r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right] &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\mu_2 - \frac{2}{3}\mu \right) \operatorname{div}(\vec{V}), \\ \sigma_r &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial r} + \left(\mu_2 - \frac{2}{3}\mu \right) \operatorname{div}(\vec{V}), \\ \sigma_\theta &= 2\mu \frac{v}{r} + \left(\mu_2 - \frac{2}{3}\mu \right) \operatorname{div}(\vec{V}), \\ \tau_{xr} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right).\end{aligned}$$

Здесь t — время; x, r — цилиндрические координаты; p — давление; T — температура; ρ — плотность; u, v — проекции вектора скорости \vec{V} на оси координат; μ — динамический коэффициент вязкости; μ_2 — коэффициент объемной вязкости; U — внутренняя энергия газа.

Решение искали в двумерной нестационарной постановке для упрощенной геометрии газодинамического тракта КС двигателя. Более детализированная конструктивная схема устройства должна быть рассмотрена на этапе разработки конкретной модификации, однако, в общем случае использование упрощенной геометрии не оказывает существенного влияния на процессы в ГСВ.

Эффективная вязкость, согласно принятой модели [10], представляет алгебраическую сумму ламинарной и турбулентной составляющих: $\mu = \mu_l + \mu_t$. Рассматриваемая $(k-\varepsilon)$ -модель содержит уравнения для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε , которые в декартовой системе координат имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - \rho \varepsilon - Y_M,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} + G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}.$$

Турбулентную вязкость вычисляют по формуле

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}.$$

Заданы следующие константы модели: $C_{1\varepsilon} = 1,44$; $C_{2\varepsilon} = 1,92$; $C_\mu = 0,09$; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$. Параметр Y_M учитывает сжимаемость газа, а слагаемое G_k — энергию турбулентных пульсаций при наличии градиента усредненной скорости.

Расчетная сетка имеет структурированный вид и приведена на рис. 4. Для более наглядного визуального представления структуры построения сетки показана только каждая 10-я линия. Число элементарных ячеек в расчетной области составляет более 34 тыс.

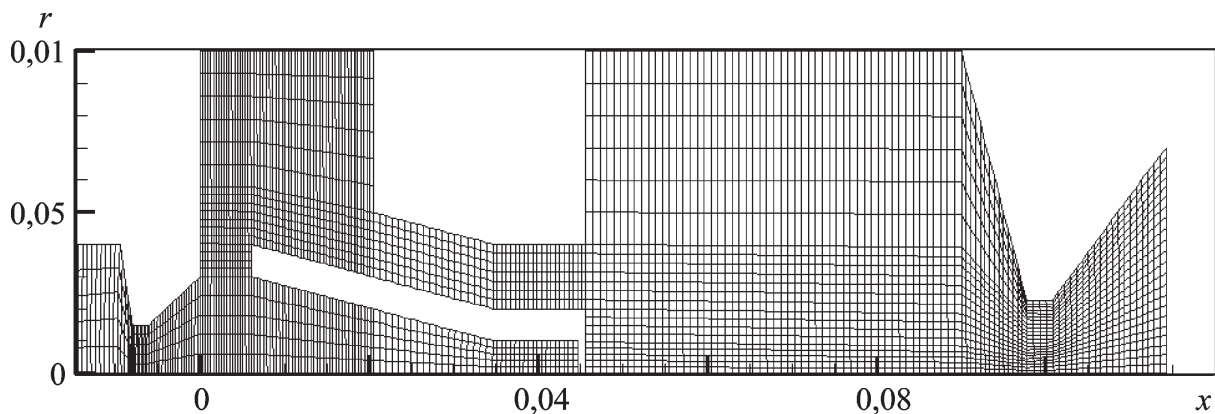


Рис. 4. Расчетная область ЖРД МТ с ГСВ

Интегрирование системы проводили с помощью метода конечных объемов в нестационарной постановке с шагом по времени 25 нс в неявной форме с числом итераций на один шаг по времени 3–10 и параметром Куранта $K=1$. В качестве граничных условий задавали параметры газа на входе в сопло ГСВ. Для выполнения вычислений использовали коммерческий пакет газодинамического моделирования Fluent.

Решение подтвердило наличие циклических колебаний в резонаторе с периодом τ . Характер течения газа в различные моменты времени показан на рис. 5.

При проведении расчетного исследования основные режимные и геометрические параметры изменялись в следующих диапазонах: $p_B = 2 \dots 2,5$ МПа, $L/D_1 = 1,5 \dots 3,5$, $S/D_1 = 10 \dots 20$. Полученные значения относительного давления $\frac{p_A}{p_B}$ и относительной температуры

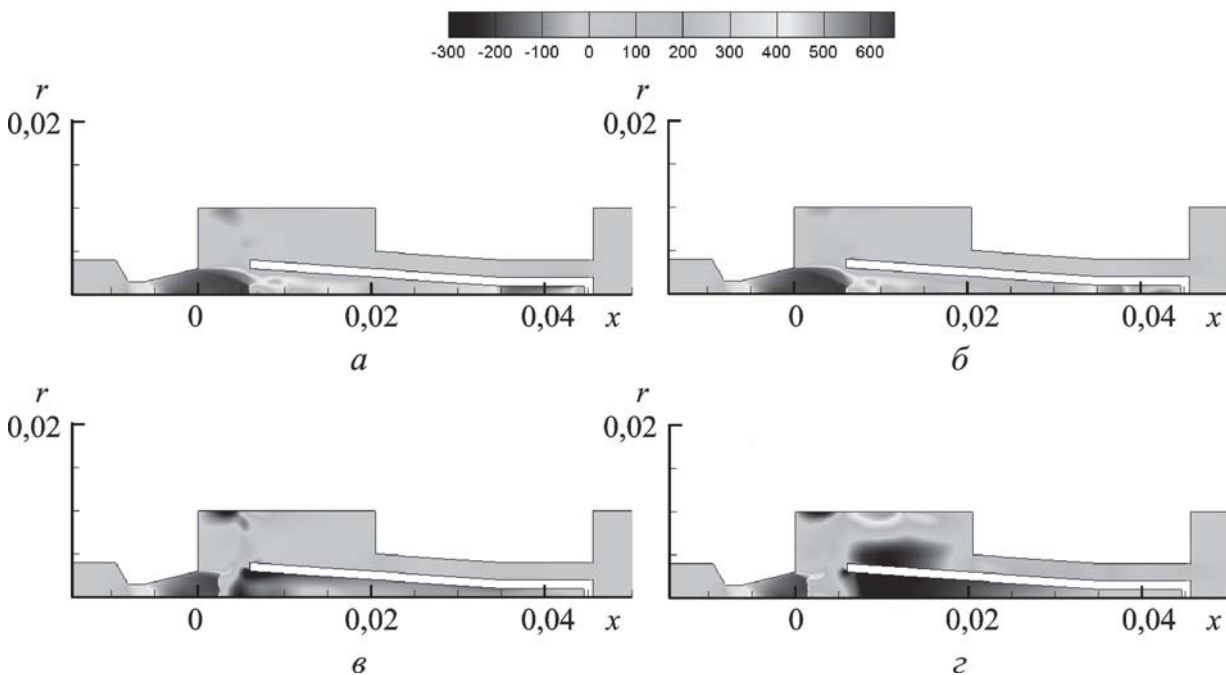


Рис. 5. Поля осевой скорости в ГСВ, м/с, в различные моменты времени: $a - t = t_0 + 0,25\tau$; $б - t = t_0 + 0,5\tau$; $в - t = t_0 + 0,75\tau$; $г - t = t_0 + \tau$

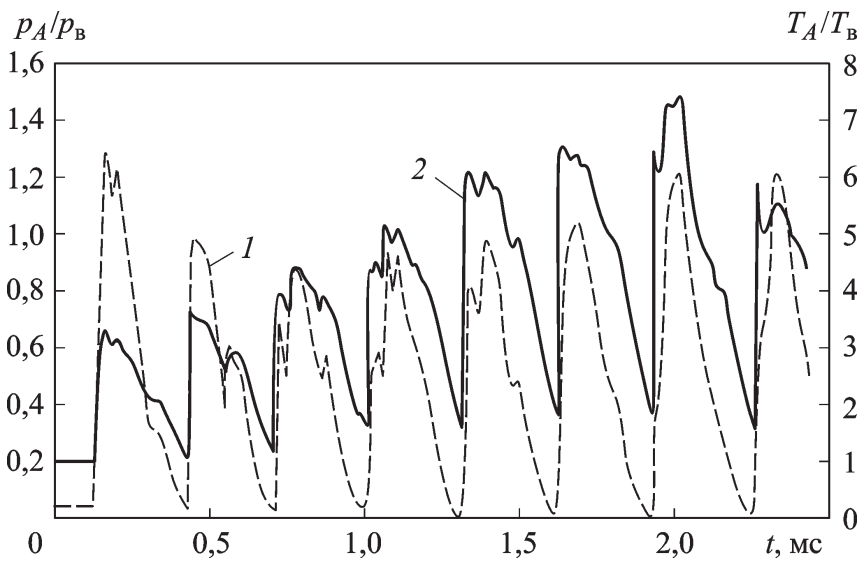


Рис. 6. Относительная температура и относительное давление в застойной зоне резонатора:

штриховая — $\frac{p_A}{p_B}$; сплошная — $\frac{T_A}{T_0}$

$\frac{T_A}{T_0}$ в застойной зоне резонатора для варианта с наиболее интенсивным прогревом (при $L/D_1 = 2$, $S/D_1 = 14$) приведены на рис. 6. Здесь T_0 — начальная температура подаваемой газовой смеси; p_A , T_A — давление и температура в точке A (см. рис. 3).

Согласно расчетам статическое давление в застойной зоне резонатора находится в диапазоне $\frac{p_A}{p_B} = 0,05 \dots 1,2$, причем амплитуда колебаний практически не изменяется. Статическая температура в резонаторе может повышаться до $7,5T_0$, а амплитуда колебаний возрастает и выходит на гармонический режим после 4–6 периодов.

Период собственных пульсаций в резонаторе зависит от его длины S [5] и может быть оценен с помощью формулы для расчета автоколебаний в полузамкнутой трубе $Sh = \frac{S}{a\tau} = 0,25$, где a — скорость звука в газе в резонаторе. Данная упрощенная зависимость дает значения частоты, отличающиеся от результатов решения системы уравнений (1) более чем на 30%. Наблюдаемая разность может быть объяснена изменением температуры в резонаторе, ввиду чего при использовании упрощенной формулы предлагается внести поправку в определение скорости звука: $a = \sqrt{kR\bar{T}}$. Здесь k , R — показатель адиабаты и газовая постоянная смеси, подаваемой в сопло ГСВ, $\bar{T} = \int \int_S T dt dS / St$ — усредненная температура (по длине резонатора и по времени протекания процесса).

Наиболее важным показателем ГСВ является усредненная по времени температура T_p в застойной зоне резонатора (в области точки A , см. рис. 3). Расчеты (рис. 7) продемонстрировали достаточно сильную

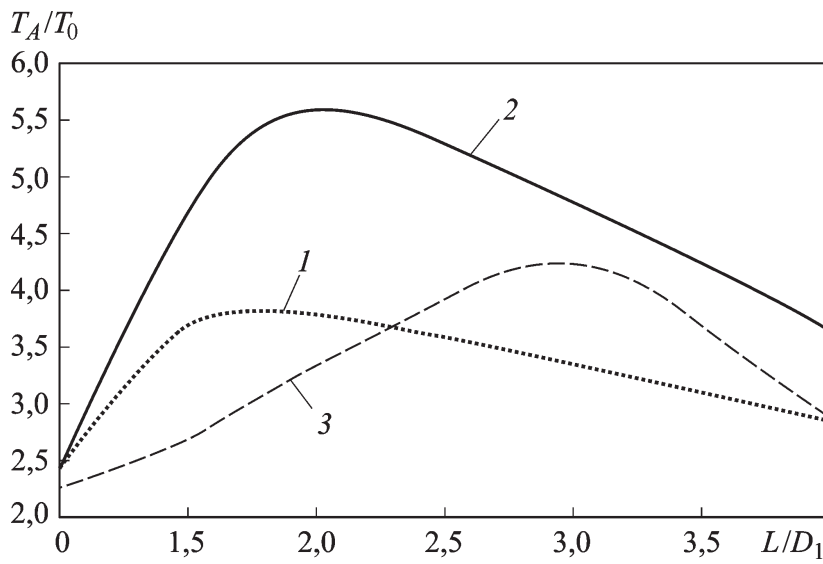
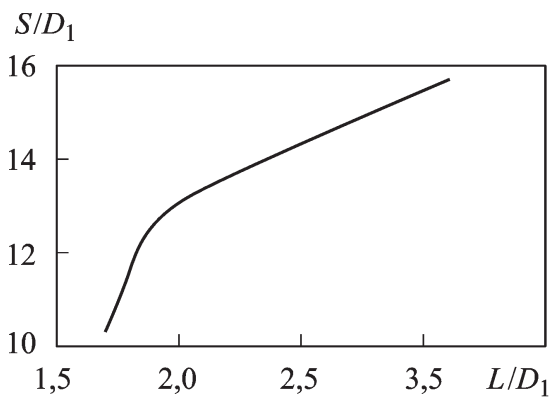


Рис. 7. Зависимость относительной температуры от расстояния между соплом и резонатором при различной длине резонатора:
 1 – $S/D_1 = 10$; 2 – $S/D_1 = 13$; 3 – $S/D_1 = 16$

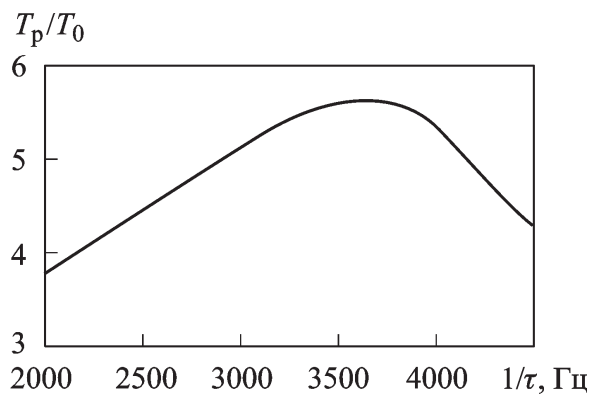
зависимость T_p от размеров S и L . Для дальнейшего анализа использовались безразмерные параметры L/D_1 и S/D_1 .

Как показали расчеты, максимальные значения температуры в резонаторе наблюдаются при $S/D_1 = 12 \dots 14$, причем зависимость имеет оптимум в области $L/D_1 = 2$. Это может быть объяснено совпадением собственных частот резонатора и частоты пульсаций прямого скачка уплотнения в нем (газодинамический резонанс). Таким образом, для каждого значения расстояния L между соплом и резонатором ГСВ может быть получено оптимальное значение длины резонатора S (рис. 8, а).

В результате анализа выявили, что частота пульсаций также существенно влияет на T_p , причем максимум температуры соответствует частоте $\nu = 3000 \dots 4000$ Гц (рис. 8, б). При этом T_p в несколько раз превышает температуру воспламенения подаваемой в сопло газовой смеси, что может быть использовано при запуске ЖРД МТ.



а



б

Рис. 8. Оптимальные значения длины резонатора S при различных расстояниях L (а) и резонансный эффект в ГСВ (б)

В процессе выполнения расчетов получено, что диаметр входного сечения конфузора резонатора целесообразно выбирать в диапазоне $D_3 = 0,9 \dots 1,1D_2$. Это обеспечивает замыкание первой бочки истекающей струи на конической поверхности в зоне входного сечения конфузора резонатора. Диаметр цилиндрической части резонатора при этом составит $D_4 = 0,5 \dots 0,8D_1$. Увеличение размеров D_3 и D_4 приводит к возникновению в резонаторе вихревого течения, которое отрицательно сказывается на интенсивности пульсаций давления и нагреве газовой смеси. Уменьшение указанных размеров снижает абсолютное значение тепловыделения в резонаторе, а также надежность воспламенения.

После запуска ЖРД МТ происходит повышение давления в КС и пульсации в резонаторе прекращаются. При этом течение газа стабилизируется и переходит в стационарный режим (рис. 9). Следует отметить, что горение имитировалось объемным тепловыделением в КС, соответствующем полноте сгорания 0,95.

Показано также, что время запуска двигателя при использовании ГСВ составляет $t_2 = 1 \dots 3\tau_{пр}$, где $\tau_{пр}$ — время пребывания продуктов сгорания в КС. Данный показатель динамики выхода на рабочий режим КС ЖРД МТ сопоставим с другими методами воспламенения топлива [1–3].

Заключение. Приведен расчетно-теоретический анализ резонансной системы газодинамического воспламенения ЖРД МТ. Показано, что при высокочастотных пульсациях в застойной зоне резонатора (вблизи торца) происходит нагрев подаваемой газовой смеси вследствие диссипации кинетической энергии сверхзвуковой струи, формируемой соплом ГСВ.

Температура газа в резонаторе имеет циклический характер и может превышать полную температуру подаваемой смеси T_0 более чем

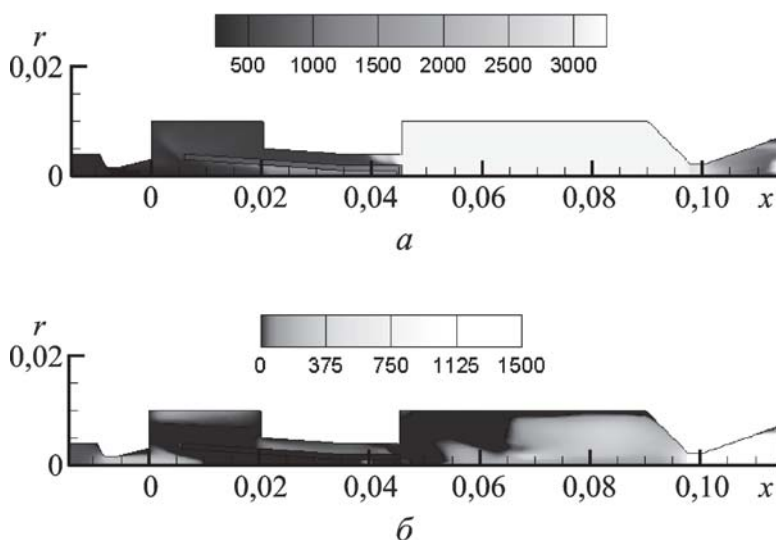


Рис. 9. Общий характер рабочего процесса после запуска ЖРД МТ:
а — поле статической температуры (К), *б* — поле осевой скорости (м/с)

в 7 раз. При этом средняя температура достигает значения до $7,5T_0$. Достижимый уровень температуры превышает порог воспламенения газообразных топливных пар, применяемых в ЖРД МТ. Время запуска двигателя при этом составляет не более 15 мс.

Получены рекомендации по выбору основных геометрических параметров сопла и резонатора. Показано, что резонансный эффект, сопровождающийся наиболее высокими температурами газа в резонаторе, наблюдается при частоте пульсаций $3 \dots 4$ кГц. Определены оптимальные соотношения между основными геометрическими параметрами ГСВ: $L = 2 \dots 3D_1$ и $S = 12 \dots 14D_1$.

После воспламенения происходит повышение давления в КС и пульсации в резонаторе прекращаются. При этом двигатель переходит на стационарный режим работы. Следует отметить, что в случае срыва пламени режим повторного запуска может быть реализован путем кратковременного открытия электроклапана горючего ЭК2.

Рассматриваемый метод воспламенения может быть применен в различных устройствах, принцип действия которых аналогичен работе ЖРД МТ, в частности в сверхзвуковых технологических горелках для резки материалов и напыления покрытий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B e l y a e v V. S., G u t e r m a n V. Y u., I v a n o v A. V. The study of theoretical and experimental feasibilities of the rocket fuel components ignition by laser radiation. Published at "Superintence Light Fields and Ultrafast Processes" edited by V.E. Yashin, A.A. Andreev // Proc. of SPIE. Vol. 5482 (SPIE, Bellingham, WA, 2004).
2. И в а н о в А. В., Р е б р о в С. Г., П о н о м а р е в Н. Б. и др. Способ воспламенения компонентов топлива в камере сгорания ракетного двигателя и устройство для его осуществления (варианты). Патент Российской Федерации на изобретение. № 2326263 с приоритетом от 14.05.2007.
3. Д о б р о в о л ь с к и й М. В. Жидкостные ракетные двигатели. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. – 486 с.
4. Ш и д л о в с к и й В. П. Влияние диссипативных процессов на эволюцию ударных волн // Ракетная техника и космонавтика. – 1977. – Т. 15, № 1. – С. 35–41.
5. А н т о н о в А. Н., К у п ц о в В. М., К о м а р о в В. В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. – М.: Машиностроение, 1990. – 272 с.
6. Z a k i r o v V. A., L a w r e n c e T. J., S e l l e r s J. J., and S w e e t i n g M. N. Nitrous oxide as a rocket propellant // Proc. of the 51st International Astronautical Congress, Rio de Janeiro, Brazil, 2–6 October 2000, also published in Acta Astronautica. – 2001. 48 (5–12). – P. 353–362.
7. В о р о н е ц к и й А. В., П о л я н с к и й А. Р., А р е ф ь е в К. Ю. Установка сверхзвукового газопламенного напыления покрытий с использованием в качестве окислителя N_2O // Тез. науч.-практич. конф. молодых специалистов и ученых "Перспективные технологии самолетостроения в России и в мире". – Новосибирск: СибНИА, 2011. – С. 5–6.
8. И в а н о в Э. И., К р ю к о в И. А. Пульсационные режимы течения в газодинамическом воспламенителе // Математическое моделирование. – 1999. – Т. 11, № 2.

9. Сергиенко А. А., Семенов В. В. Газодинамический воспламенитель // Изв. вузов. Авиационная техника. – 2000. – № 2. – С. 44–47.
10. User's manual on website "Software products and services from ANSYS and Fluent": www.fluent.com
11. Eaton J. K. and Johnson J. P. A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment, AIAA, 1980, Paper AIAA-80-1438.

Статья поступила в редакцию 19.09.2011

Андрей Владимирович Воронежский родился в 1946 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1970 г. Д-р техн. наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ. Заведующий отделом НИИ ЭМ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 100 научных работ в области тепло- и массообмена в двухфазных потоках.

A.V. Voronetskii (b. 1946) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1970. D. Sc. (Eng.), professor, Honored Science Worker of the Russian Federation. Head of department of Power Engineering research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 100 publications in the field of heat and mass exchange in two-phase flows.

Константин Юрьевич Арефьев родился в 1988 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2011 г., инженер отдела "Аэрокосмические двигатели" ФГУП ЦИАМ им. П.И. Баранова, аспирант кафедры "Ракетные двигатели" МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области моделирования рабочего процесса в энергетических установках.

K.Yu. Aref'ev (b.1988) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2011. Engineer of "Aerospace Engines" department of the Baranov Central Institute of Aviation Motor Development, post-graduate of "Rocket Engines" department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of simulation of working process in power generating units.

Вячеслав Сергеевич Захаров родился 1984 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2007 г., младший научный сотрудник отдела "Аэрокосмические двигатели" ФГУП ЦИАМ им. П.И. Баранова. Специалист в области математического моделирования и экспериментальных исследований нестационарных газодинамических процессов в силовых установках.

V.S. Zakharov (b.1984) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2007. Junior researcher of "Aerospace Engines" department of the Baranov Central Institute of Aviation Motor Development. Post-graduate of "Rocket Engines" department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of mathematical simulation and experimental studies of non-stationary gas-dynamical processes in power units.