

УДК 621.454.3: 51.001.57

М. Ю. Егоров, доктор физико-математических наук, профессор, Пермский национальный исследовательский политехнический университет

Д. М. Егоров, Научно-исследовательский институт полимерных материалов, Пермь

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СРАБАТЫВАНИИ БЕССОПЛОВОГО РДТТ*

Проведено комплексное численное моделирование внутрикамерных процессов, протекающих при срабатывании бессопловой РДТТ. Рассматривается полный цикл работы ракетного двигателя. Решается сопряженная задача, включающая: срабатывание воспламенительного устройства; прогрев, воспламенение и последующее горение заряда твердого топлива; течение продуктов сгорания в камере сгорания; разгерметизацию ракетного двигателя и движение заглушки камеры сгорания; постепенное и неравномерное выгорание свода заряда твердого топлива. Приводятся результаты расчетов.

Ключевые слова: комплексное численное моделирование, внутрикамерные процессы, бессопловой РДТТ.

Численное моделирование внутрикамерных процессов при срабатывании бессопловой РДТТ (ракетный двигатель твердого топлива) имеет свои особенности [1–3 и др.]. На первый взгляд бессопловой ракетный двигатель является более простой конструкцией. Однако провести расчет с требуемой точностью для такого типа РДТТ по существующим методикам практически невозможно. Это, в первую очередь, связано с отсутствием фиксированного в пространстве критического сечения в проточной части камеры сгорания. Кроме того, как такового сверхзвукового сопла ракетного двигателя с постоянным геометрическим профилем здесь нет. Профиль сопла формируется в канале заряда твердого топлива (ТТ) и существенно изменяется во времени. Существенно изменяется во времени и весь профиль заряда ТТ, причем изменяется неравномерно по объему камеры сгорания.

В предлагаемой работе предпринята попытка численного моделирования внутрикамерных процессов при срабатывании бессопловой РДТТ с учетом особенностей функционирования этого типа ракетных двигателей. Рассматривается сопряженная задача, включающая:

- нестационарное срабатывание воспламенительного устройства;
- нестационарный прогрев, воспламенение и последующее нестационарное и турбулентное горение заряда ТТ;
- нестационарное трехфазное гомогенно-гетерогенное вихревое течение воздуха, продуктов сгорания воспламенительного состава и заряда ТТ в камере сгорания;
- разгерметизацию камеры сгорания и последующее движение заглушки камеры сгорания ракетного двигателя;
- изменение геометрии поверхности горения за счет постепенного и неравномерного выгорания свода заряда ТТ.

Каждая из подзадач рассматривается во взаимосвязи и разрешается одновременно – на одном шаге по времени.

Срабатывание воспламенительного устройства

Процесс срабатывания воспламенительного устройства (ВУ) с прочным перфорированным корпусом и вкладным зарядом воспламенительного состава описывается на основе экспериментально-теоретического подхода. Путем решения обратной задачи внутренней баллистики для системы «ВУ – имитатор свободного объема камеры сгорания РДТТ» рассчитывается реальный газоприток от ВУ с учетом особенности горения заряда воспламенительного состава – догорания продуктов сгорания за корпусом ВУ. Продукты сгорания воспламенительного состава рассматриваются как газ с «эффективными» показателем адиабаты и газовой постоянной, учитывающими наличие в газе твердой фазы.

Основная система дифференциальных уравнений процесса срабатывания ВУ РДТТ имеет следующий вид:

$$\frac{dp_v}{dt} = \frac{R_v T_v}{V_v} [v_v S_v (\rho_v^m - \rho_v) - \dot{m}]; \quad \frac{dp_{к.с.}}{dt} = \frac{R_{к.с.} T_{к.с.}}{V_{к.с.}} \dot{m}. \quad (1)$$

В (1) приняты следующие обозначения: \dot{m} – массовый расход (приход); p – давление; R – газовая постоянная; S – площадь поверхности горения; T – температура; t – время; V – объем; v – скорость горения; ρ – плотность. Символы: v – воспламенитель; $к.с.$ – камера сгорания; $ш$ – шашка.

Из системы уравнений (1) определяется скорость горения заряда ВУ v_v по давлению в корпусе ВУ – p_v и в камере сгорания РДТТ – $p_{к.с.}$, которые, в свою очередь, определяются экспериментально на специально созданной лабораторной установке. Однако такой способ вычисления скорости горения неудобен, так как для каждого ВУ необходимо провести эксперимент по замеру рабочего давления и в последующем произвести расчет. Удобнее обобщить и напрямую связать значение скорости горения заряда ВУ v_v с параметрами, определяющими процесс горения воспламенительного состава в корпусе ВУ (площадью перфорации корпуса ВУ – $F_{кр}$, площа-

дью поверхности горения заряда ВУ – s_b и свободным объемом в корпусе ВУ – V_b), в виде $v_b = f(F_{кр}, S_b, V_b)$. Такого рода связи, не вникая в сущность сложного физико-химического процесса горения, можно найти в статистическом подходе, используя полиномиальные модели, например, вида

$$v_b = A_0 + A_1 X1 + A_2 X2 + A_3 X1 X2 + A_4 X1^2 + A_5 X2^2 + A_6 X1 X2^2, \quad (2)$$

$$X1 = \left(\frac{F_{кр}}{V_g} - B_1 \right) / B_2, \quad X2 = \left(\frac{S_b}{V_b} - C_1 \right) / C_2,$$

а для нахождения коэффициентов полинома применить теорию планирования эксперимента. Здесь $A_0, \dots, A_6, B_1, B_2, C_1, C_2$ – коэффициенты полинома, зависящие от свойств конкретного воспламенительного состава и интервалов варьирования конструктивных параметров ВУ.

Воспламенение и горение заряда твердого топлива

Описание процесса нестационарного прогрева, воспламенения и последующего нестационарного и турбулентного горения заряда ТТ базируется на модели Мержанова – Дубовицкого с учетом влияния газовой фазы на процесс горения в конденсированной фазе (k -фазе) [2–5]. ТТ рассматривается как твердое тело, к которому применимы известные уравнения теплопроводности и химической кинетики. Для удобства эти уравнения записываются в системе координат, связанной с поверхностью горения. Считается, что реакции в k -фазе удовлетворяют закону Аррениуса. Тогда в предположении 0-мерности порядка химических реакций данная система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial T_k}{\partial t} = \kappa_k \frac{\partial^2 T_k}{\partial y_k^2} + v_k \frac{\partial T_k}{\partial y_k} + \frac{Q_k}{c_k} Z_k \exp\left(\frac{E_k}{R_0 T_k}\right); \quad (3)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = v_k \frac{\partial \beta}{\partial y_k} + Z_k \exp\left(\frac{E_k}{R_0 T_k}\right).$$

В (3) приняты дополнительные обозначения: c – удельная теплоемкость; E – энергия активации; Q – тепловой эффект реакции; R_0 – универсальная газовая постоянная; y – координата; Z – предэкспонент; β – глубина превращения; k – коэффициент теплопроводности.

До воспламенения в уравнениях (3) необходимо положить $v_k = 0$. Условие воспламенения и горения принимается в виде $\beta_s = \beta_* = 1$. До воспламенения начальные и граничные условия для системы уравнений (3) имеют вид

$$t = 0, \quad y_k \geq 0, \quad T_k = T_0, \quad \beta = 0;$$

$$t \geq 0, \quad y_k = 0, \quad -\lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial y_k} = \alpha_\tau (T_g - T_s), \quad \beta < \beta_*; \quad (4)$$

$$y_k = \infty, \quad T_k = T_0, \quad \beta = 0.$$

После воспламенения систему уравнений (3) необходимо решать совместно с уравнениями, описывающими процесс горения через параметры газовой фазы. При этом на поверхности горения необходимо выставлять граничные условия четвертого рода:

$$t > t_*, \quad y_k = 0, \quad T_k = T_s, \quad \beta_s = \beta_*,$$

$$-\lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial y_k} = q_s - (c_{ps} - c_k) \rho_k v_k T_s - \left(a - \frac{1}{\rho_k} \right) \rho_k v_k p;$$

$$t > t_*, \quad y_k = \infty, \quad T_k = T_0, \quad \beta = 0. \quad (5)$$

В выражениях (4), (5) приняты дополнительные обозначения: a – коволюм газа; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; q – плотность теплового потока; α_τ – коэффициент теплоотдачи; λ – коэффициент теплопроводности. Индексы: g – газ; S – поверхность горения; * – специальный параметр (параметр зажигания).

Основным назначением уравнений газовой фазы зоны горения ТТ является реализация связи между параметрами осредненного газодинамического течения и тепловым потоком на поверхность горения. Для определения этой связи используются критериальные соотношения в рамках подхода Ленуара – Робийяра – Каракозова. В соответствии с развитыми в рамках этого подхода представлениями плотность теплового потока на поверхность ТТ q_s складывается из двух составляющих: плотности теплового потока, зависящей от давления, q_p , и плотности теплового потока, обусловленной течением газа вдоль поверхности горения, q_u . Таким образом, имеем:

$$q_s = q_p + q_u. \quad (6)$$

Система дифференциальных уравнений (3)–(5) с учетом замыкающих соотношений (6) и др., интегрировалась численно сеточным методом. Применялась неравномерная сетка. В расчетах использовались явные и неявные схемы аппроксимации первого и второго порядка точности. Для разрешения неявных конечно-разностных соотношений применялся метод прогонки.

Газовая динамика в камере сгорания бесплового РДТТ

Для математического описания процесса течения в камере сгорания РДТТ будем использовать подходы механики сплошных многофазных сред [2, 3, 5, 6 и др.]. Воздух, газообразные продукты сгорания воспламенительного состава и заряда ТТ назовем первой фазой, мелкодисперсные частицы в продуктах сгорания заряда ТТ – второй фазой. Мелкодисперсные частицы в продуктах сгорания воспламенительного состава назовем третьей фазой. Первую, вторую и третью фазы будем считать гомогенно-гетерогенной смесью со своими температурами и скоростями движения. В такой системе каждая фаза занимает часть объема смеси: $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. Движение их рассматривается как движение взаимопроникающих и взаимодействующих сред.

Полная нестационарная система вихревых дифференциальных уравнений газовой динамики для осесимметричного (цилиндрическая система координат) гомогенно-гетерогенного потока в камере сгорания бесоплового РДТТ запишется в виде – уравнений неразрывности (сохранения массы):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 \mathbf{W}_1) &= G_{gw} + G_{gb}; \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 \mathbf{W}_2) &= G_{pw}; \\ \frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 \mathbf{W}_3) &= G_{pb}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho_1 \varphi)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 \varphi \mathbf{W}_1) = \varphi_w G_{gw} + \varphi_b G_{gb};$$

$$\varphi = k, c_p, \mu, \lambda, a;$$

– уравнений сохранения импульса по осям координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 v_1 \mathbf{W}_1) + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial r} &= \\ = -\tau_r^{12} - \tau_r^{13} + \mathbf{W}_{rw} G_{gw} + \mathbf{W}_{rb} G_{gb}; \\ \frac{\partial(\rho_1 w_1)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 w_1 \mathbf{W}_1) + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial z} &= \\ = -\tau_z^{12} - \tau_z^{13} + \mathbf{W}_{zw} G_{gw} + \mathbf{W}_{zb} G_{gb}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 v_2 \mathbf{W}_2) + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial r} &= \tau_r^{12} + \mathbf{W}_{rw} G_{pw}; \\ \frac{\partial(\rho_2 w_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 w_2 \mathbf{W}_2) + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial z} &= \tau_z^{12} + \mathbf{W}_{zw} G_{pw}; \\ \frac{\partial(\rho_3 v_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 v_3 \mathbf{W}_3) + \alpha_3 \frac{\partial p}{\partial r} &= \tau_r^{13} + \mathbf{W}_{rb} G_{pb}; \\ \frac{\partial(\rho_3 w_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 w_3 \mathbf{W}_3) + \alpha_3 \frac{\partial p}{\partial z} &= \tau_z^{13} + \mathbf{W}_{zb} G_{pb}; \end{aligned} \quad (8)$$

– уравнений сохранения внутренней удельной энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_2 J_2)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_2 J_2 \mathbf{W}_2) &= q_k^{12} + q_l^{12} + J_{p2} G_{pw}; \\ \frac{\partial(\rho_3 J_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_3 J_3 \mathbf{W}_3) &= q_k^{13} + q_l^{13} + J_{p3} G_{pb}; \end{aligned} \quad (9)$$

– уравнения сохранения полной удельной энергии смеси:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_3 E_3)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_1 E_1 \mathbf{W}_1) + \\ + \operatorname{div}(\rho_2 E_2 \mathbf{W}_2) + \operatorname{div}(\rho_3 E_3 \mathbf{W}_3) + \operatorname{div}(\alpha_1 p \mathbf{W}_1) + \\ + \operatorname{div}(\alpha_2 p \mathbf{W}_2) + \operatorname{div}(\alpha_3 p \mathbf{W}_3) = \\ = (E_{gw} G_{gw} + E_{p2} G_{pw}) + (E_{gb} G_{gb} + E_{p3} G_{pb}) - q_{l0}^1. \end{aligned} \quad (10)$$

Для замыкания системы дифференциальных уравнений (7)–(10) использовалось уравнение состояния в виде

$$p = (k-1) \rho_1^n \left(E_1 - \frac{W_1^2}{2} \right) \frac{1}{1 - a \rho_1^n}. \quad (11)$$

Выражения в (7)–(10) для приходных комплексов, функций силового и теплового межфазного взаимодействия, а также используемые в расчетах дополнительные соотношения подробно изложены в [5, 10].

Постановка граничных условий. На непроницаемых и неподвижных стенках камеры сгорания бесоплового РДТТ выполняются условия непротекания:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} = 0; \quad \varphi = (\rho_i, k, c_p, \mu, \lambda, a, p); \quad W_i^n = 0; \\ \frac{\partial E_1}{\partial \mathbf{n}} = 0; \quad \frac{\partial J_j}{\partial \mathbf{n}} = 0; \quad i = (1, 2, 3); \quad j = (2, 3); \end{aligned} \quad (12)$$

На подвижной границе расчетной области – поверхности горения заряда твердого топлива – также выполняются условия непротекания, но уже с учетом движения (выгорания) свода заряда:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} = 0; \quad \varphi = (\rho_i, k, c_p, \mu, \lambda, a, p); \quad \mathbf{W}_i = v_k; \\ \frac{\partial E_1}{\partial \mathbf{n}} = 0; \quad \frac{\partial J_j}{\partial \mathbf{n}} = 0; \quad i = (1, 2, 3); \quad j = (2, 3); \end{aligned} \quad (13)$$

Перемещение поверхности горения заряда ТТ осуществляется со скоростью горения v_k в направлении нормали к поверхности горения. Кроме того с поверхности горения заряда ТТ реализуется приход массы, импульса и энергии в расчетную область (так называемый впрыск через закрытую границу).

На открытых границах расчетной области (за срезом камеры сгорания) выполняются условия экстраполяции параметров потока.

В (7)–(13) приняты дополнительные обозначения: E – полная удельная энергия; J – внутренняя удельная энергия; G – расходно-приходный комплекс; k – показатель адиабаты; \mathbf{n} – нормаль к поверхности; v, w – проекции вектора скорости по оси $0R, 0Z$; W – модуль вектора скорости; \mathbf{W} – вектор скорости; r, z – координаты вдоль оси $0R, 0Z$; μ – коэффициент динамической вязкости; τ – функция силового межфазного взаимодействия. Символы: g – газ; k – конвективный; k -фаза (ТТ); l – лучистый; l_0 – лучистый объемный; p – частицы; w – заряд ТТ; v – воспламенитель; и – истинное значение.

Система дифференциальных уравнений (7)–(13) с дополнительными соотношениями интегрировалась численно методом Давыдова (методом крупных частиц), хорошо себя зарекомендовавшим при решении многих нелинейных задач механики сплошных сред [2, 3, 5, 7–13 и др.]. В расчетах использовалась явная параметрическая (три параметра) полностью консервативная конечно-разностная схема метода. Применялась равномерная ортогональная расчетная сетка. На нерегулярных (не совпадающих с расчетной сеткой) подвижных и неподвижных границах расчетной области использовался аппарат дробных ячеек.

Движение заглушки камеры сгорания

Будем исходить из следующей модели движения заглушки камеры сгорания бесоплового РДТТ. На начальный момент времени камера сгорания ракетного двигателя герметично закрыта заглушкой. Заглушка неподвижна. При срабатывании ВУ и воспламенении поверхности горения заряда ТТ давление в камере сгорания бесоплового РДТТ постепенно возрастает. В момент, когда давление продуктов сгорания в районе дна заглушки достигает некоторого критического значения (давления страгивания), заглушка начинает свое движение. При страгивании и в процессе движения заглушка сохраняет свою форму и массу.

Движение заглушки бесоплового РДТТ описывается уравнением

$$m_z \frac{dw_z}{dt} = \int_0^{s_z^l} p_z^l ds - \int_0^{s_z^r} p_z^r ds. \quad (14)$$

В (14) приняты дополнительные обозначения: p_z^l – давление на внутренней поверхности заглушки; p_z^r – давление на внешней поверхности заглушки.

Уравнение движения заглушки бесоплового РДТТ разрешается численно конечно-разностным методом Эйлера [14].

Результаты расчетов

Приведем некоторые результаты численного моделирования внутрикамерных процессов при срабатывании бесоплового РДТТ. Принципиальная компоновочная схема ракетного двигателя показана на рис. 1. Здесь же дано изменение расчетной конфигурации камеры сгорания по мере выгорания свода заряда ТТ.



Рис. 1. Принципиальная компоновочная схема бесоплового РДТТ

На рис. 2 представлено изменение во времени давления (p) в районе переднего днища камеры сгорания и силы тяги (P) бесоплового РДТТ. Параметры рисунка даны в относительных величинах. Расчетные значения показаны сплошной линией, а экспериментальные – сплошной линией с маркером. В целом наблюдается хорошая сопоставимость расчетных и экспериментальных данных. Максимальное отклонение по параметрам $\approx 10\%$.

На рис. 3 и 4 показаны поля изменения температуры и осевой скорости газовой фазы продуктов сгорания в различные моменты времени по мере выгорания свода заряда ТТ в камере сгорания бесоплового РДТТ. Параметры также представлены в относительных величинах.

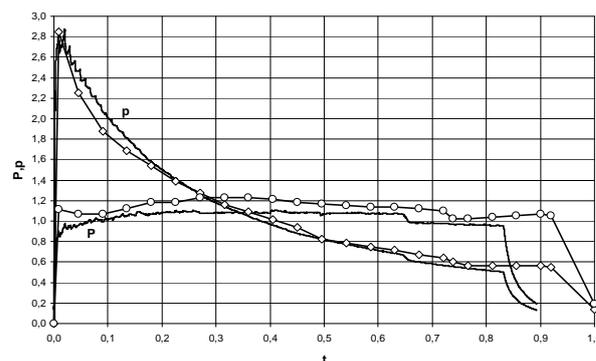


Рис. 2. Изменение во времени давления и силы тяги в камере сгорания бесоплового РДТТ

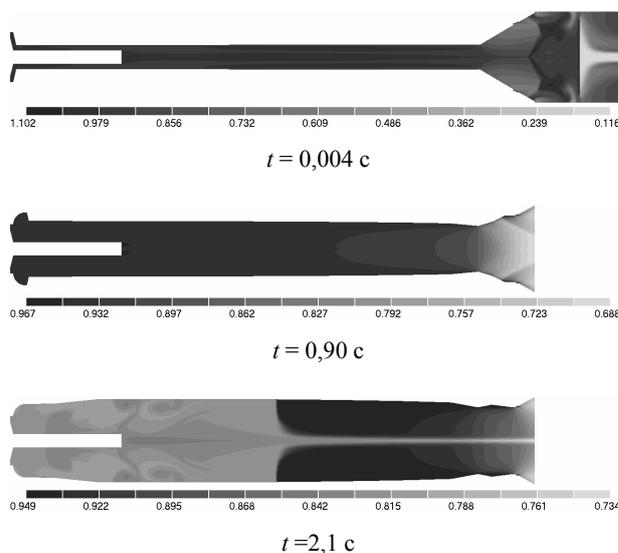


Рис. 3. Изменение температуры газовой фазы продуктов сгорания во времени

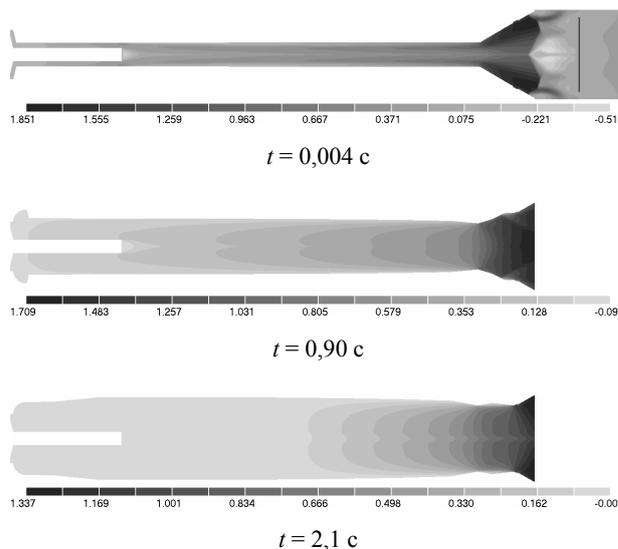


Рис. 4. Изменение осевой скорости газовой фазы продуктов сгорания во времени

Библиографические ссылки

1. Интегральные прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердом топливе / А. Б. Александров [и др.] ; по ред. Л. С. Яновского. – М. : Академкнига, 2006. – 343 с.
2. Внутренняя баллистика РДТТ / А. В. Алиев [и др.] ; под ред. А. М. Липанова и Ю. М. Милёхина. – М. : Машиностроение, 2007. – 504 с.
3. Численный эксперимент в теории РДТТ / А. М. Липанов [и др.]. – Екатеринбург : Наука, 1994. – 302 с.
4. Соркин Р. Е. Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. – М. : Наука, 1967. – 368 с.
5. Давыдов Ю. М., Егоров М. Ю. Численное моделирование нестационарных переходных процессов в активных и реактивных двигателях. – М. : НАПН, 1999. – 272 с.
6. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. – М. : Наука, 1978. – 336 с.
7. Давыдов Ю. М. Крупных частиц метод // Математическая энциклопедия. – Т. 3. – М. : Советская энциклопедия, 1982. – С. 125–129.
8. Давыдов Ю. М., Егоров М. Ю., Шмотин Ю. Н. Нестационарные эффекты течения в турбине реактивного двигателя // Доклады Академии наук, 1999. – Т. 368. – № 1. – С. 45–49.
9. Давыдов Ю. М., Егоров М. Ю. Неустойчивость рабочего процесса в камере сгорания ракетного двигателя на твердом топливе // Доклады Академии наук. – 2001. – Т. 377. – № 2. – С. 194–197.
10. Давыдов Ю. М., Давыдова И. М., Егоров М. Ю. Совершенствование и оптимизация авиационных и ракетных двигателей с учетом нелинейных нестационарных газодинамических эффектов. – М. : НАПН, 2002. – 303 с.
11. Давыдов Ю. М., Давыдова И. М., Егоров М. Ю. Влияние полетной перегрузки на неустойчивость рабочего процесса в камере сгорания ракетного двигателя на твердом топливе // Доклады Академии наук. – 2004. – Т. 398. – № 2. – С. 194–197.
12. Давыдов Ю. М., Давыдова И. М., Егоров М. Ю. Неустойчивость рабочего процесса в двухкамерном ракетном двигателе на твердом топливе // Доклады Академии наук. – 2011. – Т. 439. – № 2. – С. 188–191.
13. Численное моделирование внутрикамерных процессов при выходе на режим работы ракетного двигателя твердого топлива / Г. Н. Амарантов [и др.] // Вычислительная механика сплошных сред = Computational Continuum Mechanics. – 2010. – Т. 3. – № 3. – С. 5–17.
14. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – СПб. : Лань, 2008. – 832 с.

M. Yu. Egorov, DSc (Physics and Mathematics), Professor, Perm National Research Polytechnic University

D. M. Egorov, Research Institute of Polymeric Materials, Perm

Numerical Modeling of In-chamber Processes at Operation of Nozzleless Solid Propellant Rocket Engine

The complex numerical modeling of in-chamber processes at operation of the nozzleless solid propellant rocket engine is carried out. The complete operation cycle for the rocket engine is considered. The combined task is solved, including: the ignition device operation; warming up, ignition and subsequent burning of a solid propellant charge; combustion product flow in the combustion chamber; decompression of the rocket engine and movement of the combustion chamber sealing membrane; gradual and non-uniform burning out of a solid propellant charge. Calculation results are presented.

Key words: complex numerical modeling, in-chamber processes, nozzleless solid propellant engine.