

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ ГРАНУЛИРОВАННОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Рассматривается нестационарное горение гранулированного твердого топлива (ГТТ), размещенного в цилиндрическом канале, имеющем равномерную перфорацию по боковой поверхности и установленном в имитационной камере. Прогрев частиц ГТТ осуществляется горячим газом с раскаленными частицами, поступающими через левую перфорированную границу канала. Правая граница канала глухая, либо перфорированная. Газодинамическая задача, записанная в одномерной постановке, решается методом крупных частиц, Эйлера этап которого модифицирован. Одномерная тепловая задача решается в каждом из газодинамических узлов для отдельно взятой гранулы топлива. Приводятся результаты численного анализа закономерностей нестационарного горения ГТТ при влиянии ряда факторов: начальной температуры и начального свода гранул топлива, массы и количества гранул топлива, сконцентрированных в рассматриваемом объеме.

1. В связи с интенсивным проникновением в различные области техники твердотопливных газогенераторных систем (ТГГС) на первое место выдвигаются вопросы, связанные с их дальнейшим совершенствованием и обеспечением необходимой эксплуатационной безопасности. В этой связи необходимо повышение качества прогнозирования физико-химических процессов, протекающих в ТГГС. В отличие от [1], в данной работе делается акцент на исследовании закономерностей процесса нестационарного горения гранулированного твердого топлива в ТГГС, корпус которой выполнен из композиционных неметаллических материалов. К числу таких ТГГС можно отнести, например, газогенератор на твердом топливе [2], используемый для быстрого заполнения газом эластичных мешков или других устройств обеспечения безопасности при аварии автомобиля или других транспортных средств.

Решение задачи выполняется для расчетной схемы, представленной на рис. 1. В цилиндрическом канале 3, имеющем равномерную перфорацию 4 по боковой поверхности, плотно уложены гранулированные элементы (ГЭ) 5 сферической формы и отпрессованные из пиротехнического состава (ПТС). Правая граница канала 7 может быть глухая, либо перфорированная. Наличие перфорации будет оговариваться отдельно. Вся перфорация снаружи герметизирована. Отношение длины канала к его диаметру задано равным 10. Через левую перфорированную границу 1 от инициатора 2, снаряженного быстрогорящим составом, подводится изменяющийся во времени высокотемпературный газовый поток, содержащий раскаленные частицы. Рассматриваемая ТГГС установлена в камере 6, предназначенной для имитации условий эксплуатации, например, свободного объема. В правом торце имитационной камеры 6 имеется отверстие 8, предназначенное для стравливания избыточного давления до нормального уровня.

Процесс в ТГГС развивается следующим образом. Продукты сгорания (ПС), поступающие в канал от инициатора, прогревают и воспламеняют ГЭ. При достижении в канале давления, превышающего давление разрушения герметизации, происходит разрушение последней, и ПС начинают поступать в имитационную камеру.

Решение задачи выполняем при следующих допущениях:

первоначально заполнявший поровое пространство канала холодный газ, горячие ПС, поступающие через левую границу в расчетную область, и ПС гранулированного топлива (ГТ) образуют химически не реагирующую смесь, течение которой нестационарно и подчиняется законам течения совершенного газа;

в смеси ПС могут присутствовать конденсированные частицы, температура которых совпадает с температурой газа;

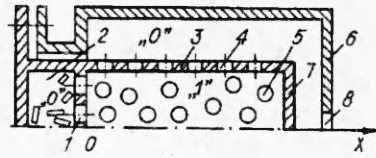


Рис. 1. Расчетная схема твердоотопливной газогенераторной системы.

потери на трение и теплопередача от смеси ПС в ГТ и стенки канала учитываются введением в правые части уравнений количества движения и энергии членов источникового типа;

все вновь образующиеся при горении ГТ конденсированные частицы сразу же оседают на поверхности ГЭ, в связи с чем конвективная составляющая в уравнении неразрывности для к-фазы опускается;

теплофизические характеристики твердой фазы не зависят от координаты и времени;

ГЭ фиксированы в пространстве и в процессе горения происходит постепенное изменение только их геометрических размеров. Конкретное обтекание каждого из ГЭ не рассматривается.

Последнее допущение обусловлено следующим [1]. На начальном этапе работы ТГГС ГЭ плотно уложены в полости канала и лишены возможности перемещения, а колебания давления, создаваемые ПС, поступающими от инициатора, довольно быстро затухают. После воспламенения процесс последовательного подключения ГЭ к горению достаточно быстро заканчивается и при одновременном горении ГЭ давление ПС быстро выравнивается по длине канала. Одновременно скорость движения ПС также стремится к нулю по всей длине канала. Это и дает основания и после воспламенения ГЭ считать их неподвижными.

При сформулированных допущениях газодинамические уравнения движения смеси ПС между ГЭ, вдоль по каналу, запишутся в виде [1]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (F_n \rho_{cmj}) + \frac{\partial}{\partial x} (F_n \rho_{cmj} U) = \frac{\partial M_j}{\partial x}, \quad t > 0, 0 \leq x \leq L, j = 1 \div 3,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (F_n \rho_{cm} U) + \frac{\partial}{\partial x} (F_n \rho_{cm} U^2) + F_n \cdot \frac{\partial p_{cm}}{\partial x} = \frac{\partial G^n}{\partial x} - \Pi \tau_k \bar{S}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (F_n \rho_{cm} E_{уд}) + \frac{\partial}{\partial x} (F_n \rho_{cm} U E_{уд}) + \frac{\partial}{\partial x} (F_n p_{cm} U) = \frac{\partial Q_m}{\partial x} + \frac{\partial G^g}{\partial x},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (F_n \rho_{cm} \gamma_k) = \frac{\partial}{\partial x} (S_k \rho_k U_k \gamma_{k3}) - \frac{\partial}{\partial x} (\dot{G}_k \gamma_k),$$

$$E_{уд} = c_{эф} T_{cm} + U^2 / 2,$$

$$c_p = c_{p0} (1 - a - b) + c_{p2} a + c_{p3} b,$$

$$a = \rho_{cm2} / \rho_{cm},$$

$$b = \rho_{cm3} / \rho_{cm},$$

$$c_v = c_{v0} (1 - a - b) + c_{v2} a + c_{v3} b,$$

$$c_{эф} = c_v (1 - \gamma_k) + c_k \gamma_k,$$

$$R = c_p - c_v,$$

$$k = c_p / c_v,$$

$$\rho_r = \rho_{cm} (1 - \gamma_k),$$

$$F_n = F_{кан} m,$$

$$p_{cm} = \rho_{cm} (1 - \gamma_k) (k - 1) (E_{уд} - 0,5U^2),$$

$$\bar{S} = (1 - \bar{S}_k) + S_k \Psi(\delta),$$

$$\bar{S}_k = 0 \text{ при } U_k = 0,$$

$$0 < \bar{S}_k \leq 1 \text{ при } U_k > 0,$$

$$\Psi(\delta) = \left[1 - \frac{\delta}{\delta_{кр}} \right]^2,$$

$$\delta = \frac{2}{C_{f0}} \cdot \frac{\rho_k U_k}{\rho_{см} |U|},$$

$$\delta_{кр} = 4,0,$$

$$\text{если } \delta / \delta_{кр} > 1 \text{ принимается } \delta / \delta_{кр} = 1.$$

Функция $\Psi(\delta)$ определяется в соответствии с соотношениями, приведенными в работе [3]. Коэффициент сопротивления трения C_{f0} определяется по алгоритму, приведенному ниже.

Здесь и далее t — время процесса; x — продольная координата; z — радиальное расстояние, отсчитываемое от поверхности к центру ГЭ; $L, F_{кан}$ — длина и площадь поперечного сечения канала; D_k — начальный диаметр ГЭ; $F_{г}, \Pi$ — площадь и периметр пор ГТ в поперечном сечении одномерной области; m — пористость ГТ; ω — масса ГТ; ω_1 — масса одного ГЭ; ΔH_{298} — удельная энтальпия ГТ; T — температура; T_g — температура начала «гетерогенной» экзотермической реакции; $\rho_{см}, p_{см}, U, E_{уд}$ — плотность, давление, скорость и удельная энергия смеси ПС; ρ_r — плотность газовой фазы; γ_k — относительная массовая концентрация к-фазы в смеси ПС; ρ_k, U_k — плотность и линейная скорость горения ГЭ; R, k — газовая постоянная и показатель адиабаты; R_0 — универсальная газовая постоянная; a, b — массовые концентрации ПС, поступающие в канал через левую границу и образующихся при горении ГТ; λ, c — коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость; μ — коэффициент динамической вязкости; c_p, c_v, c_k — удельные теплоемкости газовой фазы, смеси ПС и конденсированной фазы; τ_k — касательное напряжение трения при фильтрации ПС по порам ГТ; M_j — скорость межфазного обмена массой (сумма газоприходов и расходов ПС); G^u, G^o — потери и поступление количества движения и энергии за счет перетока ПС между областями (G^o также учитывает работу, совершаемую при истечении ПС через перфорацию); Q_m — скорость межфазного обмена энергией; \dot{G}_k — массовый расход ПС из канала в имитационную камеру; S_k — текущая площадь поверхности горения ГТ; \bar{S}_k — относительная площадь поверхности ГТ, подключившаяся к горению; $(1 - \bar{S}_k)$ — относительная площадь поверхности ГТ, еще не подключившаяся к горению; S — безразмерный параметр, позволяющий объединить систему уравнений для этапов прогрева, воспламенения и горения ГТ; $q_{пс}, q_g$ — тепловые потоки от ПС и от «гетерогенной» химической реакции; $\alpha_{пс}$ — коэффициент теплообмена между ПС и твердой фазой; $K_g(T_k), K_{гс}, E_g, Q_g$ — коэффициент скорости, предэкспонент, энергия активации и тепловой эффект «гетерогенной» реакции; e_m, \bar{e} — начальный и относительный сгоревший своды ГЭ; η_1 — коэффициент гидродинамического сопротивления; Nu_r, Pr — тепловые критерии Нуссельта и Прандтля; Re — критерий Рейнольдса; A, B, n_2 — устанавливаемые экспериментально коэффициенты; $\sqrt{K_{пс}}$ — характерный размер; $K_{пр}$ — коэффициент проницаемости ГТ. Индексы: 0 — соответствует начальным условиям, параметрам газа, первоначально заполняющего поры ГТ; $j = 1$ — смеси ПС; $j = 2$ — ПС, поступающим в канал через левую границу от инициатора; $j = 3$ — ПС ГТ; к, г — параметрам конденсированной (твердой) и газовой фаз; см — параметрам смеси газовой и к-фазы; ст — стационарным значениям пара-

метров; s — параметрам на поверхности ГЭ; g — параметрам, описывающим «гетерогенную» химическую реакцию.

Физико-химические процессы в инициаторе (см. рис. 1) и имитационной камере моделируются в термодинамической постановке [1, 4]. Расходные характеристики определяются в соответствии с зависимостями, приведенными в работе [4].

Рассмотрим реализацию граничных условий в газодинамической задаче. Чтобы не нарушать единообразия вычислений, у левой и правой границ канала, вне области расчета введены фиктивные ячейки, значения параметров течения в которых определяются типом границы. Для непроницаемой границы канала (правой) ставится условие непротекания — обращения в нуль нормальной компоненты скорости фильтрации у стенки. Для численной реализации этого условия используется принцип отражения, согласно которому на каждом временном слое в фиктивные ячейки заносятся фиктивные значения переменных при помощи антисимметричного отражения (перемены знака) нормальной компоненты скорости и симметричного отражения остальных переменных. Для проницаемых границ канала (только левой, левой и правой) ставятся условия типа динамической совместности [1] с учетом того, что граница перфорированная и перфорация частично перекрыта ГЭ. Определение параметров потока в фиктивных ячейках на проницаемых и непроницаемых поверхностях, а также «сшивка» газодинамических параметров на границах смежных областей различной размерности (см. рис. 1, “0” — “1” — “0”) проводится с использованием алгоритма распада произвольного разрыва [5, 6].

Для описания распределения температур внутри и на поверхности отдельно взятого в каждом из газодинамических узлов ГЭ, а также для определения момента воспламенения указанного ГЭ используется одномерное уравнение теплопроводности, записанное в сферической системе координат. При этом предполагается, что ведущими в процессе зажигания являются гетерогенные экзотермические химические реакции нулевого порядка, локализованные в тонком поверхностном слое ГЭ [7, 8]. Поэтому тепловой эффект от химических реакций в прогревом слое можно отнести к поверхности ГЭ и учесть в граничных условиях, а в правой части уравнения теплопроводности не учитывать. Принимая во внимание вышеизложенное, можно записать

$$\frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{\lambda_k}{c_k \rho_k} \cdot \frac{1}{z^2} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \cdot \frac{\partial T_k}{\partial z} \right), \quad (2)$$

$$0 \leq z \leq D_k/2, \quad t > 0.$$

Уравнение (2) справедливо до того момента, пока на поверхности ГЭ не возникнут условия, обеспечивающие интенсивную газификацию. За критерий зажигания принимается условие достижения на поверхности ГЭ некоторой критической температуры T_b :

$$T_s \geq T_b. \quad (3)$$

В условиях нестационарного горения ГЭ с линейной скоростью U_k уравнение теплопроводности в твердой фазе записывается в подвижной системе координат, связанной с поверхностью горения ГЭ и перемещающейся к центру ГЭ, по нормали к его поверхности со скоростью U_k :

$$\frac{\partial T_k}{\partial t} = U_k \cdot \frac{\partial T_k}{\partial z} + \frac{\lambda_k}{c_k \rho_k} \cdot \frac{1}{z^2} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \cdot \frac{\partial T_k}{\partial z} \right). \quad (4)$$

$$0 \leq z \leq D_k/2, \quad t > 0.$$

Граничные условия:

$$\text{при } z = D_k/2 \quad \partial T_k / \partial z = 0; \quad (5)$$

$$\text{при } z = 0 \text{ и } t > 0 \quad \partial T_s / \partial z = q_{nc} + q_g = \alpha_{nc}(T_{cm} - T_s) / \lambda_k + Q_g K_q(T_k) / \lambda_k, \quad (6)$$

$$K_g(T_k) = \begin{cases} K_{ig} \exp\left[-\frac{E_g}{R_0 T_k}\right] & \text{при } T_k > T_g, \\ 0 & \text{при } T_k \leq T_g. \end{cases} \quad (7)$$

Для горячей поверхности ГЭ ($U_k > 0$) дополнительным граничным условием принимается уравнение для температуры на поверхности (условие горения)

$$T_s = \Theta(p_{cm}, T_0), \quad (8)$$

где Θ — известная функция давления и начальной температуры для материала ГЭ.

Начальное условие: при $t = 0$ и $0 < z < D_k/2$ $T_k = T_0$.

Уравнение для определения относительного сгоревшего свода \bar{e} ГЭ записывается следующим образом:

$$d\bar{e}/dt = 2U_k/D_k. \quad (9)$$

Для учета возможного эрозионного эффекта при горении ГЭ используются интегральные зависимости, предложенные В.П. Бобрышевым (1973 г.). В основе этой методики лежит решение асимптотических уравнений теплопроводности и диффузии в газовой фазе горящего топлива. Отличительная особенность модели В.П. Бобрышева состоит в том, что для каждого конкретного твердого топлива не требуется знать пороговое (критическое) значение скорости обдувающего газового потока, ниже которого эрозионное горение отсутствует. Коэффициент эрозии ϵ в соответствии с этой методикой имеет вид

$$\begin{aligned} \epsilon &= \sqrt{0,5 + \sqrt{0,25 + [\kappa_0 \eta_T \cdot \text{th}(-\eta_T/30)]^2}}, \\ \eta_T &= (0,675\eta_s + 2,1) \cdot \text{th}(\eta_s/3,25), \\ \eta_s &= 2,2\rho_{cm} |U| \sqrt{c_{f0}/2} \cdot 1/(\rho_k U_k^{ct}), \\ \kappa_0 &= 0,39, \\ \sqrt{c_{f0}/2} &= 1/[5,5 + 2,5 \ln(\text{Re} \sqrt{c_{f0}/2})]. \end{aligned}$$

Последнее уравнение решается методом итераций. Для первого приближения полагается $C_{f0} = 0,04$.

Несмотря на то что обработка экспериментальных данных по фильтрации газа проводилась многими авторами, пока не выработано единого подхода к выбору характерных параметров для определения числа Re , соответствующего скорости фильтрации газовой фазы U . Обобщая результаты испытаний, различные авторы по-разному определяли Re [9, табл. 1]. При рассмотрении фильтрации ПС в ГТ наиболее часто используется следующая зависимость

$$\text{Re} = U \sqrt{K_{np}} \rho_{cm} / \mu,$$

где в качестве характерного размера используется значение корня квадратного из коэффициента проницаемости пористой среды $\sqrt{K_{np}}$ [10], так как проницаемость наиболее полно характеризует ее фильтрационные свойства, а изменение структуры пористой среды вызывает соответствующее изменение величины $\sqrt{K_{np}}$.

Эрозионный эффект рассматривается совместно с нестационарным. Влияние этих эффектов, обладающих свойством взаимного усиления, характеризуется величиной нестационарного коэффициента эрозионной скорости горения.

Для описания гидродинамических процессов и процессов теплообмена в пористой среде используется методика [10], базирующаяся на модели интегральных характеристик систем. В частности, для определения касательного

напряжения трения τ_k при фильтрации ПС через поры, образованные ГЭ, используется зависимость

$$\tau_k = \eta_1 \rho_{cm} U^2 / 8, \quad (10)$$

где η_1 определяется либо по критериальному соотношению [10]

$$\eta_1 = (3\pi/m) Nu_\tau^2 / (Pr Re^2), \quad (11)$$

либо по экспериментальной зависимости [9]

$$\eta_1 = A + B/Re^{n_2}. \quad (12)$$

Поскольку интенсивность изменения газодинамических параметров по объему канала значительно превосходит скорость изменения тепловых параметров, для определения последних (в том числе и коэффициента теплообмена) допустимо использование соотношений, полученных в стационарных условиях. Коэффициент теплообмена α_{nc} складывается из трех составляющих: конвективной α_ϕ , реализуемой по фильтрации ПС по порам ГТ, за счет излучения ПС $\alpha_{изл}$ и за счет осаждения накаливаемых частиц на поверхности ГТ $\alpha_{осажд}$. Заметим, что кондуктивный теплообмен играет значительную роль на входе в канал, где наиболее активно выпадают частицы из ПС, поступающих от инициатора. Значения $\alpha_{изл}$ и $\alpha_{конт}$ определяются по соотношениям, приведенным в работе [1]. Для определения α_ϕ используется следующее соотношение [10]:

$$\alpha_\phi = Nu_\tau \lambda_{cm} \bar{S} / \sqrt{K_{np}}. \quad (13)$$

2. Система уравнений (1)–(13) существенно нелинейна, поэтому решение ее будем выполнять численно.

Для решения наиболее трудоемких из перечисленных газодинамических уравнений (1) использован метод крупных частиц (МКЧ), разработанный Ю.М. Давыдовым [11, 12]. При выполнении расчетов фильтрации ПС с малыми дозвуковыми скоростями (число Маха $M < 0,3$), с использованием основной явной схемы МКЧ, наблюдается ухудшение условий устойчивости (принимаемое в расчетах допустимое значение числа Куранта не превосходит $Ku \leq 0,35-0,5$) и снижение точности численного счета. С целью устранения таких явлений разработана модификация эйлерового этапа метода, суть которой сводится к определению промежуточных значений скорости и энергии фильтрующихся ПС по частично-неявным по давлению схемам и использованию полей давления, вычисленных на границах крупных частиц [13]. Указанная модификация при решении системы (1) реализуется в следующем конечно-разностном виде (для промежуточных значений скорости и энергии смеси ПС):

$$\tilde{U}_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \cdot (\tilde{p}_{cmi+1/2}^{n+1} - \tilde{p}_{cmi-1/2}^{n+1}) / \rho_{cm}^n;$$

$$\tilde{E}_{yш}^{n+1} = E_{yш}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \cdot [1 / (F_n \rho_{cm})_i^n] \times$$

$$\times [(F_n U)_{i+1/2}^n \cdot \tilde{p}_{cmi+1/2}^{n+1} - (F_n U)_{i-1/2}^n \tilde{p}_{cmi-1/2}^{n+1}],$$

где промежуточные значения давления \tilde{p}_{cm} находятся из дополнительного уравнения, полученного с использованием результатов анализа дифференциальных приближений схем МКЧ [14]:

$$- a_i \tilde{p}_{cmi-1/2}^{n+1} + c_i \tilde{p}_{cmi+1/2}^{n+1} - b_i \tilde{p}_{cmi+3/2}^{n+1} = f_i, \quad i = 1, N,$$

$$a_i = (k-1)(1-\gamma_k) \left(\frac{\rho_{cm}}{F_n} \right)_{1+1/2}^n \left(\frac{F_n}{\rho_{cm}} \right)_i^n (\Delta t)^2 / [\Delta x_{i-1} (\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)];$$

$$b_i = (k - 1)(1 - \gamma_k) \left(\frac{p_{cm}}{F_n} \right)_{i+1/2}^n \cdot \left(\frac{F_n}{\rho_{cm}} \right)_{i+1}^n (\Delta t)^2 / [\Delta x_i (\Delta x_{i-1} + \Delta x_i)]; \quad (14)$$

$$c_i = 1 + a_i + b_i;$$

$$f_i = P_{cm; i+1/2}^n \left\{ 1 + (k - 1)(1 - \gamma_k) \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \frac{(F_n U)_{i+1}^n - (F_n U)_i^n}{F_{n+1/2}^n} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{k - 1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \frac{(F_n U)_{i+1}^n - (F_n U)_i^n}{F_{n+1/2}^n} - 1 \right] \right\}.$$

Здесь Δt , Δx_i — шаги по времени и пространственной координате. Индексы i , $i - 1/2$, $i + 1/2$ указывают номер крупной частицы, ее границы слева и справа; n — номер шага по времени.

Выражение (14) решается методом прогонки [15].

Тепловая задача (2) — (8) решается конечно-разностным методом по консервативной неявной схеме с использованием метода скалярной прогонки [15]. Аппроксимация разностных уравнений выполняется на неравномерной сетке. Наименьший шаг выбирается у поверхности ГЭ, а далее он увеличивается по закону геометрической прогрессии. После зажигания ГЭ на каждом шаге по времени осуществляется подбор величины скорости горения U_k таким образом, чтобы решение системы (4) — (7) удовлетворяло условию горения (8). Такой подбор осуществляется итерациями с использованием методов деления пополам и пропорциональных частей.

Решение всех остальных уравнений системы, включая уравнения, моделирующие процессы в инициаторе и имитационной камере, не представляет сложностей.

Для построенных численных алгоритмов проведены автономное и комплексное исследования устойчивости и сходимости. Просчет ряда вариантов на различных расчетных сетках и при выборе различных шагов по временной и пространственной координатам подтвердил пригодность построенных алгоритмов.

3. Исследования выполним для ПТС, имеющего следующий химический состав: барий азотно-кислый технический — 60 %, титановый порошок — 35 %, связующий раствор, содержащий соединения Mg и графит — 5 %. Основные исходные данные: $\rho_k = 2900 \text{ кг/м}^3$, $T_b = 1090 \text{ К}$, $T_{cm} = 3500 \text{ К}$, $k = 1,276$, $\gamma_k = 0,62$, $L = 0,24 \text{ м}$, $F_{кан} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, $D_k = 0,0095 \text{ м}$, $\omega = 0,09 \text{ кг}$, $\omega_1 = 0,001 \text{ кг}$, $U_{кр} = 0,02 \text{ м/с}$ при $p_{cm} = 1 \text{ МПа}$, $\Delta H_{гор} = -2414 \text{ кДж/кг}$, $\lambda_{cm} = 8,494 \cdot 10^{-5} \text{ кДж/(м} \cdot \text{с} \cdot \text{К)}$, $c_{sp} = 1387 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$.

Анализ результатов численных исследований показал, что воспламенение ГТ в канале происходит в существенно нестационарном режиме. После полного воспламенения ГТ наблюдается постепенное вырождение нестационарности горения.

При варьировании начальной температурой ГЭ T_s^0 установлено, что процессы распространения пламени по поверхности ГЭ и их последующего совместного нестационарного и эрозионного горения обладают выраженной температурной чувствительностью. Это видно из рис. 2, где проведено сравнение диапазонов изменения нестационарного коэффициента эрозионной скорости горения ГТ $n = U_k / U_k^0$ по длине канала. Наибольшая чувствительность n к температурному фактору наблюдается в области правой глухой границы канала. Интересно отметить, что по мере роста T_s^0 происходит смещение места расположения максимума значений коэффициента n из левой половины канала в правую с одновременным увеличением его уровня. При этом уменьшается изменение n по длине канала. Все это объясняется постепенным уменьшением влияния размещенной у правой границы плохо

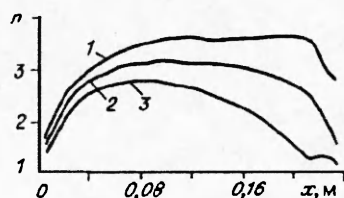


Рис. 2. Изменение коэффициента n по длине канала.
 T_s , К: 1 - 313, 2 - 273, 3 - 233, $t = 1$ мс.

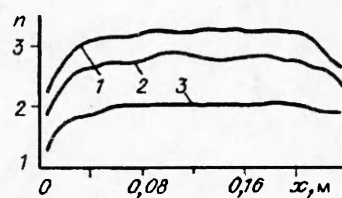


Рис. 3. Изменение коэффициента n по длине канала при различных значениях e_m .
 $t = 2$ мс, $T_s = 293$ К, e_m , мм: 1 - 7, 2 - 3, 3 - 5.

прогретаемой застойной зоны, объем которой по мере роста T_s^0 постепенно уменьшается. Кроме того, у правой границы наблюдается пониженный уровень скоростей ПС.

Другой важный результат получен при анализе влияния величины начального свода e_m монодисперсных ГЭ на процессы распространения пламени и нестационарного горения в канале. Расчеты выполнялись при обеспечении постоянства массы ГТ. Сравнение диапазонов изменения n по длине канала при различных значениях e_m (рис. 3) показало наличие экстремума зависимости $n(e_m)$. Отмеченный эффект с большей наглядностью демонстрирует рис. 4, а, где приведены зависимости максимальных и средних значений скорости распространения $V_{пл}$ по длине канала от величины e_m . Появление указанных экстремумов (минимумов) имеет следующее физическое объяснение. Экстремумы реализуются в точке взаимной компенсации двух конкурирующих процессов, сопровождающих уменьшение величины e_m . С одной стороны, при уменьшении e_m происходит уменьшение размеров пор и увеличение сопротивления, создаваемого пористой средой. Это приводит к уменьшению скорости движения ПС по длине гранулированного заряда, уменьшению конвективного теплового потока и к соответствующему уменьшению числа Re потока ПС. Одновременно уменьшение Re приводит к росту безразмерного коэффициента гидродинамического сопротивления η_1 . Увеличение η_1 , в свою очередь, приводит к росту касательного напряжения трения τ_k при фильтрации ПС через поры, образованные ГЭ. В результате с ростом трения ПС о стенки пор возрастает тепловой поток, идущий в глубь ГЭ. Причем, по мере уменьшения e_m тепловая инерция каждого из ГЭ уменьшается. В результате значения $V_{пл}$ и n_{max} увеличиваются (см. рис. 4, а). Отметим также, что для трех расчетных вариантов, представленных на рис. 3, наблюдается уменьшение n у левой и правой границ канала, вызванное пониженным уровнем скоростей в указанных зонах, так как к рассматриваемому моменту времени подвод ПС через левую границу уже прекращается, а у правой границы размещается застойная зона. Более высокие значения коэффициента n в средней части канала объясняются теплоизолированностью ГЭ от границ.

Помимо вышеизложенного установлено, что степень усиления нестационарного эффекта при горении ГТ определяется масштабным фактором: чем больше масса и количество ГЭ, сконцентрированных в исследуемом объеме, тем более интенсивно проявляется нестационарный эффект. Проявление влияния масштабного фактора демонстрирует рис. 4. Результаты на рис. 4, б получены при следующих условиях: правая граница канала (см. рис. 1) перфорированная, объем канала (при сохранении исходной длины) увеличен в 46 раз и суммарная масса ГТ увеличена в 56 раз. Численный анализ показал, что такое изменение конструктивных параметров вызывает уменьшение сопротивления фильтрации примерно на порядок. Выполненный сравнительный анализ зависимостей (см. рис. 4 и 5) позволяет отметить следующее: экстремум величины n_{max} (минимум) смещается в сторону больших значений e_m , максимальное значение коэффициента n увеличилось

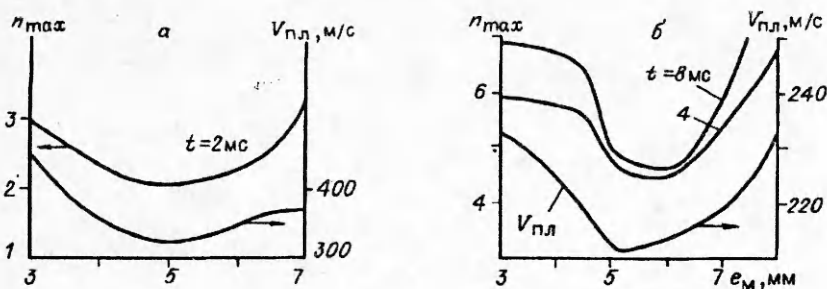


Рис. 4. Зависимости максимальных значений нестационарного коэффициента эрозионной скорости горения n_{\max} гранулированного топлива и средних значений скорости распространения фронта пламени по длине канала от величины начального свода гранул топлива. В варианте б объем канала и масса гранулированного топлива увеличены.

в 2—2,5 раза, уровень средней скорости распространения фронта пламени $V_{\text{пл}}$ снижается в окрестности экстремума ~ в 1,5 раза.

По результатам исследований можно сделать следующие выводы. Величина начального свода монодисперсных ГЭ определяет вид механизма распределения тепловых потоков по объему канала, заполненного ГТ, а также оказывает влияние на процессы распространения пламени и нестационарного горения. В точке смены указанного механизма реализуются минимумы параметров, характеризующих процессы воспламенения и горения. При совместном горении большого скопления ГЭ наблюдается усиление нестационарного горения. Степень этого усиления определяется масштабным фактором — массой и количеством ГЭ, сконцентрированных в рассматриваемом объеме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин В.В., Ковалев Ю.Н., Липанов А.М. Нестационарные процессы и методы проектирования узлов РДТТ. — М.: Машиностроение, 1986. — 216 с.
2. Pat. 4249673 USA, B01J 7/00, F42B 3/04. Combusting device for generation of a combustion gas / М. Katoh, Т. Ishii, Т. Nagaoka // Offic. Gaz. — 1981. — 1003, N 3.
3. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Спр. пособие. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 367 с.
4. Соркин Р.Е. Теория внутрикамерных процессов в ракетных системах на твердом топливе: внутренняя баллистика. — М.: Наука, 1983. — 288 с.
5. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. — М.: Наука, 1981. — 368 с.
6. Гринь В.Т., Крайко А.Н., Миллер Л.Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке // ПМТФ. — 1981. — № 3. — С. 95—103.
7. Виланов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984. — 189 с.
8. Матвеев В.В., Гречаный А.Н. О гетерогенном зажигании частицы твердого топлива горячим газом // ФГВ. — 1984. — 20, № 5. — С. 61—64.
9. Куршин А.П. Гидравлическое сопротивление пористой среды при фильтрации газа // Уч. зап. ЦАГИ. — 1985. — 16, № 4. — С. 73—83.
10. Витков Г.А., Шерстнев С.Н. К расчету фильтрации и конвективного тепло- и массообмена в пористых средах / ВНИГИК. — Калинин, 1983. — 51 с. — (Деп. в ВИНТИ 31.01.84, № 602).
11. Давыдов Ю.М. Крупных частиц метод // Математическая энциклопедия, Т. 3. — М.: Советская энциклопедия, 1982. — С. 125—129.
12. Davydov Yu.M. Large particles method. On: Encyclopaedia of Mathematics, vol. 5. — Kluwer Academic Publishers: Dordrecht — Boston — London, 1990. — P. 358—360.
13. Липанов А.М., Алиев А.В. Решение внутренних газодинамических задач в сложных областях интегрирования // Численное моделирование в аэрогидродинамике. — М.: Наука, 1986. — С. 236—246.
14. Давыдов Ю.М., Скотников В.П. Метод крупных частиц: Вопросы аппроксимации, схемной вязкости и устойчивости. — М.: ВЦ АН СССР, 1978. — 72 с.
15. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. — М.: Наука, 1989. — 432 с.

426001, г. Ижевск,
ИПМ УрО РАН

Поступила в редакцию 15/XII 1993,
после доработки — 15/IV 1994