

необходимо, чтобы

$$\frac{1}{q_2} \frac{dq_2}{dt} = \frac{v_p}{v_q} \frac{1}{p_1} \frac{dp_1}{dt}, \quad (5)$$

где $v_p = v_p(u(t), p(t), q)$, $v_q = v_q(u(t), p, q(t))$. В линейном случае $v_p/v_q = \text{const}$ и условие (5) приводит к тому же результату, что и для функции отклика.

Собственно для проведения эксперимента необходимы измеритель нестационарной скорости горения, управляемый источник излучения и управляющее устройство (компьютер + АЦП (аналогово-цифровой преобразователь) + ЦАП (цифроаналоговый преобразователь)). Управляющее устройство должно на основании текущих измеренного уровня нестационарной скорости горения $u_2(t)$, излучения $q_2(t)$ и заданного значения $p_1(t)$ вычислять $v_p(t)$, $v_q(t)$ и $\Delta q_2 = -q_2 \Delta t v_p/v_q$, а затем выдавать сигнал на соответствующее изменение мощности источника излучения. Процесс циклически повторяется через интервал Δt . Таково схематичное описание экспериментальной установки.

Требования к информационному обеспечению эксперимента:

- 1) процесс горения топлива должен удовлетворять ограничениям квазистационарного подхода;
- 2) поглощение излучения происходит на поверхности горения топлива;
- 3) скорость изменения $p_1(t)$ также должна удовлетворять временным ограничениям квазистационарного подхода;
- 4) необходимы знание зависимости стационарной скорости горения от начальной температуры, давления и излучения и представимость в разделяющемся виде $u^0(T_0, p, q) = u_T^0(T_0) u_{pq}(p, q)$;
- 5) однозначная связь между скоростью горения и температурой поверхности.

Отметим, что данные по $u(T_s)$ нигде не используются в непосредственных расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Luca L. Ph. D. Thesis. Department of Aerospace and Mechanical Sciences. AMS Report N1192-T.—Princeton Univ., 1976.
2. Finlinton, J. C., Hanson-Parr D., Son S. F. Measurement of propellant combustion response to sinusoidal radiant heat flux // AIAA paper 91-0204, 29th Aerospace Sci. Meeting, 1991.
3. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.—М.: Наука, 1973.

г. Новосибирск

УДК 536.46

В. Н. Бухаров, Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВ С ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ ЛЕТУЧИХ

Теоретически рассмотрено нестационарное горение двухкомпонентного твердого топлива, компоненты которого газифицируются при различных температурах. Определена область устойчивого горения такого топлива. Показано, что в переходных режимах в процессе горения реализуются заметные изменения доли летучих компонентов в общем массовом потоке газа.

Основанием для создания модели горения двухкомпонентного топлива послужили опыты с порохом П [1], в которых обнаружена пористая структура части прогретого слоя. Этот эффект убедительно объясняется

© В. Н. Бухаров, Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, 1993.

пространственным разделением зон газификации нитроглицерина и нитроклетчатки.

Нестационарное горение двухкомпонентного гомогенного твердого топлива (ТТ), компоненты которого газифицируются при различных температурах, рассмотрено в линейном приближении в рамках феноменологической модели Зельдовича — Новожилова в [2]. В данной работе, продолжающей работу [2], приводятся некоторые результаты решения линейной задачи, а также анализируется нестационарное горение двухкомпонентного топлива в рамках нелинейного подхода.

Математически процесс горения двухкомпонентного топлива описывается следующим образом. По аналогии с моделью Зельдовича — Новожилова [3] выражение для нестационарной линейной скорости горения труднолетучего компонента

$$u = u_n(p, f, \alpha)$$

получено с использованием стационарной зависимости

$$u = u^0(p, T_0, \alpha_0),$$

которая считается известной из опытов для семейства составов с различной массовой долей α_0 летучего компонента в твердом веществе. Здесь p — давление; T_0 — начальная температура; f — градиент температуры со стороны конденсированной фазы; α — доля летучих компонентов в общем массовом потоке газа

$$\alpha = u_{гн} \alpha_0 / [u_{гн} \alpha_0 + u(1 - \alpha_0)]; \quad (1)$$

$u_{гн}$ — скорость движения фронта газификации летучих. В безразмерном виде линейная скорость горения труднолетучего компонента имеет вид

$$V = V(\pi, \varphi, \alpha), \quad (2)$$

$V = u/u^0$; $\pi = p/p^0$; $\varphi = f/f^0$; верхний индекс 0 означает стационарность.

Твердое топливо с подповерхностной газификацией в процессе горения имеет две пространственно разделенные области: пористый слой, образовавшийся после газификации легколетучего компонента, и сплошное ТТ, состоящее из легко- и труднолетучего компонентов.

Для сплошного ТТ уравнение теплопроводности записывается следующим образом:

$$\xi < 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} - V_{гн} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}, \quad (3)$$

$$\xi = \frac{U^0 x}{\kappa_T}, \quad \Theta = \frac{T - T_0}{T_{гн} - T_0}, \quad V_{гн} = \frac{U_{гн}}{U^0}, \quad \tau = t (U^0)^2 / \kappa_T,$$

где $T_{гн}$ — температура газификации летучих; x — пространственная координата; κ — температуропроводность; t — время.

Граничные условия к (3):

$$\Theta(-\infty, \tau) = 0, \quad \Theta(-0, \tau) = 1.$$

Для пористого слоя топлива уравнение теплопроводности имеет вид

$$0 < \xi < H, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{A}{\kappa_T} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} - V_{гн} N \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}, \quad (4)$$

$$A = \kappa_K \left(1 + \frac{m}{1-m} \frac{\lambda_{гн}}{\lambda_K} \right), \quad m = (\alpha_0 / \rho_{гн}) / [\alpha_0 / \rho_{гн} + (1 - \alpha_0) / \rho_K],$$

$$N = 1 + (\rho_{гн} / \rho_K) m / (1 - m), \quad H = u^0 h / \kappa_T.$$

Здесь m — пористость, не зависящая от x в соответствии с гипотезой о скачкообразном характере газификации; h — толщина пористого слоя; ρ — плотность; λ — теплопроводность; индексы: К — пористый слой (карнас), гн — легко газифицирующееся топливо, г — газ.

Граничные условия к (4):

$$\Theta(+0, \tau) = 1, \quad \Theta(H, \tau) = \Theta_s, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{-0} = \frac{1}{L} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{+0} + qV_{\text{гл}},$$

$$L = \lambda_{\text{т}} / (\lambda_{\text{к}}(1 - m) + \lambda_{\text{г}}m), \quad q = \frac{\alpha_0 Q}{c(T_{\text{гл}} - T_0)}.$$

Здесь Θ_s — температура поверхности топлива; Q — тепловой эффект газификации.

Толщина пористого слоя меняется со временем:

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} = V_{\text{гл}} - V. \quad (5)$$

Температура поверхности топлива

$$\Theta_s = \Theta(H(\tau), \tau). \quad (6)$$

Для нестационарной скорости горения приняты следующие зависимости от начальной температуры T_0 и температуры поверхности T_s :

$$u = C\nu \exp(\beta_1 T_0), \quad u = D \exp(-E/2 RT_s),$$

где C, D — коэффициенты в законах горения; E — энергия активации; β_1, ν — параметры законов горения; R — универсальная газовая постоянная. В безразмерном виде для двухкомпонентного топлива

$$V = f(\alpha) \nu \exp \left[\frac{K}{\Theta_s^0} \left(\Theta_s - q - \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_H \right) VL \right], \quad (7)$$

$$V = \exp \left[\frac{r}{K} \frac{\Theta_s^0 + a_1}{\Theta_s + a_1} \left(\frac{\Theta_s}{\Theta_s^0} - 1 \right) \right], \quad (8)$$

$$K = (T_s - T_0) \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial T_s} \right)_p, \quad r = \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial T_0} \right)_p,$$

$$a_1 = T_0 / (T_{\text{гл}} - T_0),$$

$f(\alpha)$ — вид зависимости $u = u(\alpha)$. В результате решения задачи в линейной постановке в [2] получено аналитическое выражение для границы устойчивого горения двухкомпонентного топлива с подповерхностной газификацией:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -LN/\omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{-Lk_2 H} & e^{-Lk_1 H} & -LN/\omega & -\frac{r\Theta_s}{K} e^{-LH} & L(1-q) & 0 & 0 \\ K_1 & K_2 & \frac{q}{L} - \frac{LN + K_3 - 1}{\omega} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 & -\omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & -\frac{\partial \ln u}{\partial \alpha} - \frac{\partial \ln u}{\partial \ln \varphi} & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \alpha_0(1 - \alpha_0)\omega & -1 & 0 \\ K_1 e^{-Lk_2 H} & K_2 e^{-Lk_1 H} & -LN/\omega & 0 & L(1-q) & 0 & q-1 \end{vmatrix} = 0,$$

$$k_1 = (1 + \sqrt{1 + 4\omega/LN})/2, \quad k_2 = 1 - k_1, \quad k_3 = 1 + \sqrt{1 + 4\omega},$$

$$\frac{\partial \ln u}{\partial \ln \varphi} = \frac{-K(1 - q/\Theta_s)}{1 - r - K(1 - q/\Theta_s)}, \quad \frac{\partial \ln u}{\partial \alpha} = \frac{\partial \ln u^0 / \partial \alpha - Kq/\Theta_s}{1 - r - K(1 - q/\Theta_s)},$$

$\omega = is$ (s — вещественная частота колебаний).

Задавая s и разрешая определитель, получаем условие на границе устойчивости к малым возмущениям. На рис. 1 приведена соответствующая граница устойчивости при различных значениях подповерхностного тепловыделения. Таким образом, возможно существенное изменение области устойчивого горения двухкомпонентных топлив с подповерхностной газификацией по сравнению с соответствующей областью для топлива без подповерхностной газификации летучих, причем наличие положительного подповерхностного тепловыделения приводит к увеличению области устойчивости, наличие отрицательного — к уменьшению.

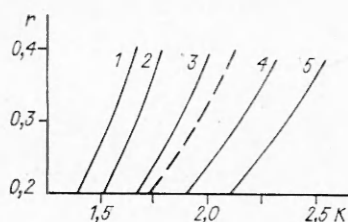


Рис. 1. Граница устойчивого горения ТТ с подповерхностной газификацией.

Q , кал/г: 1 — 50, 2 — 30, 3 — 0, 4 — 30, 5 — 50; — — — топливо без подповерхностной газификации летучих.

При численном решении задачи горения двухкомпонентных ТТ рассмотрено поведение во времени линейной скорости горения, скорости движения фронта газификации, толщины пористого слоя и доли летучих компонентов в общем массовом потоке газа в переходных режимах, обусловленных возмущениями внешнего давления, задаваемого экспоненциальным образом:

$$\pi = 1 - \Delta\pi(1 - \exp(-\tau/\beta)), \quad \beta = 1, \quad \Delta\pi = 0,01 \div 0,50.$$

Исследовался следующий интервал значений параметров топлива: $0,2 \leq r \leq 0,4$, $1,2 \leq K \leq 2,2$, $550 \leq T_s \leq 600$ К, $500 \leq T_{гп} \leq 550$ К, $-50 \leq Q \leq 50$ кал/г, $0,3 \leq \alpha \leq 0,4$. Выбор интервала значений параметров ТТ ($r \geq 0,2$) обусловлен рамками применимости феноменологического подхода, в котором пренебрегается тепловой инерционностью газовой фазы [4].

При малых амплитудах возмущения давления ($\Delta\pi \leq 0,10$) в зависимости от значений параметров топлива K , r выявлено пять типов поведения скорости горения в переходных режимах:

1) «вязкий» переход скорости горения с одного установившегося уровня на другой, соответствующий новому значению внешнего давления;

2) колебательный переход скорости горения с одного установившегося уровня на другой, соответствующий новому значению внешнего давления. Амплитуда колебаний в процессе перехода затухает;

3) режим установившихся колебаний скорости горения (автоколебания). Колебания осуществляются с практически неизменной амплитудой;

4) колебательное погасание, когда скорость горения после ряда колебаний с возрастающей амплитудой уменьшается практически до нуля;

5) «вязкое» погасание, когда скорость горения ТТ уменьшается со временем монотонным образом практически до нуля.

Расчеты показывают наличие существенных для описания процесса горения изменений доли летучих компонентов в общем массовом потоке газа и структуры приповерхностного слоя пороха (толщины пористого слоя) в некоторых режимах горения двухкомпонентного топлива даже при малых возмущениях внешнего давления (рис. 2). В таблице представлены значения фазовых сдвигов между колебаниями различных параметров (V , $V_{гп}$, H , α) и максимальных амплитуд колебаний этих параметров в исследуемом диапазоне характеристик топлива. Отличие скоростей V и $V_{гп}$ по амплитуде в автоколебательных режимах достигает 4—8%, по фазе 20° . Колебания доли летучих компонентов могут как опережать, так и отставать по фазе от колебаний скорости горения.

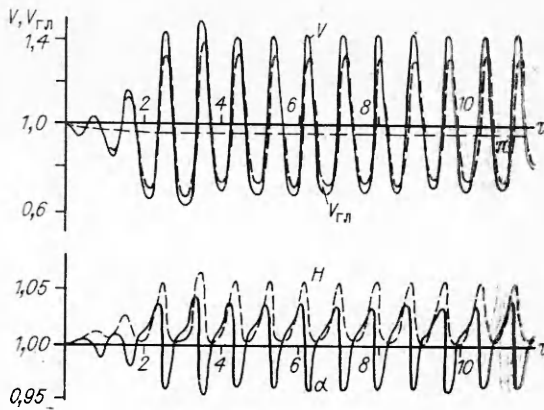


Рис. 2. Автоколебания при малых возмущениях $\Delta\pi$ ($\Delta\pi = -0,05$, $r = 0,3$, $K = 1,8$, $Q = -30$ кал/г).

Q , кал/г	$\Delta\varphi_{V-V_{г.л}}$, град	$\Delta\varphi_{\alpha-V}$, град	$\Delta\varphi_{H-V}$, град	$\Delta V/V$	$\Delta V_{г.л}/V$	$\Delta H/H$	$\Delta\alpha/\alpha$
-30	20	60÷160	20÷90	0,50	0,50	0,04	0,05
30	20	-60÷-20	20÷90	0,50	0,50	0,04	0,05

При больших амплитудах возмущения внешнего давления ($\Delta p \geq 0,20$) в зависимости от значений параметров K , r реализуются три типа поведения скорости горения:

- 1) «вязкий» переход скорости горения с одного установившегося уровня на другой, соответствующий новому значению давления;
- 2) режим типа повторного воспламенения, когда после значительного спада наблюдается подъем скорости горения, с дальнейшим установлением в соответствии с новым давлением,
- 3) «вязкое» погасание, когда скорость горения уменьшается со временем монотонным образом практически до нуля.

Для порохов с подповерхностной газификацией летучих компонентов в переходных режимах, обусловленных большими возмущениями Δp , наблюдаются значительные изменения доли летучих компонентов в общем массовом потоке газа (10—15% от уровня α_0) (рис. 3). Различия линейных скоростей горения и газификации в процессе перехода могут достигать 10—15%.

В автоколебательном режиме была определена частота колебаний. Расчеты показывают, что частота колебаний скорости горения топлива с подповерхностной газификацией летучих компонентов превышает аналогичную частоту для топлива без подповерхностной газификации независимо от знака величины подповерхностного тепловыделения. Имеет место увеличение частоты колебаний скорости горения топлива с подповерхностной газификацией с уменьшением абсолютного значения величины подповерхностного тепловыделения (рис. 4).

Таким образом, аналитическими и численными методами показано, что процесс горения двухкомпонентных твердых топлив, сопровождающийся подповерхностной газификацией с тепловыделением имеет следующие особенности: 1) при вариации величины подповерхностного тепловыделения существенно изменяется область устойчивого горения: с ростом положительных значений Q область устойчивого горения увеличивается, с ростом отрицательных значений — уменьшается; 2) в переходных режимах горения, осуществляющихся колебательным образом, независимо от амплитуды внешнего возмущения реализуются заметные (до 10%) изменения доли летучих компонентов в общем массовом пото-

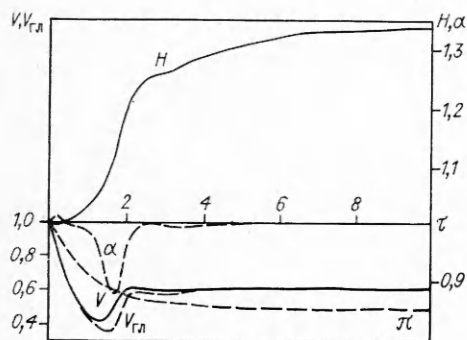


Рис. 3. Поведение V , $V_{г.л}$, H , α при больших возмущениях ($\Delta p = 0,50$, $r = 0,2$, $K = 1,44$, $Q = 30$ кал/г).

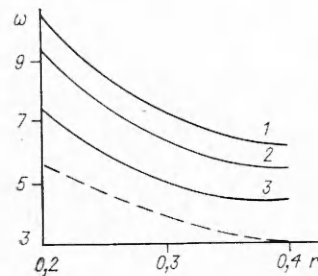


Рис. 4. Зависимость частоты колебаний скорости горения твердого топлива с подповерхностной газификацией от параметра r при $Q = 10$ (1), 30 (2), 50 кал/г (3). — — — топливо без подповерхностной газификации летучих.

ке газа; 3) в этих же режимах в процессе горения существенным образом меняется структура приповерхностного слоя (толщина пористого слоя) двухкомпонентного топлива, что приводит к изменению теплофизических характеристик топлива; 4) частота автоколебаний скорости горения топлива с подповерхностной газификацией летучих компонентов превышает аналогичную частоту для топлива без подповерхностной газификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарко В. Е., Зырянов В. Я., Куценогий К. П. Механизм горения двухосновных порохов при субатмосферных давлениях // *Archivum Combust.*— 1984.— 4, № 2.— С. 121—129.
2. Бухаров В. Н., Гусаченко Л. К. Нестационарное горение при подповерхностной газификации летучих // *ФГВ.*— 1989.— 25, № 2.— С. 42—47.
3. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
4. Новожилов Б. В. Теория нестационарного горения конденсированных систем с учетом времени запаздывания // *Хим. физика.*— 1988.— 7, № 5.— С. 674—687.

г. Новосибирск

УДК 536.46

А. Г. Князева

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В ДЕФОРМИРУЕМОЙ СПЛОШНОЙ СРЕДЕ

Предложена одномерная модель распространения волны горения в деформируемой среде с учетом связности полей деформации и температуры. Показано, что напряжения и деформации изменяют профиль температур в стационарной волне горения и условия потери устойчивости стационарного фронта. Введено понятие термомеханической потери устойчивости, что возможно раньше тепловой. Обнаружено, что связность полей деформации и температуры может быть причиной потери устойчивости экспоненциального типа.

В теории горения конденсированных систем [1—5], как правило, пренебрегают взаимовлиянием процессов тепло- и массопереноса и деформирования, пока не нарушена сплошность среды. Однако в динамических условиях или в случае больших градиентов температур чисто тепловая постановка задачи может стать неприемлемой. Большие градиенты температур вызывают в теле интенсивные термические напряжения, которые, в свою очередь, могут оказывать влияние на распространение фронта реакции. Причиной напряжений во фронте может быть и различие в свойствах реагента и конденсированного продукта. Модели, феноменологически учитывающие взаимосвязь скорости распространения фронта экзотермической реакции в твердой фазе и разрушения, предложены в [6—9].

Рассмотрим некоторые эффекты, к которым приводит деформирование вещества во фронте реакции, ограничившись одномерной постановкой.

Предположим, что фронт горения движется влево, т. е. при $x > 0$ находятся конденсированные продукты, температура которых равна T_b , при $x < 0$ находится реагент, температура которого при $x \rightarrow -\infty$ $T = T_n$. Зону горения считаем узкой, что справедливо для сильной зависимости скорости химической реакции от температуры [5].

В системе координат, движущейся с фронтом реакции, уравнения связной термоупругости имеют вид

$$c_{\text{эп}} \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v_n \frac{\partial T}{\partial x} \right] = \lambda_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \alpha_T (3\lambda + 2\mu) T \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + v_n \frac{\partial u}{\partial x} \right],$$

$$(\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - (3\lambda + 2\mu) \alpha_T \frac{\partial T}{\partial x} = \rho \left[\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2v_n \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} + v_n^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right],$$

© А. Г. Князева, 1993.