

Рис. 4. К анализу устойчивости фронта пламени в режиме неполного выгорания.

Дополним систему (15), (16), (19) уравнением (7) и подставим в нее соотношения (14). Предполагая существование нетривиального решения для амплитуд возмущений, получим дисперсионное уравнение следующего вида:

$$s(1 - \sqrt{1 + \sigma^2 + \omega}) - \omega(\sqrt{1 + \sigma^2 + \omega} + \sqrt{1 + \sigma^2 + (1 + \tau\eta_2)\omega} + 2a_{**}) = 0,$$

где  $s = 2E(T_1 - T_0)/RT_1^2(1 + \tau\eta_2)$ .

В диапазоне значений инкремента  $\varphi > -(1 + \sigma^2)/(1 + \tau\eta_2)$  его решение отвечает аperiodическим возмущениям ( $\Psi = 0$ ) с инкрементом, удовлетворяющим соотношению

$$(s + \varphi)\sqrt{1 + \sigma^2 + \varphi} + \varphi(\sqrt{1 + \sigma^2 + (1 + \tau\eta_2)\varphi} + 2a_{**}) = s. \quad (20)$$

Возможные решения уравнения (20) легко определить, используя графо-аналитический подход. Представим левую и правую части уравнения (20) соответственно в виде функций  $f_1(s, \sigma, \varphi)$  и  $f_2 = s$  (рис. 4). Функция  $f_1(s, \sigma, \varphi)$  при любых значениях параметров  $\sigma$  и  $s$  возрастает с увеличением  $\varphi$  и при  $\varphi = 0$  становится равной  $S\sqrt{1 + \sigma^2} > f_2$ . Это означает, что пересечение кривых  $f_1$  и  $f_2$  происходит всегда левее точки  $\varphi = 0$  и определяет значение инкремента  $\varphi < 0$ .

Таким образом, в режиме неполного выгорания система устойчива как к одномерным, так и двумерным возмущениям.

Поступила в редакцию  
3/IV 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1977, 13, 1, 5.
2. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1976, 12, 6, 24.
3. А. П. Алдушиц, Б. С. Сеплярский. Теория фильтрационного горения пористых металлических образцов. Препринт ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1977.
4. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1979, 15, 1, 3.
5. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5, 51.

### ИНЕРЦИОННАЯ МОДЕЛЬ К-ФАЗЫ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

В. Ф. Булдаков, О. Я. Романов, В. С. Тархов  
(Ленинград)

Горению двухкомпонентных конденсированных веществ свойственны нестационарность и неоднородность структуры зоны горения, обусловленные различием в теплофизических и кинетических свойствах компонентов и их пространственным расположением в массе вещества [1, 2]. Для математического описания процесса горения таких веществ целесообразно использовать две квазидномерные модели теории нестационарного горения [3], отображающие возможные предельные варианты их горения (см. рис. 2 и 3 в [3]).

В развитие изложенного в работе [3] в настоящей работе рассматривается процесс нестационарного горения двухкомпонентных конденсированных веществ с учетом инерционности реакционных зон в конденсированной фазе каждого из компонентов. Обобщаются результаты, полученные для однородных веществ в рамках феноменологической теории нестационарного горения [4, 5].

В качестве базисных стационарных аналогов используются: однородная система с равномерным расположением компонентов по объему вещества, кинетические параметры химических реакций разложения которых различны (модель А); слоевая система со столбиками компонентов постоянного сечения по координате  $x$  (модель В) (см. рис. 5 в [3]).

В отличие от изложенного в [3] ниже учитывается инерционность прогретого слоя и реакционных зон к-фазы в нестационарном процессе горения. Сечения  $x = 0$  и  $x = -l$  соответствуют границам к-фазы каждого из компонентов, причем область  $-l \leq x < 0$  занята компонентом 2 и продуктами горения. Область  $-\infty \leq x < -l$  считается безынерционной. В ней происходит смешение (в модели В) и химическая реакция продуктов газификации в газовой фазе. Для массовых расходов продуктов газификации компонентов  $m_i$  в зоне пламени и массовой скорости горения  $m$  справедливо:

$$m_1 = m_1[p, T_1, f_1, \beta_1, T_2, f_2, Q, \beta_2, \alpha, d, (m_1\alpha/m)_d, (m_1\alpha/m)_\alpha], \quad (1)$$

$$m_2 = m_2[p, T_1, f_1, \beta_1, T_2, f_2, \beta_2, Q, \alpha, d, (m_1\alpha/m)_d, (m_1\alpha/m)_\alpha], \quad (1)$$

$$m = m_1\alpha + m_2(1 - \alpha). \quad (2)$$

Здесь  $p$  — давление (комплекс внешних параметров);  $T$  и  $f$  — температура и ее градиент;  $\beta$  — концентрация вещества;  $Q$  — тепловой эффект;  $\alpha$  — объемная доля одного из компонентов;  $d$  — диаметр дисперсных частиц компонента;  $i = 1, 2$  — индексы компонентов;  $T_i, f_i, \beta_i$  — значения на границах к-фазы каждого из компонентов.

Параметром  $(m_1\alpha/m)_d$  учитывается влияние на массовую скорость горения эффекта уширения струи продуктов быстрогорящего в данный момент компонента и сужения струи продуктов медленногорящего, что эквивалентно изменению дисперсности компонентов [3]. Для количественного описания должна использоваться стационарная зависимость  $m_0(d)$ , теоретическая или экспериментальная, полученная при исследовании процесса горения стационарного аналога. Она перестраивается в зависимость  $m_0$  от комплекса  $d\sqrt{1 - m_{10}\alpha/m_0}$ . В нестационарном процессе указанный эффект обусловлен вариацией отношения  $m_1/m$ .

Одновременное влияние на величину  $m$  изменения состава продуктов газификации твердых компонентов за счет вариации их мгновенных расходов учитывается параметром  $(m_1^\alpha/m)_\alpha$ . Оно устанавливается путем использования зависимости  $m_0(\alpha)$  для стационарного аналога, перестроенной в зависимость  $m_0$  от комплекса  $(1 - \alpha m_{10}/m_0)$ . Аналогично

$$Q = Q[p, T_1, f_1, \beta_1, T_2, \beta_2, \alpha, (m_1\alpha/m)_\alpha]. \quad (3)$$

При учете инерционности реакционных зон в к-фазе компонентов должны быть известны значения концентрации на границах [4]

$$\beta_i[p, T_i, f_i, d, \alpha, (m_1\epsilon/m)d, (m_1\epsilon/m)]. \quad (4)$$

Вследствие различия в линейных скоростях горения  $u_1$  и  $u_2$  величина  $l$  (рис. 1, 2) переменна:

$$dl/dt = u_1 - u_2. \quad (5)$$

Поскольку газовая фаза безынерционна,  $u_i = m_i/\rho_i$ , где  $\rho_i$  — плотность  $i$ -го компонента.

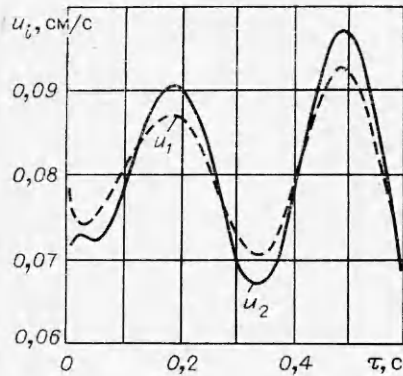


Рис. 1. Характер изменения во времени мгновенных скоростей перемещения границ компонентов конденсированного вещества при давлении 0,1 бар в модели А.

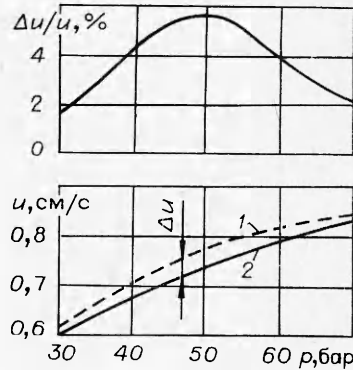


Рис. 2. Изменение скорости горения в функции давления за счет неоднородности в модели В. 1 — однородное вещество; 2 — неоднородное вещество.

Для модели А имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \kappa_1 \frac{\partial T}{\partial x} + u_1 \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{Q_1}{c_1} W_1(\beta, T), & 0 \leq x < \infty, \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= u_1 \frac{\partial \beta}{\partial x} - W_1(\beta, T), & 0 \leq x < \infty, \end{aligned} \quad (6)$$

$$x = 0: T = T_1, \quad \beta = \beta_1,$$

$$x \rightarrow \infty: T \rightarrow T_H, \quad \beta \rightarrow 1;$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \kappa_2 \frac{\partial T}{\partial x} + u_1 \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{Q_2}{c_2} W_2(\beta, T), & -l \leq x < 0, \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= u_1 \frac{\partial \beta}{\partial x} - W_2(\beta, T), & -l \leq x < 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$x = 0: T = T_1, \quad \beta_2 = 1, \quad \lambda_2 f_1^+ = \lambda_1 f_1.$$

Здесь  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности;  $c$  — теплоемкость;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $f_1^+$  — внешний градиент температуры;  $W$  — скорость химической реакции.

Предполагаются заданными начальные распределения температур и концентраций, зависимости  $p(t)$ ,  $d(x)$ ,  $\alpha(x)$ ,  $\kappa_i(x)$ ,  $i = 1, 2$ . Для модели В справедливы (1)–(6), а также

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \kappa_2 \frac{\partial T}{\partial x} + u_2 \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{Q_2}{c_2} W_2(\beta, T), & -l \leq x < \infty, \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= u_2 \frac{\partial \beta}{\partial x} - W_2(\beta, T), & -l \leq x < \infty, \end{aligned} \quad (8)$$

$$x \rightarrow \infty: T \rightarrow T_H, \quad \beta \rightarrow 1,$$

$$x = -l: T = T_2, \quad \beta = \beta_2$$

и те же зависимости в исходном задании.

В линейном приближении осуществляется постановка задачи аналогично рассмотренной в [3, 4]. Используются канонические представления [6] случайных процессов  $d(x)$ ,  $\alpha(x)$ ,  $\kappa_i(x)$  в виде рядов Фурье со случайными амплитудами, а также следующие соотношения:

$$K_j = \left( \frac{\partial \ln u}{\partial T_H} \right)_p (T_i - T_H), \quad s_i = \left( \frac{\partial \beta_i}{\partial T_H} \right)_p \frac{T_i - T_H}{1 - \beta_i},$$

$$\begin{aligned}
b_i &= \left( \frac{\partial Q_i}{\partial T_H} \right)_p \frac{1}{c_i \bar{\alpha}_i}, \quad v_j = \left( \frac{\partial \ln u}{\partial \ln x_j} \right)_{T_H}, \quad \xi_{ij} = -\frac{1}{1 - \beta_i} \left( \frac{\partial \beta_i}{\partial \ln x_j} \right)_{T_H}, \\
\varepsilon_{ij} &= \left( \frac{\partial \ln Q_i}{\partial \ln x_j} \right)_{T_H}, \quad q_i = \frac{Q_i (1 - \beta_i)}{c_i (T_i - T_H)}, \\
r_i &= \left( \frac{\partial T_i}{\partial T_H} \right)_p, \quad \mu_{ij} = \left( \frac{\partial T_i}{\partial \ln x_j} \right)_p / (T_i - T_H).
\end{aligned} \tag{9}$$

Здесь  $i = 1, 2$  — индексы компонентов;  $j = 1, 2, 3$  — индексы параметров  $X_j = p$ ;  $d_0 \sqrt{1 - \alpha_1}$ ;  $\alpha_0 (1 - \alpha_1)$  — в той же последовательности;  $n$  — начальное состояние.

Вводятся безразмерные переменные

$$\begin{aligned}
\xi_i &= \frac{u_0 x}{\kappa_{i0}}, \quad \eta = u_0^2 \left( t + \int_0^t V dt \right) / \kappa_{i0}, \quad V_i = \frac{u_i}{u_0} - 1, \quad \Delta_i = \beta_i - \beta_{i0}, \\
v_i &= \frac{E_i}{RT_{i0}^2} (T_{i0} - T_i), \quad \varphi_i = \frac{F_i}{RT_{i0}^2} (f_{i0} - f_i) \frac{\kappa_{i0}}{v_0}, \quad v = \frac{F}{F_0},
\end{aligned} \tag{10}$$

где 0 — индекс стационарных величин. Необходимо задание функций

$$\begin{aligned}
v(\eta), \quad d(\eta) &= d(\eta)/d_0 - 1, \\
\bar{\alpha}(\eta) &= \alpha(\eta)/\alpha_0 - 1, \quad \bar{\kappa}_i(\xi_i + \eta) = \kappa_i(\xi_i + \eta)/\kappa_{i0} - 1.
\end{aligned} \tag{11}$$

Поставленную в линейном приближении задачу целесообразно решать методами, рассмотренными в [4, 5]. Удобно перейти к интегральной форме задачи и использовать один из методов приближенного решения [5]. В этом случае, применяя преобразование Лапласа  $L(p)$  к линейным уравнениям, возможно представить решение в следующем виде:

$$\bar{V} = \Sigma \bar{V}_j = \Sigma \Phi_j(p) (X_j + \bar{Y}_j), \tag{12}$$

где  $\bar{V}$ ,  $X_j$  — изображения  $V$ ,  $X_j$  из числа  $\bar{v}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{\alpha}$ ,  $\bar{\kappa}_i$  при  $\xi_i = 0$ ;  $\bar{Y}_j$  — функции, отображающие влияние начальных значений, дающие нивелирующиеся с ростом  $\eta$  составляющие в оригиналах;  $\Phi_j(p)$  — передаточные функции системы для каждого  $X_j$ , имеющие в своей структуре компоненты  $z = \sqrt{1/4 + p}$  и  $z_a = \sqrt{1/4 + p/a}$  (см. [5]). Последнее является следствием бесконечного числа степеней свободы зоны горения конденсированного вещества в нестационарном процессе. Уравнение (12) обладает свойствами аддитивности, и поэтому влияние каждого входного воздействия  $X_j$  можно рассматривать автономно, причем имеет смысл выделять случайные составляющие в  $X_j$ .

Для получения информации о случайных стационарных составляющих  $V_j$  в рамках корреляционной теории удобно пользоваться спектральной плотностью входного воздействия  $S_{X_j}$

$$S_{X_j}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K_{X_j}(\eta) e^{-i\omega\eta} d\eta,$$

где  $K_{X_j}(\eta)$  — корреляционная (автокорреляционная) функция  $X_j(\eta)$ . В качестве примера можно привести корреляционную функцию  $K_\alpha$  крупномасштабной составляющей в зависимости относительной концентрации компонентов от координаты. Последняя получается как результат сравнения площадей, занятых окислителем и горючим вдоль произвольно ориентированной прямой на поверхности микрошлифа конденсированного вещества, с учетом различия в полностях компонентов. При этом из рас-

смотрения исключаются колебания концентрации с частотами, отвечающими размерам частиц [7]

$$K_\alpha(x) = D_\alpha e^{-\rho|x|}(\cos \sigma x + \rho/\sigma \cdot \sin \sigma|x|), \quad (13)$$

где  $D_\alpha$  — дисперсия стационарной случайной функции;  $\sigma$  — частота колебаний структуры;  $\rho$  — параметр, характеризующий скорость убывания корреляционной зависимости. Для системы перхлорат аммония (70 мкм) — синтетический каучук  $D_\alpha = 0,011$ ,  $\rho = 8,7 \text{ мм}^{-1}$ ,  $\sigma = 34,6 \text{ мм}^{-1}$ .

Отклонения концентрации данного масштаба от среднего значения, как следует из анализа микрофотографий поверхности образца, обусловлены групповыми объединениями кристаллов разной дисперсности, по-видимому, сохраняющих свою индивидуальность в процессе смешения. В концентрационной неоднородности можно видеть одну из причин, вызывающих колебания местной мгновенной скорости горения, не связанных с дисперсностью компонентов [8].

Спектральная плотность на выходе определяется соотношением [9]

$$S_{V_j}(\omega) = |\Phi_j(i\omega)|^2 S_{X_j}(\omega).$$

Корреляционная функция и дисперсия на выходе

$$K_{V_j}(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{V_j}(\omega) e^{i\omega\eta} d\omega, \quad D_{V_j} = K_{V_j}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{V_j}(\omega) d\omega. \quad (14)$$

В результате  $D_{V_j}$  зависит от параметров, аппроксимирующих  $K_{X_j}$  (например,  $D_\alpha$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$  в соотношении (13)).

Необходимо заметить, что спектральная плотность и корреляционная функция  $K_{V_j}$ , как сумма стационарных случайных процессов  $V_j$ , являются линейными комбинациями сравнительно сложного типа спектральных плотностей и корреляционных функций соответственно [9], однако все же поддающимися расчету. В рассматриваемой задаче эффективным средством получения численных результатов оказывается метод огибающих. Его простейшая модификация, пригодная для функций с узкополосным спектром частот, позволяет исключить труднопреодолимые препятствия вычислительного характера.

В этом случае стационарный процесс  $V_j$  представляется произведением следующего типа [9]:

$$V_j(\eta) = H_j^* \cos[\omega_{1j} + \vartheta_j^*(\eta)],$$

где  $H_j^*$  — случайная амплитуда;  $\vartheta_j^*$  — случайное отклонение от фазы гармонических колебаний с частотой  $\omega_{1j}$ .  $H_j^*$  подчинена закону распределения Рэлея с плотностью вероятности

$$\psi(H) = \frac{H}{D_0} e^{-H^2/2D_0}, \quad H \geq 0.$$

Случайная частота процесса  $\Omega_j^*(\eta)$  определяется соотношением

$$\Omega_j^* = \frac{\omega_{2j}^2 - \omega_{1j}^2}{2[(\Omega_j^* - \omega_{1j})^2 + (\omega_{2j}^2 - \omega_{1j}^2)]^{3/2}},$$

где  $\omega_{1j} = \frac{1}{D_j} \int_{-\infty}^{\infty} \omega |S_{V_j}(\omega)| d\omega$  — математическое ожидание частоты;

$\omega_{2j}^2 = \frac{1}{D_j} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S_{V_j}(\omega) d\omega$  — характеризует среднюю ширину спектра. Полагается  $\Delta_j = (\omega_{2j}^2 - \omega_{1j}^2)^{1/2} \ll \omega_{1j}$ .

В соответствии с [9] функция распределения циклов колебаний  $\Gamma = 2\pi/\Omega$  вычисляется по формуле

$$\Psi_j(\Gamma) = \frac{\pi \Delta_j^2}{[(2\pi/\Gamma - \omega_j)^2 + \Delta_j^2]^{3/2} \Gamma^2},$$

откуда без труда находится математическое ожидание  $\Gamma$  при условии, что вариации наблюдаемых в эксперименте величин продолжительности циклов колебаний скорости горения  $\Gamma_{\min}$  и  $\Gamma_{\max}$  соответствуют значению частот  $\omega_{\max} = \omega_j + \Delta$ ,  $\omega_{\min} = \omega_j - \Delta$ .

Поскольку в простейшем случае, когда осуществляется зависимость скорости горения вида  $V(\eta) = A \sin \omega \eta$ , согласно [3], средняя скорость горения во времени  $u_{\text{ср}} = u_0 \sqrt{1 - A^2}$ , тогда с учетом случайного характера  $V_j$  имеем

$$u_{\text{ср}} = u_0 \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} \sqrt{1 - H^2} \psi(H) dH.$$

Можно положить  $H_{\min} = 0$ ,  $H_{\max} > 3\sqrt{D_0} \ll 1$ . Таким образом, средняя скорость горения связана с дисперсией мгновенной скорости горения, уменьшаясь с ростом последней, зависит от характеристик неоднородности конденсированного вещества и параметров процесса горения. Практическое использование полученных соотношений встречает определенные трудности, обусловленные наличием ограниченной информации о параметрах стационарного горения, необходимых для расчета скорости нестационарного горения. Значения части параметров поэтому приходится устанавливать опосредствованно.

Характер нестационарного горения двухкомпонентного конденсированного вещества (синтетический каучук — перхлорат аммония) при низком давлении (0,1 и 10 бар) изучен на основе модели, аналогичной модели А. Исследовалась релаксация  $u_i$  в условиях постоянного давления в линейном приближении для системы, выведенной в начальный момент из стационарного состояния (см. рис. 1). При  $p = 0,1$  бар размерная частота близка к установленной опытом (неустойчивый режим) и увеличивается с ростом давления ( $p = 10$  бар).

Проведено также численное решение задачи о нестационарном горении названного вещества при давлениях 30 ÷ 70 бар. В расчетах использовалась модель В. Исследованию подлежало выяснение влияния концентрационной неоднородности с характеристиками (13) на местную среднюю скорость горения. В расчете использовались следующие значения параметров:  $c_1 = c_2 = 1,46$  кДж/(кг · град),  $\kappa_1 = \kappa_2 = 0,84 \cdot 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с. Принято  $q_1 = 0$ ,  $q_2 = 0,65$ ,  $\varepsilon_i = b_i = 0$ ,  $\alpha = 0,7$ ,  $\mu_{1,2} = 0,5$ . Значения  $E_i$  определялись по температурной зависимости скорости горения и измеренным значениям  $T_i$  при 0,1 и 10 бар [8]; они считались постоянными во всем интервале давлений:  $E_1 = 180$  кДж/моль;  $E_2 = 235$  кДж/моль. Далее рассчитывались  $K_i = (\partial \ln u / \partial T_n)(T_i - T_n)$ , где  $\partial \ln u / \partial \ln T_n = 1,4 \cdot 10^{-3}$  1/град = const,  $T_n = 293$  К. Из условия  $Q_2(1 - \beta_2) = q_2 c(T_2 - T_n)$  при  $Q_2 = \text{const}$  и приближенного соотношения для скорости горения в стационарном приближении

$$u_i^2 \simeq \frac{\kappa_2 z_2 \exp(-E_2/RT_2)}{(1 - \beta_2)(T_2 - T_n)(1 - q_2/2)} \frac{RT_2^2}{E_2}$$

определены связи  $s_2 = r_2 - 1$ ,  $\theta_{n2} = \frac{E_2}{RT_2^2}(T_2 - T_n) = 2K_2/r_2 + S_2$ . Принято  $\eta_\alpha = 3$ ;  $\nu_\alpha = 3$ .

Расчеты проводились на ЭЦВМ. Передаточная функция в модели В была сведена к частному от деления двух определителей 9-го по-

рядка с комплексными коэффициентами. На рис. 2 показан эффект влияния концентрационной неоднородности на среднюю скорость горения. Он сказывается не только в уменьшении средней скорости горения, но и в изменении параметров, аппроксимирующих зависимость  $u(p)$ .

В расчетах получено удовлетворительное совпадение с опытом: соответствие собственной частоты процесса горения и частоты структуры вещества, сопровождающиеся увеличением дисперсии мгновенной скорости горения и одновременным уменьшением величины средней скорости горения при давлениях  $40 \div 50$  бар, т. е. выполнение условий резонанса в этом диапазоне давлений.

Влияние степени перемешивания компонентов на скорость горения отмечено также в экспериментах [10, 11]. Например, в [11] указано на аномальное изменение зависимости  $u(p)$  в ограниченной области давления, которое можно связать осуществлением резонансных условий. С увеличением давления в скорости горения вещества можно видеть составляющую, обязанную воздействию неравномерного перемешивания. Она принимает вид колебаний скорости горения, повторяющих практически без искажения колебания концентрации в квазистационарном режиме. Напротив, при более низких по сравнению с областью резонанса давлениях нарушается соответствие законов распределения размеров неоднородностей и значений толщины слоя вещества, сгорающего в один цикл колебаний местной скорости горения. Нивелируется влияние мелкомасштабной части спектра неоднородностей и увеличивается значимость воздействия крупномасштабной. Усиливается роль процесса тепло- и массообмена в поперечном направлении, что приводит к видимому росту размера локальной зоны [8].

Аналогичным образом на местной скорости горения сказывается дисперсное распределение компонентов. Резонансные эффекты, обусловленные дисперсностью окислителя, должны наблюдаться при более высоких значениях давлений. Однако присутствие крупных фракций окислителя существенно уширяет эту область в сторону более низких давлений. Аналогичный результат возможен при неравномерном распределении в структуре конденсированного вещества металлических добавки, катализаторов и других дополнительно введенных компонентов.

Сказанное справедливо для устойчивых режимов горения. Неустойчивые режимы теоретически возможны при осуществлении любого из механизмов горения, если сочетание параметров базисных стационарных режимов принадлежит области неустойчивости. Теоретическое исследование их затруднено, так как требует привлечения нелинейной, неоднородной, нестационарной теории, которая недостаточно разработана в настоящее время.

*Поступила в редакцию  
25/IV 1978,  
после доработки —  
28/III 1979*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., Наука, 1966.
2. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., Наука, 1967.
3. О. Я. Романов. ФГВ, 1976, 12, 3.
4. О. Я. Романов. ФГВ, 1975, 11, 2.
5. О. Я. Романов. ФГВ, 1975, 11, 3.
6. В. С. Пугачев. Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления. М., Гостехиздат, 1957.

7. В. П. Белов, В. Ф. Булдаков и др. Материалы IX Всесоюзной конференции по вопросам горения, испарения и газовой динамики дисперсных систем. ОГУ, 1969.
8. Г. Г. Шелухин, В. Ф. Булдаков, В. П. Белов. ФГВ, 1969, 5, 1.
9. А. А. Свешников. Прикладные методы теории случайных функций. М., Наука, 1968.
10. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, Ф. И. Дубовицкий. ФГВ, 1968, 4, 1.
11. М. Саммерфильд и др.— В сб.: Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. М., ИЛ, 1963.

## К ЧИСЛЕННОМУ ИССЛЕДОВАНИЮ ГАЗОДИНАМИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

*Н. Е. Ермолин, В. М. Фомин*  
(Новосибирск)

Исследуется в рамках невязкого, нетеплопроводного реагирующего газа сверхзвуковое течение смеси, состоящей из элементов O, H, N, Ar. Впрыск и смешение топлива в канале моделируется введением источников членов в уравнениях движения. Кинетическая схема процесса включает в себя известные механизмы окисления водорода и образования окислов азота Даффа и Зельдовича.

Для принятой геометрии выяснено взаимное влияние газодинамического и кинетического факторов на процесс горения. Описывается методика расчета неравновесных разрывных течений. Численное решение строится на основе метода, предложенного в [1]. С обобщением указанного метода на неравновесные течения можно ознакомиться в [2], где проводится анализ более ранних работ.

Рассматривается течение невязкой, нетеплопроводной, реагирующей смеси, состоящей из O, O<sub>2</sub>, H, H<sub>2</sub>, OH, H<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, N, NO, HNO, NO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, Ar, в осесимметричном канале. Верхняя образующая канала состоит из двух отрезков прямых (рис. 1)

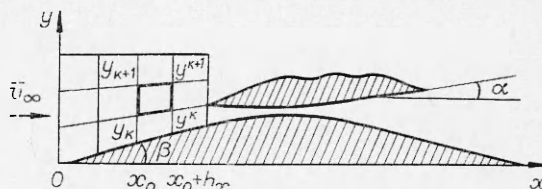


Рис. 1.

$$y = Y, \quad 0,14 \leq x \leq B;$$

$$y = Y + \operatorname{tg} \alpha \cdot (x - B - 0,03), \quad B + 0,03 \cdot (1 + \cos \alpha) \leq x,$$

гладко сопряженных с дугой окружности. Нижняя образующая состоит из трех отрезков прямых

$$y = \operatorname{tg} \beta \cdot x, \quad x \leq 0,16; \quad y = y_0, \quad 0,19 \leq x \leq B;$$

$$y = \operatorname{tg} \beta \cdot (B + 0,19 - x), \quad B + 0,03 \leq x,$$

гладко сопряженных с двумя дугами окружности. Все линейные размеры уменьшены в  $l$  раз и приведены в метрах;  $B$  — варьируемый параметр;  $Y = y_0 + 0,003$ ;  $y_0 = \operatorname{tg} \beta \cdot 0,16 + 0,03 \cdot (1 - \cos \beta) / \sin \beta$ ;  $\alpha = 10^\circ$ ;  $\beta = 15^\circ$ ;  $ox$  — ось симметрии.

Для заданного числа Маха  $M_\infty$  течение на входе в канал формируется под действием равномерного набегающего потока, имеющего параметры на бесконечности:  $T_\infty = 243$  К,  $p_\infty = 41098$  Н/м<sup>2</sup>,  $c_2 = 0,233$ ,  $c_9 = 0,7534$ ,  $c_{15} = 0,0136$ , остальные  $c_i = 10^{-8}$ . Здесь  $c_i$  — массовые концент-