

8. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984. — 189 с.
9. Friedman R., Macek A. Ignition and combustion of aluminium particles in hot ambient gases // *Combustion and flame*. — 1962. — 6, N 1. — P. 9—19.
10. Полищук Д.И., Шевчук В.Г., Великанова В.Л. и др. Критические условия воспламенения конгломератов частиц алюминия // *ФГВ*. — 1978. — 14, № 2. — С. 53—56.

630090, Новосибирск,  
ИТПМ СО РАН

Поступила в редакцию 17/1 1994 г.

УДК 534.222

Н.Н. Смирнов

## ГЕТЕРОГЕННОЕ ДИФФУЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ТОПЛИВА В НЕВЕСОМОСТИ

Построено автомодельное решение нестационарной плоской одномерной задачи диффузионного горения поверхности топлива в чисто гетерогенном режиме, когда горючее находится в конденсированной фазе, а окислитель и продукты — в газообразной. Законы сохранения потоков массы и энергии через поверхность раздела фаз, на которой происходит энерговыделение в результате горения, позволяют замкнуть систему дифференциальных уравнений для газовой и конденсированной фаз и получить в гомобарическом приближении точное решение задачи. Полученное решение определяет в зависимости от времени скорость выгорания поверхности, профили температуры в газе и конденсированной фазе, профили концентраций газообразных реагентов и позволяет исследовать зависимость основных характеристик процесса от значений внешних определяющих параметров.

Исследование нестационарных задач газозофазного диффузионного горения конденсированного горючего в атмосфере газообразного окислителя представлено в [1—4]. В данной работе рассматриваются существенно нестационарные начальные стадии горения при протекании чисто гетерогенных химических реакций на поверхности горящего образца.

Задача горения вблизи поверхности решается в модельной одномерной нестационарной постановке. Система координат связана с поверхностью раздела сред, так что оси  $x$  и  $\bar{x}$  ориентированы в противоположные от поверхности раздела фаз стороны:  $x$  — в газовой фазе,  $\bar{x}$  — в конденсированной. Внешние массовые силы, включая силы инерции, не рассматриваются; теплофизические параметры конденсированной фазы считаются постоянными. В выбранной системе координат горючее по мере выгорания подается к поверхности со скоростью  $v_f(t)$ , которая определяется в процессе решения задачи.

Система уравнений нестационарного плоского одномерного течения многокомпонентной смеси вязких теплопроводных диффундирующих газов приведена в работе [5].

При решении задач диффузионного горения обычно принимается [2—6], что скорости движения газа, вызванные наличием горения, незначительны, и эффектами, связанными с трением и относительным изменением давления, можно пренебречь. Тогда вместо уравнения изменения количества движения используется условие гомобаричности  $p = \text{const}$ . После элементарных преобразований система уравнений приводится к виду

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$p = \text{const}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u Y_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \hat{c}_p T}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \hat{c}_p T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial \hat{c}_p T}{\partial x}, \quad (4)$$

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i}, \quad (5)$$

где  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $T$  — плотность, скорость, давление и температура газа;  $Y_i$ ,  $m_i$  — массовая концентрация и молярная масса  $i$ -го компонента;  $\mu$  — коэффициент вязкости;  $\lambda$ ,  $D$  — коэффициенты теплопроводности и диффузии газовой смеси;  $\hat{c}_p = \sum_{i=1}^N c_{p_i} Y_i$  — средняя теплоемкость;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Индексы:  $i = 1$  — окислитель,  $i = 2$  — инертный компонент,  $i = N$  — горючее.

Конденсированная фаза ( $\tilde{x} > 0$ ) предполагается несжимаемой и однокомпонентной, скорость и давление в ней не зависят от  $\tilde{x}$  и могут быть только функциями времени. Поэтому в слое горючего записывается только уравнение энергии, которое в выбранной системе координат имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_f \frac{\partial T}{\partial \tilde{x}} = \left( \frac{\lambda}{\rho c} \right)_f \frac{\partial^2 T}{\partial \tilde{x}^2}. \quad (6)$$

Граничные условия системы (1) — (6) записываются в следующем виде: в конденсированной фазе при  $\tilde{x} \rightarrow +\infty$

$$T = T_0, \quad (7)$$

в газе при  $x \rightarrow \infty$

$$T = T_e, \quad Y_1 = Y_{1e}, \quad Y_{2e} = 1 - Y_{1e}, \quad (8)$$

на поверхности раздела фаз ( $x = 0$ )

$$(\rho u)_w = -\rho_f v_f, \quad (9)$$

$$(\rho u)_w Y_{iw} - (\rho D)_w \frac{\partial Y_i}{\partial x} \Big|_w = g_{iw}, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} (\rho u)_w (Y_{Nw} - 1) - (\rho D)_w \frac{\partial Y_N}{\partial x} \Big|_w &= g_{Nw}, \\ -\lambda_f \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{fw} &= \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w - (\rho u)_w h_L - \sum_{i=1}^N g_{iw} h_{iw}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $h_L$  — удельная теплота фазового перехода;  $h_i = c_{p_i} T + h_i^0$  — удельная энтальпия  $i$ -го компонента;  $h_i^0$  — удельная энтальпия образования  $i$ -го компонента;  $g_{iw}$  — массовая скорость гетерогенной реакции; индекс  $w$  относится к значениям параметров на поверхности раздела фаз. Граничные условия (9) — (11) при необходимости могут быть дополнены условиями, определяющими механизм фазового перехода [6].

Поскольку относительно неизвестной скорости газа уравнения полученной системы линейные первой степени и содержат производные только по  $x$ , то для определения скорости достаточно одного граничного условия, которое ставится на поверхности раздела фаз.

Начальные условия системы:

$$\begin{aligned} T = T_e = \text{const}, \quad Y_1 = Y_{1e}, \quad Y_2 = 1 - Y_{1e} \quad \text{при } x > 0, t = 0, \\ T = T_0 \quad \text{при } \tilde{x} > 0, t = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Начальное условие для плотности  $\rho$  не ставится, так как при  $p = \text{const}$  оно следует из начальных условий для температуры и концентраций.

Предполагаем, что гетерогенная химическая реакция может быть полностью описана с помощью одного независимого параметра

$$g_{iw} = g_{Nw} \Phi_i / \Phi_N \quad (13)$$

Здесь  $\Phi_i = \frac{m_i(v_i'' - v_i')}{m_1(v_1'' - v_1')}$  — стехиометрические отношения;  $v_i', v_i''$  — стехиометрические коэффициенты  $i$ -го компонента до и после реакции. Так как, по предположению, химические превращения происходят на поверхности, горючее в потоке отсутствует ( $Y_{N'} = 0$  при  $x \geq 0$ ).

В работе [5] приводится подробное решение полученной системы уравнений с граничными условиями. Выписываются первые интегралы, вводятся новые безразмерные и автомодельные переменные. Решение задачи сводится к определению неизвестных функций:

$$\varphi(\xi) = \rho / \rho_e, \quad \Psi(\xi) = T / T_0, \quad \alpha(\xi), \quad f(\xi),$$

где  $\xi = x / \sqrt{2t}$ ;  $\varphi u = f(\xi) / \sqrt{2t}$ , и неизвестных параметров на границе раздела фаз, таких как концентрации реагентов  $Y_{iw}$  ( $i = 1, \dots, N - 1$ ), безразмерная температура  $\Psi(0) = T_w / T_0$ , плотность  $\varphi(0) = \rho_w / \rho_e$ , массовая скорость гетерогенной реакции  $(\varphi u)_w$ .

Неизвестные концентрации реагентов на поверхности определяются из первых интегралов системы и граничных условий:

$$Y_{iw} = \frac{Y_{ie} - B_D \Phi_i / \Phi_N}{1 + B_D}, \quad i = 1, \dots, N - 1, \quad (14)$$

где безразмерный параметр массообмена  $B_D$  определен соотношением

$$B_D = \frac{f(0)}{(\varphi \bar{D})_w \alpha'(\bar{0})}. \quad (15)$$

Для определения  $B_D$  воспользуемся концепцией диффузионного режима горения. В этом случае скорость химической реакции во много раз превосходит скорость диффузии, и реагенты не могут проникать сквозь пламена на значительные расстояния или скапливаться на поверхности, не вступив в реакцию. Из этого положения следует, что поверхностные концентрации

$$Y_{Nw} = 0, \quad Y_{1w} = 0, \quad (16)$$

что позволяет определить  $B_D$  из интегрального соотношения (14)

$$B_D = Y_{1e} \Phi_N. \quad (17)$$

Ограничения на значения температуры и безразмерной плотности газа у поверхности накладываются условием сохранения потока энергии на границе раздела (11). Из (11), используя выражение для скоростей гетерогенных реакций (13) и определяя потоки тепла на границе из первых интегралов системы, приходим к следующему виду в автомодельных переменных:

$$-\frac{\lambda_r T_0 \Psi'(0)}{\bar{x}_0 \tilde{c}_e u_0} = (\varphi \bar{D})_w \alpha'(\bar{0}) [\tilde{c}_{pe} (T_e - T_w) + B_D (\Delta c_p T_w / \Phi_N + \Delta H - h_L)], \quad (18)$$

где  $\bar{x}_0 = \sqrt{\lambda_{of} t_0 / \rho_{of} c_{of}}$ ;  $u_0 = \sqrt{D_0 / t_0}$ ;  $t_0$  — характерное время. В (18) использованы следующие соотношения:

$$\Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N m_i h_i^0 (v_i' - v_i'')}{m_N (v_N' - v_N'')}$$

— удельная теплота реакции при абсолютном нуле (на единицу массы горючего);

$$\Delta c_p = \frac{\sum_{i=1}^N c_{pi} m_i (v_i'' - v_i')}{m_1 (v_1'' - v_1')}$$

— удельное изменение теплоемкости при химической реакции (на единицу массы окислителя). Решение уравнения энергии в конденсированной фазе имеет вид

$$\Psi(\xi) = 1 + \frac{T_w - T_c}{T_0} \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{\xi + k}{b\sqrt{2}}\right)}{\operatorname{erfc}\left(\frac{k}{b\sqrt{2}}\right)}, \quad (19)$$

где 
$$\operatorname{erfc}(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz, \quad k = \frac{\rho_e u_0}{\rho_f v_0} f(0),$$

$$u_0 = \sqrt{D_0/t_0}, \quad v_0 = \sqrt{\lambda_{of}/\rho_{of} c_{of} t_0}, \quad b^2 = \left( \frac{\lambda}{\rho c} - \frac{\rho_0 c_0}{\lambda_0} \right)_f.$$

Решение (19) позволяет определить неизвестную производную  $\Psi'(0)$  в формуле (18):

$$\Psi'(0) = \frac{(T_w - T_0) \sqrt{2}}{T_0 b \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{k^2}{2b^2}\right) \left[ \operatorname{erfc}\left(\frac{k}{b\sqrt{2}}\right) \right]^{-1}. \quad (20)$$

Система уравнений в автомодельных переменных, как показано в [4—6], имеет интеграл вида

$$\alpha = \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{f - \xi\varphi}{a\sqrt{2}}\right)}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right)}, \quad (21)$$

откуда

$$\alpha'(0) = \frac{\sqrt{2}\varphi(0) \exp\left[-\frac{f(0)}{2a^2}\right]}{a\sqrt{\pi} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right)\right]}. \quad (22)$$

Подставим (22) и (20) в (18). Уравнение (18) с учетом условий (22) и  $\varphi^2 D^* = a^2$  (в газе) и уравнения состояния (5) образует замкнутую систему трех уравнений относительно неизвестных  $\Psi(0)$ ,  $\varphi(0)$ ,  $f(0)$ :

$$\Psi(0) = \frac{T_w}{T_0} = \frac{T_e/T_0 + B_D [(\Delta H - h_L)/\hat{c}_{pe} T_0 + \hat{\sigma}/f(0)]}{\frac{\hat{c}_{pe}}{\hat{c}_{pw}} (1 + B_D) + B_D \hat{\sigma}/f(0)}, \quad (23)$$

$$\Psi_e = \frac{T_c}{T_0} = \varphi(0) \Psi(0) \frac{m_e}{m_w}, \quad (24)$$

$$f(0) = B_D \frac{a\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp\left[-\frac{f^2(0)}{2a^2}\right]}{1 + \operatorname{erf}(f(0)/a\sqrt{2})}, \quad (25)$$

где  $a^2 = \frac{\lambda_e \rho_0 \hat{c}_{p0}}{\rho_e \hat{c}_{pe} \lambda_0}$ ;  $m_c = \left(\sum_{i=1}^N Y_{ie}/m_i\right)^{-1}$ ;  $m_w = \left(\sum_{i=1}^N Y_{iw}/m_i\right)^{-1}$  — средняя мо-

лярная масса смеси газов на бесконечности и на поверхности раздела фаз соответственно; средняя удельная теплоемкость на поверхности раздела фаз определяется соотношением

$$\hat{c}_{pw} = \frac{\hat{c}_{pe} - B_D \Delta c_p / \Phi_N}{1 + B_D};$$

параметр массообмена  $B_D$  и значения поверхностных концентраций реагентов  $Y_{iw}$  определяются соотношениями (14) — (17); параметр  $\sigma$  определяется следующим образом

$$\hat{\sigma} = r \frac{\sqrt{2} \exp\left(-\frac{k^2}{2b^2}\right)}{\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(k/(b\sqrt{2}))}, \quad (26)$$

$$r = \sqrt{\frac{\lambda \rho_f c_f}{\lambda \rho_e c_{pe}}} \sqrt{\frac{\hat{c}_{p0}}{\hat{c}_{pe}}}.$$

Решение системы уравнений с учетом первых интегралов может быть получено из решения обыкновенного дифференциального уравнения

$$\frac{dy}{d\xi} = -\varphi; \quad y(0) = f(0), \quad (27)$$

где новая зависимая переменная определяется соотношением

$$y^{\text{det}} = f(\xi) - \xi\varphi(\xi), \quad (28)$$

а функция  $\varphi$  определяется из первых интегралов и уравнения состояния:

$$\varphi = \frac{T_e(1 + \Theta) \left[ \hat{c}_{pe}\Theta + \hat{c}_{pw} - (\hat{c}_{pe} - \hat{c}_{pw}) \operatorname{erf} \frac{y}{a\sqrt{2}} \right]}{\left[ \left(1 - \frac{m_e}{m_w}\right) \operatorname{erf} \frac{y}{a\sqrt{2}} - \left(\Theta + \frac{m_e}{m_w}\right) \right] \left[ (\hat{c}_{pe}T_e - \hat{c}_{pw}T_w) \operatorname{erf} \frac{y}{a\sqrt{2}} - (\hat{c}_{pe}T_e\Theta + \hat{c}_{pw}T_w) \right]}. \quad (29)$$

Решение может быть представлено в виде

$$\xi = \int_{f(0)}^y \frac{\left[ \left(1 - \frac{m_e}{m_w}\right) \operatorname{erf} \frac{y}{a\sqrt{2}} - \left(\Theta + \frac{m_e}{m_w}\right) \right] \left[ (\hat{c}_{pe}T_e - \hat{c}_{pw}T_w) \operatorname{erf} \frac{y}{a\sqrt{2}} - (\hat{c}_{pe}T_e\Theta + \hat{c}_{pw}T_w) \right]}{T_e(1 + \Theta) \left[ (\hat{c}_{pe} - \hat{c}_{pw}) \operatorname{erf} \frac{y}{a\sqrt{2}} - (\hat{c}_{pe}\Theta + \hat{c}_{pw}) \right]} dy, \quad (30)$$

откуда, используя (21), (28), (29), определим неизвестные функции  $\alpha(\xi)$ ,  $\varphi(\xi)$ ,  $f(\xi)$ . Тогда распределение концентраций и температуры во внешнем потоке определяется из первых интегралов:

$$Y_i = (Y_{ie} - Y_{iw})\alpha(\xi) + Y_{iw}, \quad i = 1, \dots, N - 1,$$

$$T = \frac{(\hat{c}_{pe}T_e - \hat{c}_{pw}T_w)\alpha + \hat{c}_{pw}T_w}{(\hat{c}_{pe} - \hat{c}_{pw})\alpha + \hat{c}_{pw}},$$

а скорость газа определяется соотношением

$$u = \frac{u_0 f(\xi)}{\varphi(\xi) \sqrt{2t}}.$$

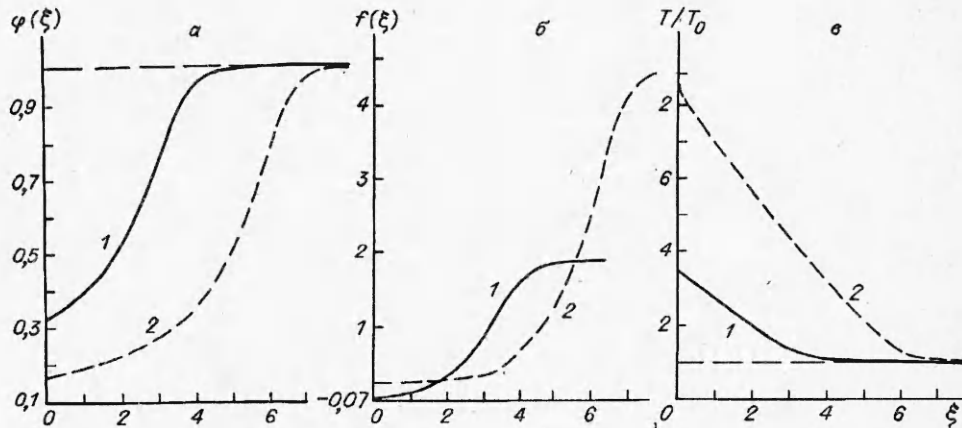


Рис. 1.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что температура поверхности раздела  $T_w$  возрастает с увеличением теплоты сгорания топлива и концентрации окислителя во внешнем потоке (см. (23) и (17)). При увеличении параметра  $f(0)$ , характеризующего скорость массопереноса,  $T_w$  понижается, а при уменьшении  $f(0)$  возрастает. Если при этом и  $r \rightarrow 0$  (телопередача в конденсированной фазе отсутствует), то  $T_w$  стремится к стационарному значению температуры равномерно прогретой горячей сферической частицы [6]:

$$T_w^{ст} = \frac{\hat{c}_{pe} T_e + B_D (\Delta H - h_L)}{\hat{c}_{pw} (1 + B_D)}$$

На основании полученного решения рассчитаны параметры для модельной задачи в предположении, что коэффициенты температуропроводности фаз совпадают, безразмерная теплота реакции  $Q = \frac{\Delta H - h_L}{\hat{c}_p T_0} = 10^3$ ; отношение теплофизических параметров в (26)  $r \approx 10$ . Предполагалось, что на поверхности протекает модельная брутто-реакция  $C + O_2 \rightarrow CO_2$ . Рассмотрено два варианта: 1 — горение в атмосфере с концентрацией кислорода

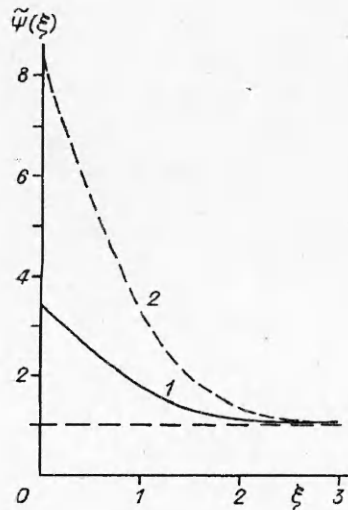


Рис. 2.

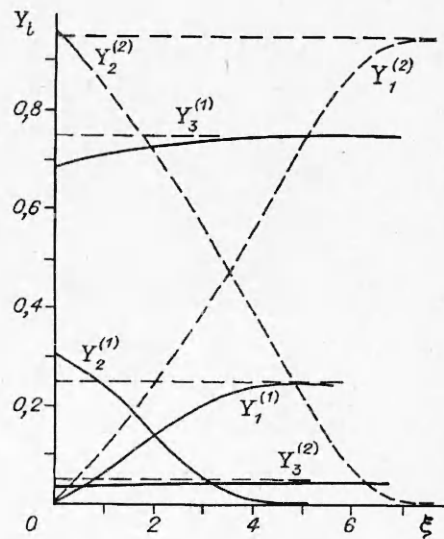


Рис. 3.

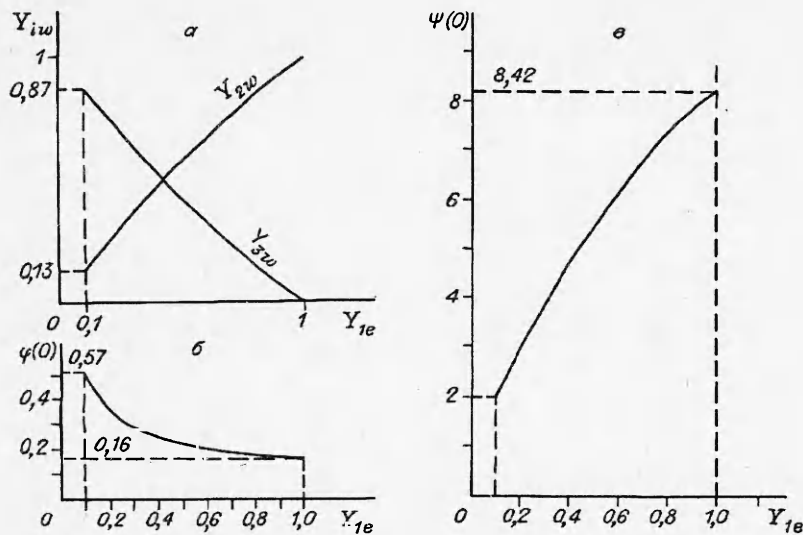


Рис. 4.

( $Y_{1e} = 0,25$ ), 2 — горение в обогащенной кислородом атмосфере ( $Y_{1e} = 0,95$ ).

На рис. 1 представлены графики безразмерных функций  $\varphi(\xi)$ ,  $f(\xi)$  и  $T/T_0$ . Сплошные кривые соответствуют варианту с  $Y_{1e} = 0,25$ , штриховые с  $Y_{1e} = 0,95$ . На рис. 2 для тех же случаев представлены графики функции  $\Psi(\xi)$ , отражающие распределение безразмерной температуры в конденсированной фазе. Рис. 3 иллюстрирует распределение концентраций реагентов вблизи поверхности:  $Y_1$  — окислитель ( $O_2$ ),  $Y_2$  — продукты реакции ( $CO_2$ ),  $Y_3$  — инертный компонент ( $N_2$ ). Из графика видно, что при увеличении концентрации кислорода в атмосфере  $Y_{1e}$  возрастает толщина зоны смещения, где градиенты концентраций особенно велики. При этом поверхностные концентрации реагентов  $Y_{iw}$ , температура и плотность смеси газов у поверхности существенно зависят от концентрации кислорода в атмосфере. На рис. 4 приведена зависимость поверхностных концентраций реагентов  $Y_{iw}$  ( $i = 2 - CO_2$ ;  $i = 3 - N_2$ ), безразмерных плотности  $\varphi(0)$  и температуры  $\Psi(0) = T_w/T_0$  от концентрации кислорода  $Y_{1e}$ . Видно, что с возрастанием  $Y_{1e}$  поверхностная концентрация продуктов реакции и температура возрастают практически линейно, а поверхностная концентрация инертного для данной реакции компонента  $N_2$  практически линейно убывает до нуля. Поверхностная плотность газов (см. рис. 4, б) убывает, что является следствием возрастания температуры поверхности.

Безразмерная массовая скорость выгорания поверхности топлива при чисто диффузионном режиме гетерогенного горения задается соотношением

$$(\varphi u^*)_w = f(0)/\sqrt{2t},$$

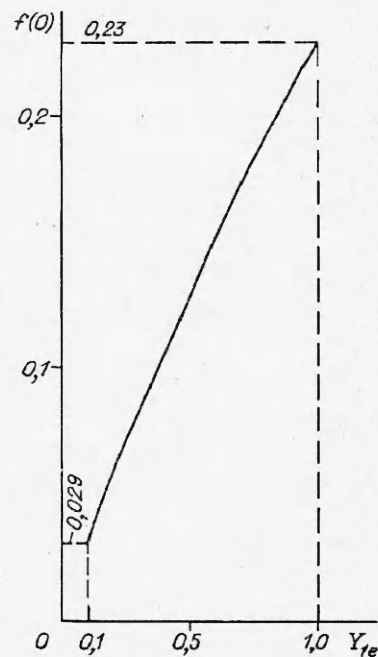


Рис. 5.

где  $f(0)$  также зависит от концентрации кислорода в атмосфере. Результаты расчетов (рис. 5) показывают, что с ростом  $Y_{1e}$  безразмерный параметр  $f(0)$  возрастает практически линейно, что говорит о существенном увеличении скорости выгорания поверхности при возрастании содержания кислорода в атмосфере.

Таким образом, полученное автомодельное решение позволяет определить скорость выгорания поверхности топлива, профили температуры в газе и в топливе, распределения концентраций в газе и исследовать зависимость основных характеристик процесса от значений внешних определяющих параметров.

Работа частично поддержана программой «Университеты России» по направлению «Фундаментальные проблемы математики и механики», проект № 3.1.16.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов В.И., Худяков Г.Н. Диффузионное горение жидкостей. — М., 1961.
2. Мильков С.Н., Сухов Г.С., Ярин Л.П. Теория горения жидкостей со свободной поверхностью. IV. Нестационарные задачи // ФГВ. — 1985. — 21, № 4. — С. 39—45.
3. Мильков С.Н., Сухов Г.С., Ярин Л.П. Теория горения жидкостей со свободной поверхностью. III. Специальные задачи // Там же. — 1985. — 21, № 3. — С. 3—8.
4. Смирнов Н.Н. Тепломассоперенос при нестационарном горении поверхности конденсированного топлива в диффузионном режиме // Докл. V Национального конгресса по теоретической и прикладной механики, Варна, 23—29 сент. 1985 г. — София: Изд-во БАН, 1985. — Кн. 2. — С. 793—800.
5. Смирнов Н.Н. Нестационарное гетерогенное горение топлива // ФГВ. — 1991. — 27, № 2. — С. 34—40.
6. Зверев И.Н., Смирнов Н.Н. Газодинамика горения. — М.: Изд-во МГУ, 1987.

119899, г. Москва,  
МГУ

Поступила в редакцию 10/III 1993,  
после доработки — 11/II 1994

УДК 662.612.22

*Л.Я. Кашпоров, Л.А. Клячко, Н.А. Силин, Е.С. Шахиджанов*

### ГОРЕНИЕ СМЕСЕЙ МАГНИЯ С НИТРАТОМ НАТРИЯ. I. СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ МАГНИЯ С НИТРАТОМ НАТРИЯ

Предложена физически обоснованная модель горения смесей магния с нитратом натрия и получено уравнение, определяющее скорость горения таких смесей. Проанализировано влияние различных факторов на скорость их горения. Дано сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей скорости горения от соотношения компонентов, размера частиц магния, начальной температуры смеси и внешнего давления.

Смеси магния, органического горючего и нитрата натрия (или калия) широко используются в пиротехнических средствах (трассирующих, осветительных, зажигательных, дымовых и сигнальных) и в качестве твердого топлива в ракетно-прямоточных двигателях [1, 2]. Исследованию процессов воспламенения и горения таких смесей посвящены работы [3—13], однако до сих пор не разработана теория, позволяющая определить скорость и пределы их горения.

Представляется целесообразным сначала рассмотреть характеристики горения более простой смесевой системы — двухкомпонентной смеси  $Mg + NaNO_3$  — и лишь затем переходить к изучению более сложной трехкомпонентной системы.

Рассматриваемая система представляет собой уплотненную механическую смесь тонкодисперсного трудногазифицирующегося горючего (магния) с

© Л.Я. Кашпоров, Л.А. Клячко, Н.А. Силин, Е.С. Шахиджанов, 1994.