

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рахматулин Х. А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред // ПММ.— 1956.— 20, № 2.— С. 184.
2. Клейман Я. З. О методе характеристик в теории движения многокомпонентной среды // Там же.— 1959.— 23, № 2.— С. 391.
3. Крайко А. Н., Стернин Л. Е. К теории течений двухскоростной сплошной среды с твердыми или жидкими частицами // Там же.— 1965.— 29, № 3.— С. 418.
4. Клебанов Л. А., Крошилин А. Е., Нигматулин Б. И. и др. О гиперболичности, устойчивости и корректности задачи Коши применительно к системе дифференциальных уравнений двухскоростного движения двухфазных сред // Там же.— 1982.— 46, № 1.— С. 83.
5. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.
6. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Исследование структур изотермических ударных волн и расчет разлета облака газозвеси.— Новосибирск, 1986.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 8).
7. Ермолаев Б. С., Посвянский В. С. О моделировании конвективного горения уравнениями механики двухфазных реагирующих сред // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1980.
8. Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В., Посвянский В. С. и др. Результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных взрывчатых систем при возрастающем давлении // ФГВ.— 1985.— 21, № 5.— С. 3.
9. Смирнов Н. Н. Распространение конвективного горения в двухфазных системах с продольной пористостью и переход в режим недосжатой детонации // Там же.— 1987.— 23, № 3.— С. 58.
10. Вилюнов В. Н., Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П. О детерминированной модели конвективного горения пористых систем // Там же.— 1988.— 24, № 5.— С. 40.
11. Khasainov V. A., Attetkov A. V., Borisov A. A. et al. Critical conditions for hot spot evolution in porous explosives // Dynamics of Explosions: AIAA Progr. Astron. Aeron.— Washington, 1988.— Vol. 114.— P. 303.
12. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
13. Жуковский Н. Е. О гидравлическом ударе в водопроводных трубах.— М.; Л.: Гостехиздат, 1949.
14. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях.— М.: Мир, 1981.

г. Москва

Поступила в редакцию 15/XI 1989,  
после доработки — 10/V 1990

УДК 534.222

Н. Н. Смирнов

### НЕСТАЦИОНАРНОЕ ГЕТЕРОГЕННОЕ ГОРЕНИЕ ТОПЛИВА

Построено автомодельное решение нестационарной одномерной задачи диффузионного горения поверхности топлива в чисто гетерогенном режиме, позволяющее определить скорость выгорания поверхности, распределение температуры в газе и топливе, распределения концентраций в газе и исследовать зависимость полученных характеристик от внешних определяющих параметров.

Нестационарное газофазное горение исследовалось в [1—5]. В данной работе анализируются закономерности чисто гетерогенного режима диффузионного горения на примере нестационарной одномерной плоской задачи.

Будем рассматривать задачу в системе координат, связанной с поверхностью раздела фаз. Введем координаты  $x$  и  $\tilde{x}$ , ориентированные в противоположные от поверхности раздела стороны:  $x$  — для газообразной, а  $\tilde{x}$  — для ж-фазы. Влиянием внешних массовых сил, включая силы инерции, пренебрежем; плотность  $\rho_f$ , удельную теплоемкость  $c_f$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda_f$  для ж-фазы положим постоянными. В этой системе координат горючее по мере выгорания подается к поверхности раздела с неизвестной скоростью  $v_f(t)$ .

Для рассматриваемой задачи, когда реакции в газовой фазе отсутствуют, система уравнений одномерного плоского нестационарного тече-

ния смеси переменного состава имеет вид

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

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (2)$$

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

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho u \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D \sum_{i=1}^N h_i \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) \right), \quad (4)$$

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

где  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $T$  — плотность, скорость, давление и температура газа;  $Y_i$ ,  $m_i$  — массовая концентрация и молярная масса  $i$ -го компонента;  $\mu$ ,  $\lambda$ ,  $D$  — коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии для газовой смеси;  $H = \widehat{c}_p T + \frac{u^2}{2} + \sum_{i=1}^N Y_i h_i^0$  — полная удельная энтальпия газовой смеси;  $\widehat{c}_p = \sum_{i=1}^N c_{pi} Y_i$  — средняя теплоемкость;  $h_i = c_{pi} T + h_i^0$  — удельная энтальпия  $i$ -го компонента;  $h_i^0$  — удельная энтальпия образования  $i$ -го компонента;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Индексы соответствуют:  $i = 1$  — окислителю,  $i = 2$  — инертному компоненту,  $i = N$  — горючему.

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

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

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 количества движения (2) используется условие гомобаричности ( $p = \text{const}$ ). После элементарных преобразований приведем систему уравнений (1) — (4) к виду

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$p = \text{const}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u Y_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \widehat{\rho c}_p T}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{\rho u c}_p T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\lambda}{\widehat{c}_p} \frac{\partial \widehat{c}_p T}{\partial x} \right). \quad (10)$$

Граничные условия системы (6) — (10) записываются в следующем виде: в конденсированной фазе при  $\widehat{x} \rightarrow +\infty$

$$T = T_0, \quad (11)$$

в газе при  $x \rightarrow \infty$

$$T = T_e, \quad Y_1 = Y_{1e}, \quad Y_{2e} = 1 - Y_{1e}, \quad (12)$$

на поверхности раздела фаз ( $x = 0$ )

$$(\rho u)_w = -\rho_f v_f, \quad (13)$$

$$(\rho u)_w Y_{iw} - (\rho D)_w \left. \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right|_w = g_{iw}, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (14)$$

$$(\rho u)_w (Y_{Nw} - 1) - (\rho D)_w \left. \frac{\partial Y_N}{\partial x} \right|_w = g_{Nw},$$

$$-\lambda_f \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{fw} = \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w - (\rho u)_w h_L - \sum_{i=1}^N g_{iw} h_{iw}, \quad (15)$$

где  $h_L$  — удельная теплота фазового перехода;  $g_{iw}$  — массовая скорость гетерогенной реакции, индекс  $w$  относится к значениям параметров на поверхности раздела фаз. Граничные условия (13)–(15) 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:

$$\begin{aligned} T &= T_e = \text{const}, Y_1 = Y_{1e}, Y_2 = 1 - Y_{1e} \text{ при } x > 0, t = 0, \\ T &= T_0 \text{ при } \hat{x} > 0, t = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

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

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

$$g_{iw} = g_{Nw} \Phi_i / \Phi_N. \quad (17)$$

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  $n$  после реакции. Так как, по предположению, химические превращения происходят на поверхности, горячее в потоке отсутствует ( $Y_N = 0$  при  $x \geq 0$ ).

Система (7)–(10) при условии  $Le = \lambda / \rho D c_p = 1$  допускает первые интегралы:

$$Y_i = (Y_{ie} - Y_{iw}) \alpha + Y_{iw}, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (18)$$

$$\widehat{c}_p T = (\widehat{c}_{pe} - \widehat{c}_{pw} T_w) \alpha + \widehat{c}_{pw} T_w, \quad (19)$$

$$\widehat{c}_p = (\widehat{c}_{pe} - \widehat{c}_{pw}) \alpha + \widehat{c}_{pw}, \quad (20)$$

где функция  $\alpha$  есть решение уравнения

$$\frac{\partial \rho \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \alpha}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \rho D \frac{\partial \alpha}{\partial x} \quad (24)$$

с граничными условиями  $\alpha = 0$  при  $x = 0$ ;  $\alpha = 1$  при  $x \rightarrow +\infty$ .

Перейдем к безразмерным переменным по формулам

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{x_0}, \quad t^* = \frac{t}{t_0}, \quad \tilde{x}^* = \frac{\tilde{x}}{\tilde{x}_0}, \quad u^* = \frac{u}{u_0}, \quad v_f^* = \frac{v_f}{v_0}, \\ x_0 &= \sqrt{D_0 t_0}, \quad u_0 = \sqrt{D_0 / t_0}, \quad \tilde{x}_0 = \sqrt{\lambda_{0f} t_0 / \rho_{0f} c_{0f}}, \quad v_0 = \sqrt{\lambda_{0f} / \rho_{0f} c_{0f} t_0}, \\ \varphi &= \rho / \rho_e, \quad D^* = D / D_0, \quad \Psi = T / T_0, \end{aligned}$$

где индексом ноль отмечены характерные значения параметров. Тогда система уравнений (6)–(10) с учетом первых интегралов (18)–(20)

принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t^*} + \frac{\partial \varphi u^*}{\partial x^*} &= 0, \\ \frac{\partial \varphi \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \varphi u^* \alpha}{\partial x^*} - \frac{\partial}{\partial x^*} \varphi D^* \frac{\partial \alpha}{\partial x^*}, & \\ \frac{\partial \Psi}{\partial t^*} + v_f^* \frac{\partial \Psi}{\partial x^*} &= b^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^{*2}}, \quad b^2 = \left( \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\rho_0 c_0}{\lambda_0} \right)_f. \end{aligned} \quad (22)$$

В дальнейшем звездочки над безразмерными переменными опускаем. Уравнения (22) и граничные условия (11)–(16) допускают введение автомодельных переменных:

$$\xi = x/\sqrt{2t}, \quad \tilde{\xi} = \tilde{x}/\sqrt{2t}, \quad \varphi u = f(\xi)/\sqrt{2t}. \quad (23)$$

Учитывая, что  $\rho u = \text{const}$ , получим систему уравнений [6]

$$-\varphi' \xi + f = 0, \quad (24)$$

$$a^2 \left( \alpha''_{\varphi} - \frac{\alpha' \varphi'}{\varphi^2} \right) = \alpha' (f - \xi \varphi), \quad a^2 = \frac{\lambda_e \rho_0 \widehat{c}_{p0}}{\rho_e \widehat{c}_{pe} \lambda_0}, \quad (25)$$

$$b^2 \Psi''(\tilde{\xi}) + \Psi'(\tilde{\xi})(\tilde{\xi} + k) = 0, \quad k = \frac{\rho_e u_0}{\rho_f v_0} f(0), \quad (26)$$

для замыкания которой используем условие гомобаричности (8)

$$\frac{p_e}{\rho_e R} = \varphi(\xi) \left[ \alpha(\xi) \sum_{i=1}^N \frac{Y_{ie} - Y_{iw}}{m_i} + \sum_{i=1}^N \frac{Y_{iw}}{m_i} \right] \frac{(\widehat{c}_{pe} T_e - \widehat{c}_{pw} T_w) \alpha + \widehat{c}_{pw} T_w}{(\widehat{c}_{pe} - \widehat{c}_{pw}) \alpha + \widehat{c}_{pw}}. \quad (27)$$

Из условий (18) определим значения градиентов концентраций у поверхности:

$$\frac{\partial Y_i}{\partial x} \Big|_w = (Y_{ie} - Y_{iw}) \alpha'(0) \frac{1}{\sqrt{2t}}, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (28)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial x} \Big|_w = 0, \quad (29)$$

где  $\alpha' = d\alpha/d\xi$ . Из граничных условий (14) и (29) найдем неизвестную скорость гетерогенной реакции при чисто диффузионном режиме

$$g_{Nw} = -(\varphi u)_w \rho_e u_0. \quad (30)$$

Тогда, используя (17) и условия на границе (14) и (28), получим формулы для определения неизвестных приповерхностных концентраций реагентов

$$Y_{iw} = \frac{Y_{ie} - B_D \Phi_i / \Phi_N}{1 + B_D}, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (31)$$

где  $B_D = \frac{f(0)}{(\varphi D)_w \alpha'(0)}$  — неизвестный безразмерный параметр массообмена.

Предполагаем, что имеет место чисто диффузионный режим горения, т. е. скорость химической реакции во много раз превосходит скорость диффузии. В этом случае исходные реагенты не могут скапливаться на поверхности пламени, не вступив в реакцию. Поэтому поверхностные концентрации как горючего, так и окислителя равны нулю:

$$Y_{Nw} = 0, \quad Y_{1w} = 0. \quad (32)$$

Условие (32) позволяет определить параметр массообмена  $B_D$  из соотношения (31) для  $i = 1$ :

$$B_D = Y_{1e} \Phi_N. \quad (33)$$

При известных скоростях гетерогенных реакций (17), (30) граничное условие для потока энергии (15) может быть записано так:

$$-\frac{\lambda_f}{x_0} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{fw} = \frac{\lambda}{x_0} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w + (\varphi u)_w \rho_e u_0 (\Delta c_p T_w / (\Phi_N + \Delta H - h_L)). \quad (34)$$

Здесь  $\Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N m_i h_i^0 (v_i' - v_i'')}{m_N (v_N' - v_N'')}$  — удельная теплота реакции при абсолют-

ном 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). Из первых интегралов (19), (20) определим потоки тепла на границе в газе и в ж-фазе

$$\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w = \widehat{c}_{pe} (T_e - T_w) \frac{\lambda_w}{c_{pw}} \alpha'(0) \frac{1}{\sqrt{2t}}, \quad (35)$$

$$\lambda_f \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{fw} = \lambda_f T_0 \Psi'(0) \frac{1}{\sqrt{2t}}. \quad (36)$$

Используя (35), (36), запишем граничное условие (34) в автомодельных переменных

$$-\frac{\lambda_f T_0 \Psi'(0)}{x_0 \rho_e u_0} = (\varphi D)_w \alpha'(0) [\widehat{c}_{pe} (T_e - T_w) + B_D (\Delta c_p T_w / (\Phi_N + \Delta H - h_L))]. \quad (37)$$

Из (26)

$$\Psi(\xi) = 1 + \frac{T_w - T_0}{T_0} \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{\xi + k}{b\sqrt{2}}\right)}{\operatorname{erfc}\left(\frac{k}{b\sqrt{2}}\right)}, \quad (38)$$

$$\operatorname{erfc}(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz,$$

определяется величина

$$\Psi'(0) = -\frac{T_w - T_0}{T_0} \frac{\sqrt{2}}{b\sqrt{\pi}} e^{-\frac{k^2}{2b^2}} \left[ \operatorname{erfc}\left(\frac{k}{b\sqrt{2}}\right) \right]^{-1}. \quad (39)$$

Система уравнений (24), (25), как показано в [5, 6], имеет интеграл вида

$$\alpha = \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{f - \xi\varphi}{a\sqrt{2}}\right)}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right)}, \quad (40)$$

откуда

$$\alpha'(0) = \frac{\sqrt{2}\varphi(0) \exp\left[-\frac{f^2(0)}{2a^2}\right]}{a\sqrt{\pi} \left[ 1 + \exp\left(\frac{f(0)}{a\sqrt{2}}\right) \right]}. \quad (41)$$

Подставим (41) и (39) в (37). Уравнения (37) и (27) с учетом значения параметра массообмена (33) образуют замкнутую систему трех

уравнений относительно неизвестных величин  $T_w$ ,  $\varphi(0)$ ,  $f(0)$ :

$$\frac{\lambda_f(T_w - T_0)}{\tilde{x}_0 \rho_e u_0 (\varphi D)_w \varphi(0)} \frac{a}{b} \frac{1 + \operatorname{erf} \frac{f(0)}{a \sqrt{2}}}{\operatorname{erfc} \frac{k}{b \sqrt{2}}} \exp \left[ -\frac{k^2}{2b^2} + \frac{f^2(0)}{2a^2} \right] = \widehat{c}_{pe}(T_e - T_w) +$$

$$+ Y_{1e} [T_w \Delta c_p + \Phi_N (\Delta H - h_L)], \quad (42)$$

$$\frac{p_e}{\rho_e R} - \frac{\varphi(0) T_w}{1 + Y_{1e} \Phi_N} \left( \sum_{i=1}^{N-1} \frac{Y_{1e}}{m_i} - \frac{Y_{1e} \Phi_i}{m_i} \right), \quad (43)$$

$$f(0) = Y_{1e} \Phi_N (\varphi D)_w \frac{\sqrt{2}}{a \sqrt{\pi}} \frac{\varphi(0) \exp \left[ -\left( \frac{f(0)}{a \sqrt{2}} \right)^2 \right]}{1 + \operatorname{erf} \frac{f(0)}{a \sqrt{2}}}. \quad (44)$$

Чтобы получить решение системы (24), (25), подставим интеграл (40) в уравнение состояния (27) и выразим из него функцию

$$\varphi(\xi) = g(y), \quad (45)$$

$$y = f(\xi) - \xi \varphi(\xi). \quad (46)$$

Из (24) следует, что

$$\frac{dy}{d\xi} = f' - \xi \varphi' - \varphi = -\varphi. \quad (47)$$

Тогда из (45) с учетом (47) получим для определения функции  $y$  обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого имеет вид

$$\xi = \int_{f(0)}^y \frac{T_e (1 + \Theta) \left[ (\widehat{c}_{pe} - c_{pw}) \operatorname{erf} \frac{y}{a \sqrt{2}} - \widehat{c}_{pe} \Theta + \widehat{c}_{pw} \right] dy}{\left[ \operatorname{erf} \frac{y}{a \sqrt{2}} - \left( \Theta + \frac{m_e}{m_w} \right) \right] \left[ (\widehat{c}_{pe} T_e - \widehat{c}_{pw} T_w) \operatorname{erf} \frac{y}{a \sqrt{2}} - (\widehat{c}_{pe} T_e \Theta + \widehat{c}_{pw} T_w) \right]}, \quad (48)$$

где  $\Theta = \operatorname{erf} \frac{f(0)}{a \sqrt{2}}$ , а неизвестная величина  $f(0)$  определяется из решения системы (42)–(44);  $m_e$ ,  $m_w$  — средняя молярная масса смеси газов на бесконечности и на поверхности раздела фаз соответственно. Решение (48) совместно с (40), (45) и (46) позволяет определить неизвестные функции  $\varphi(\xi)$ ,  $f(\xi)$  и  $\alpha(\xi)$ . Тогда распределение параметров во внешнем потоке находится из первых интегралов (18)–(20).

Для многих практически важных задач основной интерес представляет скорость выгорания поверхности горючего [1], а не распределение параметров в газовой и конденсированной фазах. При найденном в процессе решения значении параметра  $f(0)$  массовая скорость выгорания поверхности определяется, как и для газофазного горения [4], соотношением

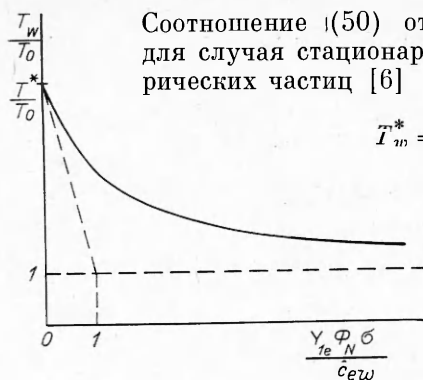
$$(\varphi u)_w = f(0) / \sqrt{2} t = \rho_e f^2(0) / \rho_f x_w, \quad x_w = X_w / x_0, \quad (49)$$

т. е. массовая скорость выгорания поверхности обратно пропорциональна глубине выгорания  $X_w$  или корню квадратному из времени горения.

Из уравнения (42) с помощью (44) найдем неизвестную температуру поверхности при гетерогенной реакции

$$T_w = \frac{\widehat{c}_{pe} T_e + Y_{1e} \Phi_N [\Delta H - h_L + T_0 \sigma]}{\widehat{c}_{pw} (1 + Y_{1e} \Phi_N) + Y_{1e} \Phi_N \sigma}, \quad (50)$$

$$\sigma = \frac{\lambda_f \sqrt{2} \exp \left( -\frac{k^2}{2b^2} \right)}{\tilde{x}_0 u_0 \rho_e f(0) \sqrt{\pi} b \operatorname{erfc} (k/b \sqrt{2})}.$$



Соотношение (50) отличается от соответствующей формулы для случая стационарного горения равномерно прогретых сферических частиц [6]

$$T_w^* = \frac{\widehat{c}_{pe} T_e + Y_{1e} \Phi_N (\Delta H - h_L)}{\widehat{c}_{pw} (1 + Y_{1e} \Phi_N)} \quad (51)$$

наличием членов, зависящих от нестационарных эффектов теплопроводности (5) и характеризующих темп прогресса горючего и скорость выгорания его поверхности. Из (50), (51) видно, что температура поверхности  $T_w$  возрастает с увеличением теплоты сгорания топлива  $\Delta H$  и концентрации окислителя

во внешнем потоке  $Y_{1e}$ . Когда теплообмен в конденсированной фазе отсутствует ( $\sigma \rightarrow 0$ ), соотношение (50) совпадает с (51), что имеет место, например когда горючее равномерно прогрето до температуры фазовой границы. С увеличением интенсивности теплообмена в конденсированной фазе (возрастанием параметра  $\sigma$ ) температура поверхности  $T_w$  уменьшается.

На рисунке приведена зависимость безразмерной температуры поверхности от безразмерной комбинации, содержащей параметр  $\sigma$ . График построен для частного случая, когда удельная теплоемкость смеси при реакции не изменяется. Учет нестационарности показывает, что температура поверхности оказывается ниже, чем при стационарном горении равномерно прогретой частицы, а скорость горения в начальные моменты времени очень велика, но с течением времени уменьшается ввиду возрастания внешнедиффузионного торможения со стороны образующихся продуктов реакции.

Таким образом, в работе получено решение одномерной нестационарной задачи диффузионного горения поверхности топлива в чисто гетерогенном режиме, позволяющее определить скорость выгорания поверхности, распределение температуры в газе и топливе, распределения концентраций в газе и исследовать зависимость полученных характеристик процесса от значений внешних определяющих параметров задачи.

#### 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 механике, Варна, 23—29 сент. 1985 г.— София: Изд-во БАН, 1985.— Кн. 2.— С. 793—800.
5. Смирнов Н. Н. Нестационарное горение поверхности топлива в диффузионном режиме // ФГВ.— 1986.— 22, № 1.— С. 33—39.
6. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во МГУ, 1987.

г. Москва

Поступила в редакцию 25/IX 1989,  
после доработки — 19/VI 1990