

## ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПРЕССОВОК МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ В ГАЗЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПОРИСТОСТИ

В. К. Смоляков

Томский филиал Института структурной макрокинетики РАН, 634050 Томск

В рамках модели, полученной на основе уравнений механики многофазных сред и учитывающей изменения макроструктуры, связанные с различием плотностей металла и продукта, жидкофазным спеканием и действием фильтрующегося в порах газа, анализируется горение бронированных и небронированных образцов. Исследовано влияние степени разбавления смеси на параметры волны горения и структуру продукта. Определены условия сохранения проницаемости шихты при плавлении металла и получены выражения для скорости горения и конечной пористости. На качественном уровне описано горение небронированных образцов. Найдены условия подвода газа через исходную смесь и продукты.

Фильтрационное горение прессовок металлических порошков в газе является важным направлением самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [1]. В большинстве практически важных систем горение сопровождается заметным изменением макроскопической структуры образцов (пористости, размеров, формы), связанным с появлением жидкой фазы во фронте горения.

Теоретическое исследование формирования макроструктуры продукта в волне фильтрационного горения начато в [2], где на основе механики многофазных сред построена математическая модель, учитывающая различие плотностей металла и продукта, жидкофазное спекание и действие фильтрующегося в порах газа; проведен анализ влияния указанных факторов; получены оценки скорости горения и пористости для некоторых частных случаев при естественной фильтрации газа через исходную смесь. В настоящей работе с использованием математической модели [2] продолжено изучение макроструктурных превращений в волне горения систем металл — газ.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ

Рассматривается горение пористого образца, прессованного из металлического порошка с радиусом частиц  $R_0$ . Образец бронирован с боковой поверхности (рис. 1). Его длина предполагается достаточно большой, чтобы распространение фронта фильтрационного

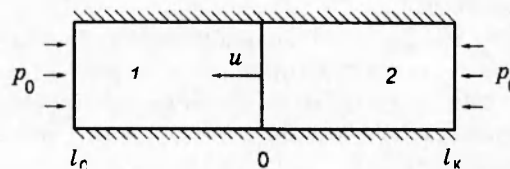


Рис. 1. Схема горения бронированного образца:  
1 — исходная смесь с параметрами  $m_0, T_0, \alpha = 0$ ;  
2 — продукты горения с параметрами  $m_k, T_f, \alpha_k$

горения можно было считать квазистационарным [3, 4]. В ходе взаимодействия возможно плавление металла; продукт считается неплавящимся.

Математическая модель, описывающая адиабатическое горение в однотемпературном приближении, имеет следующий вид [2]:

$$[c_1 \rho_1 m(u + v_1) + c_2 \rho_2 (1 - m)(u + v_2)] \frac{dT}{dz} = \frac{d}{dz} \left( \lambda \frac{dT}{dz} \right) + QJ, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{3\mu_1(1 - m)}{16R_0^2} \text{Re } C(v_2 - v_1), \quad (2)$$

$$\frac{d\alpha}{dz} = \frac{(1 - m)\rho_2(1 - \alpha\mu)}{(1 - m_0)u\rho_m} k(T)F(\alpha), \quad (3)$$

$$\frac{dm}{dz} = \frac{[\rho_f(1 - \mu) - \rho_m](1 - m)\rho_2}{(1 - \alpha\mu)\rho_m\rho_f} \frac{d\alpha}{dz} + \frac{(p_* - p_0 - p_L m)(1 - m)(1 - \alpha\mu)\rho_2}{2\eta(1 - m_0)\rho_m u}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 m_0 \rho_0 (u + v_{1,0}) &= \\
 &= m \rho_1 (u + v_1) + \frac{\mu(1 - m_0) \rho_M u \alpha}{1 - \alpha \mu} = \\
 &= m_K \rho_K (u + v_{1,K}) + \frac{\mu(1 - m_0) \rho_M u \alpha_K}{1 - \alpha_K \mu}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (1 - m_0) \rho_M u &= (1 - m) \rho_2 (u + v_2) (1 - \alpha \mu) = \\
 &= (1 - m_K) \rho_{2,K} (u + v_{2,K}) (1 - \alpha_K \mu), \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$J = (1 - m_0) \rho_M u \frac{d}{dz} \left( \frac{\alpha}{1 - \alpha \mu} \right). \quad (7)$$

Граничные условия

$$\begin{aligned}
 z = -l_0: \quad v_2 = 0, \quad T = T_0, \quad m = m_0, \\
 \alpha = 0, \quad p = p_0; \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$z = l_K: \quad \alpha = \alpha_K, \quad p = p_0, \quad \frac{dT}{dz} = 0$$

определяют горение образца длиной  $l_0 + l_K$ . В (3) не учитывается влияние давления на скорость взаимодействия.

В (1)–(8) использованы следующие обозначения:  $u$  — скорость горения;  $m$  — пористость;  $T$  — температура;  $\alpha$  — глубина превращения по продукту;  $\mu$  — доля газообразного реагента в продукте;  $z$  — координата;  $c_1$  — теплоемкость газа,  $c_2 = c_f \alpha + c_M (1 - \alpha)$  — конденсированной фазы, где  $c_f$  — теплоемкость продукта, а  $c_M = c_M^0 + L_0 \delta(T_* - T)$  — металла, взятая в виде, учитывающем затраты тепла на плавление,  $L_0$  — теплота плавления,  $\delta(T_* - T)$  — дельта-функция;  $\rho_1$  — плотность газа, связанная с давлением уравнением состояния  $p = \rho_1 RT/M$ , где  $R$  — газовая постоянная,  $M$  — молекулярная масса газа;  $\rho_2 = \rho_M \rho_f / [\alpha \rho_M + \rho_f (1 - \alpha)]$  — плотность конденсированной фазы, а  $\rho_M, \rho_f$  — металла и продукта;  $Q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы продукта;  $C$  — коэффициент сопротивления;  $v_1, v_2$  — скорости газовой и конденсированной фаз;  $\mu_1$  — вязкость газа;  $\lambda \approx \lambda_0 (1 - m)$  — теплопроводность,  $\lambda_0$  — константа;  $k(T) = k_0 \exp(-E/RT)$ ,  $k_0, E$  — константа, предэкспонент и энергия активации химической реакции;  $F(\alpha)$  — кинетический закон взаимодействия;  $p_L \approx 3\varepsilon(1 - m)^2/R_0$  — лапласово давление в конденсированной фазе [5];  $\varepsilon$  — поверхностное натяжение;  $p_*$  — давление газа во фронте;  $l_0$  — координата холодного торца образца,  $l_K$  — горячего торца, который в общем случае может менять свое положение;  $Re = 2|v_1| \rho_1 R_0 / \mu_1$  — число Рейнольдса;  $\eta = \eta_*(T) f(\varphi)$ , где  $\eta_*(T) = \eta_0 \exp(E_*/RT)$ ,  $\eta_0, E_*$  — вязкость, предэкспонент и энергия активации вязкости жидкого металла,  $f(\varphi)$  — функция

стесненности, отражающая влияние объемной концентрация тугоплавкого вещества  $\varphi$ . Ограничиваясь качественными оценками, возьмем  $f(\varphi)$  в виде [5]

$$f(\varphi) = 1/(1 - 5\varphi/2), \quad (9)$$

где  $\varphi = \alpha \rho_M / [\alpha \rho_M + (1 - \alpha) \rho_f]$ . Для коэффициента сопротивления  $C$  принято двухчленное выражение [6]:  $C = (4/3m)[1,75 + 150(1 - m)/mRe]$ . Индексы 0 и «к» характеризуют значения величин на холодном и горячем торцах образца.

Интегрируя (1) с учетом соотношений (5)–(8) и условия независимости теплового эффекта от температуры ( $c_f = c_M(1 - \mu) + c_1 \mu$ ), найдем температуру горения:

$$T_f = T_0 + \frac{\rho_M u (1 - m_0) [\alpha \alpha_K / (1 - \alpha_K \mu) - L_0]}{c_1 m_0 \rho_0 (u + v_{1,0}) + c_M \rho_M (1 - m_0) u}, \quad (10)$$

Если длина сгоревшей части образца  $l_K$  значительно больше расстояния до холодного торца ( $l_K \gg l_0$ ), то газ фильтруется в зону горения в основном через исходную смесь. Скорость втекания газа в образец только через исходную смесь ( $v_{1,K} = v_{2,K}$ ), определяемая по формуле

$$v_{1,0} \approx \frac{\mu(1 - m_0) \rho_M u \alpha_K}{(1 - \alpha_K \mu) m_0 \rho_0}, \quad (11)$$

в случае  $m_0 \approx 0,5$ ,  $\rho_0 \approx 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $u \approx 10^{-2}$  м/с,  $\alpha_K = 1$ ,  $\mu \approx 0,2$ ,  $\rho_M \approx 4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> составляет  $\approx 10$  м/с. Вне зоны структурных и химических превращений ( $m = m_0, \alpha = 0$ ) из (5) следует  $\rho_0 v_{1,0} \approx \rho_1 v_1$ . Значение числа Рейнольдса в исходной смеси для  $R_0 \approx 10^{-5}$  м и  $\mu_1 \approx 10^{-5}$  Па·с составляет  $Re_0 \approx 20$ .

Полученная оценка показывает, что при фильтрации газа через исходную смесь в случае мелких частиц можно пренебречь турбулентной составляющей коэффициента сопротивления и рассматривать уравнение

$$\frac{dp}{dz} \approx - \frac{150(1 - m_0)^2 \mu_1 v_{1,0} \rho_0}{4R_0^2 m_0^2 p}. \quad (12)$$

При втекании газа только через продукты ( $m = m_K, \alpha_K = 1$ ) для мелких частиц распределение давления описывается уравнением

$$\frac{dp}{dz} \approx - \frac{150(1 - m_K)^2 p_0 v_{1,K}}{4R_0^2 m_K^2 p}, \quad (13)$$

где скорость втекания газа через горячий торец  $v_{1,K} \approx -\mu(1 - m_0) \rho_M u / m_K \rho_K (1 - \mu)$ . Для крупных частиц ( $R_0 > 10^{-4}$  м) значения чисел Рейнольдса при газообмене через исходную смесь и конечные продукты, рассчитанные по формулам

$$Re_0 = \frac{2v_{1,0} \rho_0 R_0}{\mu_1}, \quad Re_K = \frac{2|v_{1,K}| \rho_K R_0}{\mu_1},$$

больше 200 и турбулентная составляющая коэффициента сопротивления становится определяющей. В этом случае  $C \sim 7/3m$  и уравнение фильтрации через исходную смесь имеет вид

$$\frac{dp}{dz} \sim \frac{7(1-m_0)\rho_0 v_{1,0} v_1}{8m_0 R_0}, \quad (14)$$

а через продукты —

$$\frac{dp}{dz} \approx \frac{7(1-m_k)v_1|v_{1,k}|\rho_k}{8m_k R_0}. \quad (15)$$

Интегрируя уравнения (12)–(15), найдем давление газа во фронте горения для рассматриваемых случаев:

$$\begin{aligned} p_{*,0}^2 &= p_0 \left[ 1 - \frac{150(1-m_0)^2 l_0 \mu_1 v_{1,0}}{2R_0^2 m_0^2 p_0} \right], \\ p_{*,k}^2 &= p_0^2 \left[ 1 - \frac{150(1-m_k)^2 l_k \mu_1 |v_{1,k}|}{2R_0^2 m_k^2 p_0} \right], \\ p_{*,0}^2 &= p_0^2 \left[ 1 - \frac{7(1-m_0)v_{1,0}^2 M l_0}{4m_0 R_0 RT_0} \right], \\ p_{*,k}^2 &= p_0^2 \left[ 1 - \frac{7(1-m_k)v_{1,k}^2 M l_k}{4m_k R_0 RT_f} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Решения (16) показывают, что давление газа во фронте меньше внешнего ( $p_* < p_0$ ), т. е. фильтрующийся газ не оказывает разрыхляющего действия.

Для естественной фильтрации газа через исходную смесь возможны два режима горения [3]. Первый — кинетический, когда лимитирующей стадией является скорость химического взаимодействия. В этом режиме глубина превращения  $\alpha_k = 1$ , давление во фронте  $p_{*,0} > 0$ . Во втором режиме (фильтрационном) горение лимитирует скорость поступления газа во фронт. При этом  $\alpha_k < 1$ , а  $p_{*,0} \approx 0$ . Длины зон фильтрации, при которых происходит смена режимов, равны

$$l' = \frac{2R_0^2 m_0 p_0}{150(1-m_0)^2 \mu_1 v_{1,0}}, \quad l'' = \frac{4m_0 R_0 RT_0}{7(1-m_0)v_{1,0}^2 M} \quad (17)$$

соответственно для мелких и крупных частиц.

Анализ уравнения (4) для типичных значений параметров  $\eta(T_*) \approx 10^{-3}$  Па·с,  $\mu \approx 0,2$ ,  $p_0 \approx 10^5 \div 10^7$  Па,  $\varepsilon \approx 1$  Н/м,  $R_0 \approx 10^{-3} \div 10^{-5}$  м,  $\mu_1 \approx 10^{-5}$  Па·с,  $\rho_m \approx 4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_f \approx 5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $k(T_*) \approx 10^{-1} \div 10^{-3}$  с<sup>-1</sup> показывает, что после плавления металла второй член в правой части существенно больше первого. Физически это означает, что характерное время

структурных изменений под действием вязких сил —

$$t_b \approx \frac{2\eta(T_*)}{p_* - p_0 - p_L m} \approx 10^{-5} \div 10^{-9} \text{ с}$$

существенно меньше времени структурных изменений из-за разницы плотностей —

$$t_f \approx \frac{\rho_f}{(\rho_f - \rho_m)k(T_*)} \approx 10 \div 10^4 \text{ с}$$

и характерного времени химического взаимодействия при температуре плавления металла:

$$t_x \approx 1/k(T_*) \approx 10 \div 10^3 \text{ с.}$$

Поэтому после плавления металла происходит потеря проницаемости из-за быстрого спекания шихты, и горение либо не реализуется, либо глубина превращения мала.

Для реализации горения в системах «плавящийся компонент — газ» необходимо снижение температуры до значения, меньшего температуры плавления, или увеличение вязкости конденсированной фазы. Эффективным приемом достижения указанных целей является разбавление исходной смеси инертной тугоплавкой составляющей. В экспериментальной практике в качестве разбавителя обычно используют конечный продукт [7]. Снижение температуры горения можно также достичь, проводя синтез в фильтрационном режиме, при котором глубина превращения меньше единицы, а температура во фронте меньше максимальной. Для этого следует забронировать горячий торец и, как видно из (17), использовать порошки меньшего размера, уменьшить начальную пористость и внешнее давление [1, 2].

## ВЛИЯНИЕ РАЗБАВЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ВОЛНЫ И СТРУКТУРУ ПРОДУКТА ГОРЕНИЯ

Введем следующие величины:

$c = m_p / (m_p + m_m^0)$  — массовая концентрация разбавителя, где  $m_p$ ,  $m_m^0$  — масса разбавителя и металла в исходной смеси;

$\alpha_p = m_f / (m_f + m_p + m_m)$  — глубина превращения,  $m_f$  — масса продукта.

Плотность исходной смеси и текущая плотность конденсированной фазы выражаются формулами

$$\rho_c = \frac{\rho_p \rho_m}{c \rho_m + (1-c) \rho_p}, \quad \rho_2 = \frac{\rho_c \rho_f}{\alpha_p \rho_c + (1-\alpha_p) \rho_f}, \quad (18)$$

где  $\rho_p$  — плотность разбавителя. Объемная доля тугоплавких продукта и разбавителя определяется выражением

$$\varphi = \frac{m_f/\rho_f + m_p/\rho_p}{m_f/\rho_f + m_p/\rho_p + m_m/\rho_m}. \quad (19)$$

Изменения массы продукта и свободного металла находятся из соотношений

$$\begin{aligned} m_f &= V\rho_2\alpha_p, \\ m_m &= V_0\rho_c(1-c) + V\rho_2\alpha_p(1-\mu), \end{aligned} \quad (20)$$

где  $V_0, V$  — выделенный начальный и соответствующий ему текущий объемы. Массу разбавителя можно выразить через его концентрацию в исходной смеси —

$$m_p = V_0\rho_c c \quad (21)$$

или через его содержание в реагирующем веществе:

$$\begin{aligned} m_p &= V\rho_2(1-\alpha_p) - [V_0\rho_c(1-c) - V\rho_2\alpha_p(1-\mu)] = \\ &= V\rho_2(1-\alpha_p\mu) - V_0\rho_c(1-c). \end{aligned} \quad (22)$$

Из (21), (22) следует

$$V\rho_2(1-\alpha_p\mu) = V_0\rho_c. \quad (23)$$

Используя (20), (21), (23), из (19) получим

$$\begin{aligned} \varphi &= \rho_f\rho_m[(1-\alpha_p\mu)c + \alpha_p]/[\rho_m\rho_f c(1-\alpha_p\mu) + \\ &+ \rho_p\rho_m\alpha_p + \rho_p\rho_f(1-\alpha_p - c + c\mu\alpha_p)]. \end{aligned} \quad (24)$$

Начальная объемная доля тугоплавкого разбавителя

$$\varphi_0 = \rho_c c / \rho_p. \quad (25)$$

В наиболее распространенном на практике случае разбавления смеси конечным продуктом формула (24) принимает вид

$$\begin{aligned} \varphi &= \rho_m[(1-\alpha_p\mu)c + \alpha_p]/[\rho_m c(1-\alpha_p\mu) + \\ &+ \alpha_p\rho_m + \rho_f(1-\alpha_p - c + c\alpha_p\mu)]. \end{aligned} \quad (26)$$

В соответствии с (9) существует критическое значение объемной доли тугоплавкой фазы  $\varphi_* \approx 2/5$ , при котором суспензия теряет текучесть. Отвечающая этому значению величина

$$\alpha_* = \frac{\rho_f(1-c)\varphi_* - \rho_m c(1-\varphi_*)}{(1-c\mu)[\rho_m(1-\varphi_*) + \rho_f\varphi_*]}$$

определяет глубину превращения, начиная с которой шихта сохраняет проницаемость; т. е., если к моменту плавления металла глубина превращения больше  $\alpha_*$ , структурные изменения не препятствуют дальнейшему взаимодействию.

Значение  $c$ , при котором пористость шихты при плавлении металла значительно не меняется, следует из неравенства  $\varphi_0 > \varphi_*$ , что дает

$$c > \frac{\varphi_*}{\rho_m(1-\varphi_*) + \varphi_*\rho_f}. \quad (27)$$

Существенное влияние степени разбавления на предотвращение вязкого слияния капель впервые обнаружено при горении кремния в азоте [7].

Конечная глубина превращения при полном выгорании металла определяется по формуле  $\alpha_{p,k} = (1-c)/(1-\mu c)$ . Адиабатическая температура горения разбавленной шихты задается выражением

$$\begin{aligned} T_f^* &= T_0 + \\ &+ \frac{\rho_c(1-m)u[Q\alpha_{p,k}/(1-\alpha_{p,k}\mu) - (1-c)L_0]}{c_1 m_0 \rho_0(u + v_{1,0}) + c_c \rho_c(1-m_0)u}, \end{aligned}$$

где  $c_c = c_m(1-c) + c_f c$  — теплоемкость смеси. Пренебрегая конвективными поправками к температурам горения разбавленной и неразбавленной шихты и полагая  $c_m \approx c_c$ , можно записать  $T_f^* \approx T_f - c(T_f - T_0)$ . При степени разбавления смеси

$$c > (T_f - T_*)/(T_f - T_0) \quad (28)$$

температура горения меньше температуры плавления металла.

Таким образом, необходимую минимальную степень разбавления при горении легкоплавкого металла в газе можно оценить из соотношений (27), (28).

Интегрируя (1), (3) в приближении узкой зоны реакции [8], получим скорость горения

$$u = \sqrt{\frac{\lambda_0 k_0 R T_f^2 \exp(-E/RT_f)(1-\alpha_k\mu)}{E(1-m_0)^2 \rho_m^2 Q K}},$$

где

$$K = \int_0^{\alpha_k} \frac{(\alpha_k - \alpha) d\alpha}{(1-m)^2(1-\alpha\mu)^2 \rho_2 F(\alpha)}. \quad (29)$$

Изменение скорости горения в зависимости от разбавления в пренебрежении всеми зависимостями, кроме экспоненциальной, составит

$$\frac{u^*}{u} \approx \exp\left\{-\frac{E}{2RT_f} \left[\frac{c(T_f - T_0)}{cT_0 + T_f(1-c)}\right]\right\}.$$

Влияние степени разбавления на параметры горения иллюстрирует рис. 2.

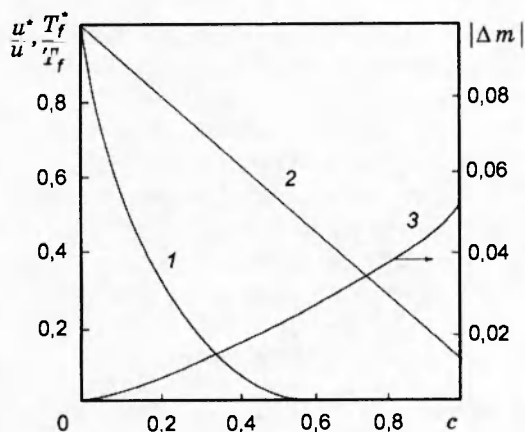


Рис. 2. Зависимости относительной скорости горения (1), температуры (2) и конечной пористости (3) от степени разбавления смеси при  $T_0/T_f = 0,1$ ;  $\mu = 0,2$ ;  $m_0 = 0,5$ ;  $RT_f/E = 0,1$ ;  $|\rho_c - \rho_f|/\rho_f = 0,1$

**СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С РАЗЛИЧИЕМ ПЛОТНОСТЕЙ ИСХОДНОЙ СМЕСИ И ПРОДУКТА**

Для твердофазного взаимодействия металла с газом или при разбавлении смеси тугоплавким продуктом изменение пористости в волне горения определяется разницей плотностей исходных веществ и продуктов. Изменение макроструктуры, связанное с твердофазным спеканием, во многих случаях мало [9].

Для твердофазного горения из (4) следует

$$m = 1 - (1 - m_0) \frac{\alpha(\rho_m - \rho_f) + \rho_f}{(1 - \alpha\mu)\rho_f}$$

При поступлении газа через исходную смесь в фильтрационном режиме глубина превращения находится из (11), (17). Например, для мелких частиц

$$\alpha_k = \left[ \mu + \frac{150(1 - m_0)^3 \mu \rho_m u l_0 \mu_1}{2R_0^2 m_0^3 \rho_0} \right]^{-1}$$

Изменение пористости тем больше, чем больше глубина превращения. Конечная пористость определяется по формуле

$$m_k = 1 - (1 - m_0) \frac{\alpha_m(\rho_m - \rho_f) + \rho_f}{(1 - \alpha_k \mu)\rho_f}$$

В кинетическом режиме и при фильтрации газа через продукты глубина превращения максимальна ( $\alpha_k = 1$ ). Ей соответствует максимальное изменение пористости:

$$\Delta m = 1 - (1 - m_0) \rho_m / (1 - \mu) \rho_f \tag{30}$$

Если параметры смеси таковы, что

$$\alpha_{**} = \frac{\rho_f m_0}{\mu \rho_f + (1 - m_0)(\rho_m - \rho_f)} < \alpha_k,$$

то шихта становится беспористой раньше, чем реализуется один из рассмотренных режимов. В этом случае в альтернативном условии завершения химической реакции во фронте [3]  $(1 - \alpha_k)p_{*,0} = 0$  вместо  $\alpha_k$  следует подставить  $\alpha_{**}$ , т. е. глубина превращения в продукте будет равна  $\alpha_{**}$ .

Конечная пористость образца из разбавленной шихты при полном выгорании металла записывается в виде

$$m_k^* = 1 - (1 - m_0) \frac{(1 - c)(\rho_c - \rho_f) + \rho_f(1 - \mu c)}{(1 - \mu)\rho_f}$$

В зависимости от степени разбавления изменение пористости составляет

$$\begin{aligned} \Delta m &= m_k^* - m_k = \\ &= \frac{1 - m_0}{\rho_f(1 - \mu)} [(1 - c)\rho_c + \rho_f c(1 - \mu) - \rho_m]. \end{aligned}$$

Рассмотрим качественную картину горения небронированных образцов. В этом случае в граничных условиях (8) вместо координат торцов  $l_0, l_k$  можно взять радиус образца  $H$ , который будет являться длиной фильтрации (рис. 3). Следует иметь в виду, что для корректности постановки задачи в квазистационарном приближении необходимо  $H \gg x_*$ , где  $x_* \approx a/u$  — толщина фронта горения,  $a$  — температуропроводность.

Для небронированных образцов газ поступает в основном через исходную смесь, если  $p_{*,0} > p_{*,k}$ . В этом случае радиус образца меньше критических длин фильтрации через исходную смесь:

$$H_0 = K_H (m_0^3 / T_0)$$

и через продукты:

$$H_k = \frac{K_H [1 - (1 - m_0)\rho_m / (1 - \mu)\rho_f]^3}{T_f [\rho_m / (1 - \mu)\rho_f]^2},$$

где для мелких частиц

$$K_H = \frac{4R_0^2 p_0^2 (1 - \mu)M}{150\mu\mu_1 (1 - m_0)^3 \rho_m u R}$$

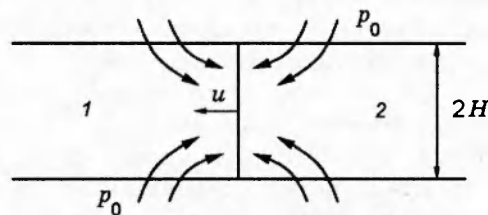


Рис. 3. Схема горения небронированного образца: 1 — исходная смесь; 2 — продукты горения

В области практически значимых параметров  $H_0 > H_k$ . Из (16) следует

$$\frac{(1 - m_0)^2}{m_0^2} v_{1,0} > \frac{(1 - m_k)^2}{m_k^2} v_{1,k}. \quad (31)$$

Так как направление фильтрации не влияет на изменение пористости, связанное с различием плотностей исходной смеси и продуктов, из (31) получим

$$\frac{T_0}{n_0^{\xi}} < \frac{T_f [\rho_m / (1 - \mu) \rho_f]^2}{[1 - (1 - m_0) \rho_m / (1 - \mu) \rho_f]^3}. \quad (32)$$

Игнорируемое в существующей теории фильтрационного горения изменение пористости, как следует из (30), имеет место при  $\rho_m = \rho_f(1 - \mu)$ . Условие (32), определяющее втекание газа через исходную смесь, сводится к абсолютному утверждению  $T_f > T_0$ , т. е. в случае тонких образцов с небронированной боковой поверхностью и постоянной проницаемостью газ фильтруется к фронту горения через исходную смесь.

Для толстых небронированных образцов, когда  $H > H_0 > H_k$ , имеем  $p_{*,0} \sim p_{*,k} \sim 0$ . Газ поступает в зону химического взаимодействия через исходную смесь и через продукты. В этом случае ширина фронта увеличивается. Глубину превращения от поступления газа через исходную смесь можно оценить из уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_k T_0}{m_0^3 (1 - \alpha_k \mu)} &= \\ &= \frac{T_f (1 - \alpha_k) [\rho_k / (1 - \mu) \rho_f]^2}{[1 - (1 - \alpha_k) \mu] [1 - (1 - m_0) \rho_m / (1 - \mu) \rho_f]^3}, \end{aligned} \quad (33)$$

про выводе которого учтено, что глубина превращения от поступления газа через продукты равна  $1 - \alpha_k$ . При неизменности макроструктуры ( $\rho_m = \rho_f(1 - \mu)$ ) уравнение (33) принимает вид

$$\frac{T_f}{T_0} = \frac{\alpha_k [1 - (1 - \alpha_k) \mu]}{(1 - \alpha_k)(1 - \alpha_k \mu)}.$$

В области значений параметров  $T_f/T_0 \approx 10$ ,  $\mu \approx 0,2$  глубина превращения от поступления газа через исходную смесь  $\alpha_k > 0,8$ .

Следует отметить, что для толстых образцов проведенного анализа недостаточно. В частности, при больших длинах фильтрации (больших радиусах) необходимо учитывать изменение пористости в радиальном направлении, искривление фронта горения и переход в поверхностный режим [10].

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние степени разбавления на фильтрационное горение систем металл — газ. Определены условия сохранения проницаемости шихты в случае плавления металла. Получены формулы для оценки скорости горения и конечной пористости. Показано, что для небронированных образцов газ поступает во фронт горения в основном через исходную смесь.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Боровинская И. П. Процессы горения и химический синтез // *Archiwum procesow spalania*. 1974. V. 5, № 2. P. 145–162.
2. Смоляков В. К. К теории макроструктурных превращений при горении прессовок металлических порошков в газе // *Физика горения и взрыва*. 1991. Т. 27, № 3. С. 21–28.
3. Алдушин А. П., Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. и др. Распространение фронта горения в пористых металлических образцах при фильтрации окислителя // *Процессы горения в химической технологии и металлургии*. Черноголовка, 1975. С. 245–252.
4. Алдушин А. П. Фильтрационное горение металлов // *Распространение тепловых волн в гетерогенных средах*. Новосибирск: Наука, 1988. С. 52–71.
5. Скорород В. В. Реологические основы теории спекания. Киев: Наук. думка, 1972.
6. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1.
7. Мукасян А. С., Мартыненко В. М., Мержанов А. Г. и др. О механизме и закономерностях горения кремния в азоте // *Физика горения и взрыва*. 1986. Т. 22, № 5. С. 43–49.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. Смоляков В. К. Влияние структурных изменений на горение прессовок металлических порошков в газе // *Физика горения и взрыва*. 1988. Т. 24, № 3. С. 18–26.
10. Боровинская И. П., Ивлева Т. П., Лорьян В. Э., Шкадинский К. Г. Естественное изменение пористости реагирующего спрессованного вещества и неоднородные режимы фильтрационного горения // *Физика горения и взрыва*. 1995. Т. 31, № 2. С. 47–58.

Поступила в редакцию 19/III 1997 г.