

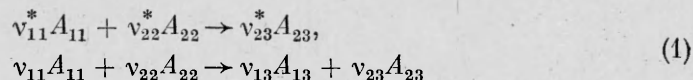
**ОПИСАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ
СМЕСЕЙ ГАЗА И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ
МЕТОДАМИ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ**

*А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин
(Новосибирск)*

Рассмотрим смесь газа с твердыми частицами, в которой могут протекать реакции окисления и горения частиц. Для математического описания движений такого рода смеси примем обычные допущения [1] относительно изучаемых взаимопроникающих континуумов газа и частиц, к которым добавим касающиеся кинетики химических реакций.

Считаем, что первая фаза (газообразная, индекс 1) состоит из окислителя, инертного газа и газообразных продуктов реакции (индексы 11, 12, 13). Вторая фаза (конденсированная, индекс 2) — это частицы металла с конденсированными продуктами реакции (индексы 22 и 23).

Реакции высокотемпературного окисления и горения будем считать чисто гетерогенными и описывать стехиометрическими уравнениями



соответственно. Здесь A_j , \bar{v}_j^* , \bar{v}_j — химические символы и стехиометрические коэффициенты соответствующих веществ ($j = 11, 22, 13, 23$).

Реакция окисления характеризуется образованием только конденсированных продуктов — окисной пленки на частицах. В результате экзотермической реакции окисления возможно воспламенение частиц, происходящее по одному из следующих механизмов [2]: 1) «тепловой взрыв», 2) достижение критической температуры T_v , 3) дробление. При воспламенении по третьему механизму горение происходит в парофазном режиме, что не входит в данное рассмотрение. При воспламенении по первому механизму температура частиц растет «взрывным» образом и при достижении T_v частицы загораются.

В процессе горения образуются конденсированные и газообразные продукты. Будем считать, что конденсированные окислы оседают на частицах, температура горящих частиц не превышает температуры кипения металла $T_{исп}$ ($T_{исп} \geq T_v$), а частицы не дробятся и не коагулируют.

Учитывая сделанные допущения, запишем уравнения сохранения массы компонентов смеси

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} (\rho_{11} v_1^k) &= \begin{cases} -J & \text{при } T_2 < T_v, \\ \frac{\bar{v}_{11}^*}{\bar{v}_{13} - \bar{v}_{11}} J & \text{при } T_2 \geq T_v, \end{cases} \\ \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} (\rho_{12} v_1^k) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} (\rho_{22} v_2^k) = \begin{cases} -\frac{\bar{v}_{22}^*}{\bar{v}_{11}^*} J & \text{при } T_2 < T_v, \\ \frac{\bar{v}_{12}}{\bar{v}_{13} - \bar{v}_{11}} J & \text{при } T_2 \geq T_v, \end{cases}$$

где $\bar{v}_j^* = \bar{v}_j^* g_j$; $\bar{v}_j = \bar{v}_j g_j$; g_j — молекулярная масса ($j = 11, 22, 13, 23$).

Дополним систему (2) уравнениями сохранения двухфазной реагирующей среды [3]

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} (n v_2^k) &= 0, \\
 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} (\rho_1 v_1^k) &= -J, \\
 \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^k} (\rho_2 v_2^k) &= J, \\
 \rho_1 \frac{d_1 \vec{v}_1}{dt} &= -m_1 \nabla p - \vec{F} - J (\vec{v}_2 - \vec{v}_1), \\
 \rho_2 \frac{d_2 \vec{v}_2}{dt} &= -m_2 \nabla p + \vec{F}, \\
 \rho_1 \frac{d_1 e_1}{dt} &= \frac{m_1 p}{\rho_1^0} \frac{d_1 \rho_1^0}{dt} - (\vec{v}_2 - \vec{v}_1) \vec{F} - \frac{(v_2 - v_1)^2}{2} J + \\
 &+ \begin{cases} -\kappa_1 J - Q & \text{при } T_2 < T_{\text{исп}}, \\ \frac{m_2 p}{\rho_2^0} \frac{d_2 \rho_2^0}{dt} + (i_1 - i_2) J & \text{при } T_2 \geq T_{\text{исп}}, \end{cases} \\
 \rho_2 \frac{d_2 e_2}{dt} &= \begin{cases} \frac{m_2 p}{\rho_2^0} \frac{d_2 \rho_2^0}{dt} + \kappa_2 J + Q & \text{при } T_2 < T_{\text{исп}}, \\ 0 & \text{при } T_2 \geq T_{\text{исп}}, \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3}$$

$k = 1, 2, 3$.

Здесь $\rho_i = m_i \rho_i^0$ — средняя плотность; ρ_i^0 — истинная плотность; m_i — объемная доля; v_i — скорость; e_i — внутренняя энергия; i_i — удельная энтальпия; T_i — температура i -й фазы; κ_i — поток тепла от i -й фазы к веществу, претерпевающему химическое превращение, отнесенный к его массе; $d_i/dt = \partial/\partial t + v_i^k \partial/\partial x^k$ ($i = 1, 2$); $\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12} + \rho_{13}$, $\rho_2 = \rho_{22} + \rho_{23}$, ρ_j ($j = 11, 12, 13, 22, 23$) — средние плотности компонентов; n — количество частиц в единице объема смеси; p — давление; \vec{F} — сила Стокса; Q — тепловой поток; J — интенсивность массообмена между фазами.

Дополним систему (2) и (3) основным равенством теории гетерогенных сред

$$m_1 + m_2 = 1, \quad m_2 = \pi d^3 / 6, \tag{4}$$

где d — диаметр частиц. Объемные доли металла и окисла на частицах будут равны соответственно m_{22} и m_{23} ($m_2 = m_{22} + m_{23}$), истинная плотность частиц $\rho_2^0 = (m_{22} \rho_{22}^0 + m_{23} \rho_{23}^0) / m_{22}$, где ρ_{22}^0, ρ_{23}^0 — плотность вещества металла и конденсированного окисла.

Термические и калорические уравнения состояния имеют вид

$$\begin{aligned}
 p &= R \rho_1^0 T_1 / g_1, \quad \rho_{2k}^0 = \text{const}, \quad k = 2, 3, \\
 e_i &= c_i T_i + e_i^0, \quad i_i = e_i + p / \rho_i^0, \quad i = 1, 2,
 \end{aligned} \tag{5}$$

где R — универсальная газовая постоянная; $g_1 = \sum_{h=1}^3 \rho_{1h} g_{1h} / \rho_1$ — молекулярная масса газовой фазы; $c_1 = \sum_{h=1}^3 c_{1h} \rho_{1h} / \rho_1$, $c_2 = \sum_{h=2}^3 c_{2h} \rho_{2h} / \rho_2$ — удельные теплоемкости фаз; $e_1^0 = \sum_{h=2}^3 c_{2h} \rho_{2h} / \rho_2$, $e_2^0 = \sum_{h=2}^3 e_{2h}^0 \rho_{2h} / \rho_2$ ($j = 11, 12, 13, 22, 23$). Величины κ_1, κ_2 должны постулироваться в зависимости от режима массообмена между фазами [4].

При чисто гетерогенном механизме окисления и горения вся теплота реакций (1) выделяется во второй фазе, поэтому постулируем следующее:

$$\kappa_1 = (i_1 - i_2) - q_*, \quad \kappa_2 = q_*,$$

где для реакции окисления

$$q_* = \frac{\bar{v}_{11}^* i_{11}(\rho_{11}^0, T_1) + \bar{v}_{22}^* i_{22}(p, T_2, \rho_2^0) - \bar{v}_{23}^* i_{23}(p, T_2, \rho_2^0)}{\bar{v}_{11}^*}, \quad (6)$$

а для реакции горения

$$q_* = \frac{\bar{v}_{11} i_{11}(\rho_{11}^0, T_1) + \bar{v}_{22} i_{22}(p, T_2, \rho_2^0) - \bar{v}_{13} i_{13}(\rho_{13}, T_1) - \bar{v}_{23} i_{23}(p, T_2, \rho_2^0)}{\bar{v}_{23} - \bar{v}_{22}}. \quad (7)$$

Остановимся подробнее на кинетике окисления и горения частиц металла, что позволит определить функцию источников J в уравнениях (2). В процессе высокотемпературного окисления частица покрывается окисной пленкой. Толщина окисного слоя h растет согласно кинетическому уравнению, которое в зависимости от металла и окислителя дается формулами [5]

$$\frac{d_2 h}{dt} = \begin{cases} K_m \left(\frac{\rho_{11}}{\rho_1}\right)^\alpha h^{-m} \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right), \\ K \left(\frac{\rho_{11}}{\rho_1}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right) \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right), \end{cases} \quad (8)$$

где h_0 — начальная толщина окисной пленки; K , K_m — предэкспоненциальные множители; E — энергия активации; α — показатель степени; $m = 0, 1, 2, \dots$

Будем считать, что при окислении размер частиц не меняется ($d = d_0$). Объемные доли металла и окисла в смеси находятся из уравнений $m_{22} = m_2(1 - 2h/d_0)^3$, $m_{23} = m_2 - m_{22}$. Массообмен между частицей при окислении и газом лимитируется скоростью окисления, поэтому интенсивность массообмена между фазами возьмем в виде

$$J = n\pi d_0^2 (\rho_{23}^0 - \rho_{22}^0) \left(1 - \frac{2h}{d_0}\right)^2 \frac{d_2 h}{dt}. \quad (9)$$

При горении частицы ее размер уменьшается по закону [6]

$$d^2 = d_0^2 - \eta \left(\text{Re}, \frac{\rho_{11}}{\rho_1}\right) \cdot \sigma (t - t_b), \quad (10)$$

где $\eta(\text{Re}, \rho_n/\rho_1)$ — параметр Срезневского; Re — число Рейнольдса, вычисленное по относительной скорости движения частицы; t_b — время воспламенения частицы; σ — единичная функция Хевисайда; объемные доли металла и окисла

$$m_{22} = m_2 \beta(d), \quad m_{23} = m_2 [1 - \beta(d)],$$

где

$$\beta(d) = \frac{\bar{v}_{22} \rho_{23}^0 \left(\frac{d_0^3}{d^3} - 1\right) + (\bar{v}_{23} \rho_{22}^0 - \bar{v}_{22} \rho_{23}^0) \left(\frac{d_0 - 2\delta_b}{d}\right)^3}{\bar{v}_{23} \rho_{22}^0 - \bar{v}_{22} \rho_{23}^0};$$

δ_b — толщина окисной пленки при $t = t_b$. Интенсивность массообмена между фазами будет иметь вид

$$J = n\pi d^2 \frac{\bar{v}_{22} - \bar{v}_{23}}{\bar{v}_{22} \rho_{23}^0 - \bar{v}_{23} \rho_{22}^0} \cdot \frac{\rho_{22}^0 \rho_{23}^0}{2} \cdot \frac{d_2 d}{dt}, \quad (11)$$

где закон изменения диаметра частиц со временем берется из (10).

Система уравнений в частных производных (2), (3) с уравнениями состояния (5), дополненная соотношениями (4) и (6) (для окисления) или

(7) (для горения) и функциями источников (8), (9) (для окисления) или (10), (11) (для горения), описывает течение смеси газа и твердых частиц с химическими реакциями (1).

В качестве приложений рассмотрим задачу определения течения за ударной волной, распространяющейся по смеси со скоростью D . Начальное состояние газозвеси обозначим индексом 0 (для упрощения выкладки считаем, что инертный газ отсутствует), время задержки воспламенения примем бесконечно малым (случай реакции с конечным временем воспламенения рассмотрен [2]), скорости и температуры фаз считаем одинаковыми, тепловой эффект реакции на единицу массы металла q не зависит от температуры.

Тогда уравнения, описывающие данное течение в сопутствующей ударной волне системе координат, имеют вид

$$\begin{aligned} \rho v - \rho_0 D, \quad n v = n_0 D, \quad \frac{d\xi}{dx} = \frac{1}{\xi \rho_0 D} \frac{\bar{v}_{11} + \bar{v}_{22}}{\bar{v}_{11} - \bar{v}_{13}} J, \\ \rho v^2 + p = \rho_0 D^2 + p_0, \quad e + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = e_0 + \frac{D^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0}, \\ p = R_{11} \rho_{10} \frac{\left(1 + \frac{\beta \xi}{1 - \eta_0} \xi\right)^2}{1 + \frac{\alpha \xi}{1 - \eta_0} \xi} \frac{T}{\frac{\rho_0}{\rho} - m_{20} \left(1 - \frac{\delta \xi}{\eta_0} \xi\right)}, \quad (12) \\ e = [(1 - \eta_0) c_{11} + \eta_0 c_{22}] \left[1 - \frac{\mu \xi \xi}{(1 - \eta_0) \frac{c_{11}}{c_{22}} + \eta_0}\right] T + \left(1 - k \frac{\xi}{\eta_0} \xi\right) q. \end{aligned}$$

Здесь $\xi = (\rho_{13} + \rho_{23})/\rho \xi$ — нормированная массовая доля продуктов сгорания в смеси, а нормирующий множитель

$$\xi = \begin{cases} \eta_0/k & \text{при избытке окислителя } (\eta_0 < k), \\ 1 & \text{при стехиометрии } (\eta_0 = k), \\ (1 - \eta_0)/(1 - k) & \text{при недостатке окислителя } (\eta_0 > k); \end{cases}$$

$\eta_0 = \rho_{20}/\rho_0$ — начальная массовая доля частиц; $k = \frac{\bar{v}_{22}}{\bar{v}_{11} + \bar{v}_{22}}$;

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{\bar{v}_{13} g_{13}/g_{11} - \bar{v}_{11}}{\bar{v}_{11} - \bar{v}_{22}}, \quad \beta = \frac{\bar{v}_{13} - \bar{v}_{11}}{\bar{v}_{11} + \bar{v}_{22}}, \\ \mu = \frac{c_{11} \bar{v}_{11} + c_{22} \bar{v}_{22} - c_{13} \bar{v}_{13} - c_{23} \bar{v}_{23}}{(\bar{v}_{11} + \bar{v}_{22}) c_{22}}, \quad \delta = \frac{\bar{v}_{22} - \bar{v}_{23} \rho_{22}^0/\rho_{2\xi}^0}{\bar{v}_{11} + \bar{v}_{22}}. \quad (13) \end{aligned}$$

При заданных начальных условиях (p_0 — давление, T_0 — температура, m_{20} — объемная доля частиц или η_0 — массовая доля частиц) из системы (12) определяем все характеристики течения как функции параметра ξ . Функцию $\xi = \xi(x)$ находим из решения третьего уравнения системы (12) в области с граничным условием: при $x = 0$ $\xi = 0$.

Текущую скорость смеси за ударной волной определяем из уравнения

$$v(\xi) = D \frac{[\sigma_0 + \varphi(\xi)] (\gamma_0 M_{f_0}^2 + 1) + m_{20} (1 - \delta \xi \xi / \eta_0) \varphi(\xi) \gamma_0 M_{f_0}^2 - \sqrt{\Delta(\xi, M_{f_0}^2)}}{\gamma_0 M_{f_0}^2 [\sigma_0 + 2\varphi(\xi)]},$$

где

$$\begin{aligned} \varphi(\xi) = \left(1 + \frac{\alpha \xi}{1 - \eta_0} \xi\right) \left[1 - \frac{\mu \xi}{(1 - \eta_0) \frac{c_{11}}{c_{22}} + \eta_0} \xi\right] / \left(1 + \frac{\beta \xi}{1 - \eta_0} \xi\right)^2; \\ \sigma_0 = \frac{1 - \eta_0}{(1 - \eta_0) \frac{c_{11}}{c_{22}} + \eta_0} R_{11}; \quad \gamma_0 = \frac{1 + \sigma_0}{1 - m_{20}}; \quad \theta_0 = \gamma_0 k \xi q / a_{f_0}^2 \end{aligned}$$

(a_{f_0} — «замороженная» скорость звука); $M_{f_0}^2 = D^2/a_{f_0}^2$;

$$\begin{aligned} \Delta(\xi, M_{f_0}^2) = & [1 - m_{20}(1 - \delta\xi\xi/\eta_0)]^2 \varphi(\xi)^2 \gamma_0^2 M_{f_0}^4 - \\ & - 2 \{ -m_{20} \varphi(\xi)^2 \delta\xi\xi^2/\eta_0 + [\sigma_0 + 2\varphi(\xi)] \sigma_0 \theta_0 \xi - (1 - m_{20}) [\varphi(\xi)^2 - \\ & - 2\varphi(\xi) - \sigma_0] \} \gamma_0 M_{f_0}^2 + [\varphi(\xi) + \sigma_0]^2. \end{aligned} \quad (14)$$

На основе предложенной системы уравнений (12) проведена серия расчетов по горению угольной пыли за ударной волной в кислороде с целью выяснения влияния химической реакции на характеристики зоны релаксации. Условия перед фронтом волны: $p_0 = 0,1$ МПа, $T_0 = 300$ К, $d_0 = 50$ мкм. Термодинамические свойства реагентов и кинетика реакции такие же, как и в [4], стехиометрическая массовая концентрация частиц $\eta_{ст} = 3/11$.

На рис. 1 приведен график релаксационной функции $\xi = \xi(\bar{x})$, где $\bar{x} = x/d_0 \cdot 10^3$, x — расстояние от фронта волны. При избытке окислителя ($\eta_0 < \eta_{ст}$) ξ достигает значения, равного 1, на конечном расстоянии от фронта волны (длина зоны реакции конечная). Кривая 1 — $\xi(\bar{x})$ при $M_{f_0}(0) = 6$, $\eta_0 = 0,5\eta_{ст}$. При концентрации частиц, равной или превышающей стехиометрическую ($\eta_0 \geq \eta_{ст}$), длина зоны реакции бесконечна (см. кривые 2 и 3 для $M_{f_0}(0) = 6$ и $\eta_0 = 1,5\eta_{ст}$, $\eta_0 = \eta_{ст}$ соответственно). Это обусловлено видом кинетического уравнения. Очевидно, что при уменьшении интенсивности ударной волны падает скорость реакции и увеличивается протяженность зоны реакции (см. рис. 1, 4 для $M_{f_0}(0) = 5,5$ и $\eta_0 = \eta_{ст}$).

Расстояние x_* от ударной волны, на котором реакция заканчивается на 95% ($\xi = 0,95$), назовем длиной зоны релаксации. На рис. 2 приведена зависимость безразмерной длины зоны релаксации $L = x_*/d_0 \cdot 10^3$ от объемной доли частиц m_{20} . Функция $L(m_{20})$ имеет локальный максимум при стехиометрической концентрации частиц $2,8 \cdot 10^{-4}$. Это связано с тем, что при стехиометрическом составе смеси реагирует максимальное количество окислителя и топлива. Увеличение L при $m_{20} \geq 3,5 \cdot 10^{-4}$ объясняется уменьшением температуры смеси за фронтом ударной волны (из-за большой объемной доли частиц), что приводит к замедлению реакции.

Известно [7], что при режиме нормальной детонации $v(1) = a_f(1)$, где $a_f^2(\xi) = \frac{\rho_0/\rho}{\rho_0/\rho - m_{20}(1 - \delta\xi\xi/\eta_0)} \left[1 + \frac{\sigma_0}{\varphi(\xi)} \right] \frac{p(\xi)}{\rho(\xi)}$ — квадрат замороженной скорости звука среды.

Легко проверить, что $v(\xi) = a_f(\xi)$ только тогда, когда $\Delta(\xi, M_{f_0}^2) = 0$, где $\Delta(\xi, M_{f_0}^2)$ дается (14).

Утверждение. Пусть $\xi_* = \xi_*(M_{f_0}^2)$ — наименьший положительный корень уравнения $\Delta(\xi, M_{f_0}^2) = 0$. Если $\xi_* \in (0, 1)$, то скорость смеси достигает скорости звука до момента окончания химической реакции, значит данный режим течения (при данном $M_{f_0}^2$) не реализуется в стационарной постановке. Если $\xi_* = 1$, то при данном $M_{f_0}^2$ реализуется режим нормальной детонации Чеммена — Жуге. Если же $\xi_* > 1$, то при заданной скорости ударной волны $M_{f_0}^2$ реализуется режим пересжатой детонации [7].

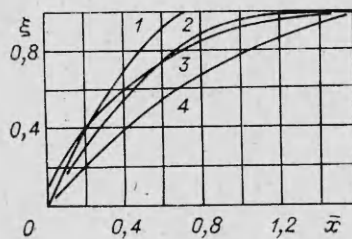


Рис. 1.

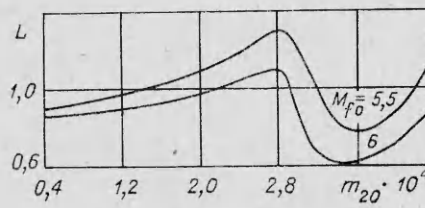


Рис. 2.

Уравнение $\Delta(\xi, M_{j_0}^2) = 0$ является алгебраическим уравнением шестой степени относительно ξ и квадратным по $M_{j_0}^2$. Его решение относительно $M_{j_0}^2$ имеет вид

$$M_{j_0}^2(\xi) = \frac{-m_{20}\varphi(\xi)^2 \delta \zeta \xi^2 / \eta_0 + [\sigma_0 + 2\varphi(\xi) \sigma_0 \theta_0 \xi - (1 - m_{20}) \varphi(\xi)^2 - \gamma_0 [1 - m_{20} (1 - \delta \zeta \xi^2 / \eta_0)]^\xi]}{-2\varphi(\xi) - \sigma_0] + \sqrt{\Delta_*(\xi)}} \quad (15)$$

где

$$\Delta_*(\xi) = \left\{ [(m_{20} \delta \zeta + 2\theta_0) \varphi(\xi) + \sigma_0 \theta_0 \xi + (1 - m_{20}) \left[\frac{\sigma_0 + 2}{\sigma_0} \varphi(\xi) + 1 \right]] \right\} \times \\ \times \sigma_0 [\sigma_0 + 2\varphi(\xi)] \left[\sigma_0 \theta_0 - m_{20} \delta \zeta \varphi(\xi) - (1 - m_{20}) \frac{\varphi(\xi) - 1}{\xi} \right] \xi. \quad (16)$$

Решение (15) существует, если $\Delta_*(\xi) \geq 0$.

При горении твердых частиц (например, металлов) выполняются следующие условия: 1) размер частиц уменьшается; 2) масса частиц уменьшается; 3) молекулярная масса газообразных продуктов сгорания больше молекулярной массы окислителя ($g_{13} > g_{11}$); 4) реакция горения сильно экзотермическая ($q/a_{j_0}^2 \gg 1$).

Из условия 1 следует, что $\delta > 0$; из 2 — $\beta > 0$; из 2 и 3 — $\beta > \alpha$. Так как $\frac{\mu \zeta}{(1 - \eta_0) c_{11}/c_{22} + 1} < 1$, то функция $\varphi(\xi) > 0$ для любого $\xi \in [0, 1]$.

При выполнении условия 4 подкоренное выражение (16) $\Delta_*(\xi) \geq 0$ (равенство имеет место только при $\xi = 0$), и функция $\Delta_*(\xi)$ будет монотонно возрастающей. Функция $M_{j_0}^2(\xi)$, определяемая (15), также будет монотонно возрастающей. Таким образом, установлено взаимно однозначное соответствие между $M_{j_0}^2$ и ξ .

При отсутствии частиц, т. е. при $m_{20} = 0$, формула (15) сводится к известной зависимости для скорости детонации в гомогенной смеси [7]

$$M_{j_0}^2(1) = (\gamma_0^2 - 1) \frac{\theta_0}{\gamma_0} + 1 + \sqrt{(\gamma_0^2 - 1) \frac{\theta_0}{\gamma_0} \left[(\gamma_0^2 - 1) \frac{\theta_0}{\gamma_0} + 2 \right]}.$$

Для детонации в газовой фазе с добавкой инертных частиц в пренебрежении их объемной долей ($m_{20} \ll 1$) по конечности массовой доли частиц η_0 получим из формулы (15) при $p_0 \ll p(1)$, $e_0 - q \ll e(1)$ зависимость, аналогичную [8]:

$$D^2 = 4(\gamma_{11} - 1) \frac{c_{11}}{c_{22}} \frac{\eta_0}{1 - \eta_0} + \frac{\gamma_{11} + 1}{2} \frac{c_{11}}{c_{22}} q, \quad (17)$$

где $\gamma_{11} = 1 + R_{11}/c_{11}$.

При $p_0 \ll p(1)$, $e_0 - q \ll e(1)$, $m_{20} \ll 1$. По конечности η_0 получим из формулы (15) зависимость для скорости нормальной детонации, учитывающую конкретный вид гетерогенной химической реакции (1)

$$D^2 = 2(\gamma_{11} - 1) \frac{(\gamma_{11} - 1) + 2f(\eta_0)}{f(\eta_0)^2} k \zeta q, \quad (18)$$

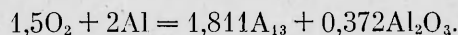
где

$$f(\eta_0) = \frac{\left(1 + \frac{\alpha \zeta}{1 - \eta_0}\right) \left(1 + \frac{c_{22} \eta_0 - \mu \zeta}{c_{11} (1 - \eta_0)}\right)}{\left(1 + \frac{\beta \zeta}{1 - \eta_0}\right)^2}.$$

Без учета химической реакции, т. е. при $\alpha = \beta = \mu = 0$ и $k = \zeta = 1$ зависимость (18) сводится к (17).

Скорость детонации $D = D(\eta_0)$, определяемая (18) как функция массовой доли, имеет максимум при $0 < \eta_0 \leq k$, а при $\eta_0 > k$ функция $D(\eta_0)$ монотонно убывает. Это можно объяснить тем, что тепловыделение от реакции горения $k\xi q$ есть кусочно-линейная функция с максимумом в точке стехиометрии $\eta_0 = k$, скорость же звука $a_T(1)$ — монотонно убывающая функция η_0 .

На рис. 3 приведены экспериментальные данные [9] и результаты расчета по формуле (15) для скорости детонации алюминия в кислороде (1 — расчет [9] по равновесному состоянию продуктов детонации, 2 — по формуле (15), точки — эксперимент [9]). Принималось, что реакция горения алюминия описывается уравнением [10]



Начальные данные: $p_0 = 10^5 \text{ Н/м}^2$, $T_0 = 300 \text{ К}$; термодинамические данные брались из [11, 12]. Предполагалось, что алюминий сгорает на 90% ($\xi = 0,9$). (Как указано в [10], полнота сгорания алюминиевого порошка в кислороде составляет 86—90,6%.) Максимум скорости детонации на рис. 3 достигается в точке стехиометрии при $\eta_0 = k = 0,529$.

Итак, в работе предложена модель реагирующей газозвеси газ — металлоческие частицы. В модели учитывается процесс окисления и горения частиц, наличие газообразного и конденсированного окислов. В односкоростном и однотемпературном приближении исследуется распространение ударной волны с зоной химической реакции за ней. Выписаны условия, при которых в смеси реализуется режим нормальной и пересжатой детонации. Получена зависимость для определения скорости детонации в газозвеси. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов.

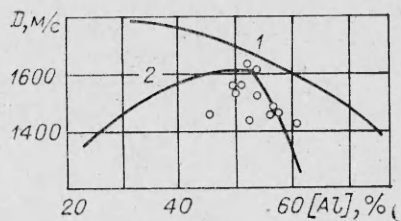


Рис. 3.

Поступила в редакцию 10/XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Яценко, Р. И. Солоухин, А. Н. Папырин и др. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
2. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 3.
3. А. И. Ивацдаев, А. Г. Кутушев, Р. И. Нигматуллин. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. Т. 16. М.: ВИНТИИ, 1981.
4. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматуллин. ПМТФ, 1971, 4.
5. А. Г. Мержанов. РТК, 1975, 13, 2.
6. М. Е. Деревяга, Л. И. Стесик, Э. А. Федорин. ФГВ, 1978, 14, 5.
7. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
8. Л. Н. Стесик. ФГВ, 1971, 7, 1.
9. В. А. Страусс. РТК, 1968, 6, 9.
10. В. М. Мальцев, М. И. Мальцев, Л. Я. Каншиоров. Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977.
11. Свойства элементов/Под ред. Г. В. Самойлова. Т. 1, 2. М.: Металлургия, 1976.
12. Физико-химические свойства окислов/Под ред. Г. В. Самойлова. М.: Металлургия, 1978.

К ТЕОРИИ СЛОЕВОГО ГОРЕНИЯ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин
(Ленинград)

Развитие и практическое освоение метода самораспространяющегося высокотемпературного синтеза стимулировали в последние годы проведение многочисленных исследований, в частности расчетно-теоретических,