ПМТФ, № 3, 1973

УДК 533.6.01

РАДИАЦИОННЫЙ ФРОНТ ПЛАМЕНИ В СМЕСИ ГАЗА С ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ

П. Б. Вайнштейн

(Москва)

На основе развитых ранее представлений механики многофазных многокомпонентных сред при наличии гетерогенных химических реакций [1] в рамках диффузионного (дифференциального) приближения для описания поля изучения [2] решается задача о структуре стационарного фронта пламени в газовзвеси. Исследуется поведение системы дифференциальных уравнений вблизи особых точек, соответствующих начальному и конечному состоянию. Представлены распределения параметров, характеризующих газ, частицы и поле изучения, а также зависимости скорости распространения пламени от ряда параметров, определяющих исследуемый процесс (диаметр частиц, состав смеси и т. д.).

При гетерогенном горении частиц температура их поверхности может достигать столь высоких значений, что лучистый перенос тепла становится определяющим в процессе распространения пламени по взвеси [3-5]. При этом газ имеет более низкую температуру и в диапазоне длин волн, характерном для излучающих частиц, практически является прозрачным.

Существующие теории радиационного фронта пламени в газовзвеси [3, 4] основываются на введении среднего потока излучения, выходящего из высокотемпературной области, и предполагают существование температуры воспламенения. При этом смесь газа с горящими частицами приближенно рассматривается как «серое» поглощающее и излучающее вещество с коэффициентом поглощения, равным $\varkappa = n\pi d^2 / 4$ [6], где n — число частиц в единице объема, d — диаметр частиц.

Отметим работу [7], в которой в диффузном приближении исследована задача о структуре радиационных ударных волн в двухфазной химически инертной среде.

1. Основные уравнения. Постановка задачи. Уравнения гидромеханики двухскоростной двухтемпературной сплошной среды при наличии гетерогенных химических реакций применительно к смеси газа с частицами получены в [1]. Для одномерного стационарного движения при учете переноса тепла излучением они имеют вид

$$\frac{dm_{11}}{dx} = -\nu_{11}J, \quad \frac{dm_{13}}{dx} = \nu_{13}J, \quad \frac{dm_{14}}{dx} = 0, \quad \frac{dm_2}{dx} = -\nu_2 J, \quad \frac{dnv_2}{dx} = 0$$

$$m_1\frac{dv_1}{dx} = -\alpha_1\frac{dp}{dx} - f + \nu_2 J(v_2 - v_1), \quad m_2\frac{dv_2}{dx} = -\alpha_2\frac{dp}{dx} + f \qquad (1.1)$$

$$m_{11}\frac{d}{dx}\left(i_{11} + \frac{v_1^2}{2}\right) + m_2\frac{d}{dx}\left(i_2 + \frac{v_2^2}{2}\right) + m_{13}\frac{d}{dx}\left(i_{13} + \frac{v_1^2}{2}\right) +$$

$$+ m_{14}\frac{d}{dx}\left(i_{14} + \frac{v_1^2}{2}\right) = \frac{d}{dx}\lambda_1\frac{dT_1}{dx} - \frac{dq_R}{dx} + JQ^\circ + \nu_{11}J(c_{p1} - c_{p3})(T_1 - T_0) +$$

$$+ \nu_2 J\frac{p - p_0}{\rho_2^\circ} + \nu_2 J\left[c_2(T_2 - T_0) - c_{p3}(T_1 - T_0) + \frac{(v_2^2 - v_1^2)}{2}\right]$$

$$m_2\frac{du_2}{dx} = q_{12} - \frac{dq_R}{dx} + JQ^\circ + J\left[\nu_{11}(c_{p1}' - c_{p3}') + \nu_2(c_2 - c_{p3}')\right](T_2 - T_0)$$

$$\left(m_k = \rho_k v_1,\ m_2 = \rho_2 v_2,\ m_1 = \sum_k m_k,\ c_{p1}' = c_{p1}(T_2),\ c_{p3}' = c_{p3}(T_2)\right)$$

Здесь рассматривается химическая реакция вида $\varkappa_{11}A + \varkappa_2 B + \varkappa_{14}D = \varkappa_{13}C + \varkappa_{14}D$, где A, B, C, D — символы химических элементов, а $\varkappa_k$

($k = 11{,}2,\ 13,\ 14$) — стехиометрические коэффициенты; кроме того, $\nu_k = g_k \varkappa_k$, где g_k — молекулярные веса химических элементов, m_k — массовые расходы компонент, α_1 и α_2 — объемные концентрации первой и второй фаз, v_1, v_2 — скорости фаз, p — давление смеси, u_k и $i_k = u_k + p / \rho_k^\circ$ — суть внутренняя энергия и энтальпия, T_1 и T_2 — температуры фаз, J — скорость химической реакции в единице объема, f — сила взаимодействия между фазами за счет трения, q_{12} — теплообмен между фазами, q_R — полный поток излучения.

Везде параметры, относящиеся к газу, частицам и радиационному полю, будут снабжаться индексами 1,2 и R внизу. Окислитель, продукты реакции и инертный газ будут различаться с помощью вторых индексов внизу 1, 3, 4 соответственно. Продольной диффузией компонент здесь пренебрегается. В предположении локального термодинамического равновесия уравнения переноса излучения в диффузионном приближении имеют вид [2]

$$\frac{dq_R}{dl_R} = c\left(\frac{4\sigma T_2^4}{c} - u_R\right), \qquad \frac{du_R}{dl_R} = -\frac{3}{c} q_R \tag{1.2}$$

$$(dl_R = \varkappa dx,\ \varkappa = n\pi d^2 / 4)$$

Здесь u_R — полная плотность энергии излучения, l_R — оптическая толщина, σ — постоянная Стефана — Больцмана, c — скорость света.

Первое уравнение (1.2) представляет собой уравнение непрерывности излучения, второе — уравнение диффузии, устанавливающее приближенную связь потока с плотностью излучения. Это уравнение справедливо в случае слабой анизотропии поля излучения. Использование диффузионного приближения не предполагает равенство плотности излучения своему равновесному значению.

Массовое, силовое и тепловое взаимодействие между фазами определим так же, как в [1]

$$\begin{gathered}
J = n\pi d^2 \frac{m_{11}}{\alpha_1 v_1} \frac{1}{1/\beta + 1/k} \qquad (\beta = N_{\mathrm{Nu2}} D_{11} / d,\ k = z \exp(-E / RT_2)) \\
f = n\frac{\pi d^2}{4} C_d \frac{m_1}{\alpha_1 v_1} \frac{(v_1 - v_2)^2}{2} \qquad \left(C_d = \frac{A}{N_{\mathrm{Re}}},\ N_{\mathrm{Re}} = \frac{\rho_1^\circ (v_1 - v_2) d}{\mu_1}\right) \\
q_{12} = n\pi d^2 h (T_1 - T_2) \qquad \left(h = \frac{\lambda_1 N_{\mathrm{Nu1}}}{d},\ N_{\mathrm{Nui}} = N_{\mathrm{Nui}}(N_{\mathrm{Re}})\right)
\end{gathered} \tag{1.3}$$

Здесь β и h — коэффициенты тепло- и массоотдачи между частицами и газом, D_{11} — коэффициент самодиффузии окислителя, k — константа скорости химической реакции, E — энергия активации, z — предэкспоненциальный множитель, λ_1 и μ_1 — коэффициенты теплопроводности и вязкости газовой фазы, C_d — коэффициент трения, A — числовой коэффициент, в частности, при стоксовом законе $A = 24$; N_{Re}, N_{Nu1}, N_{Nu2} — число Рейнольдса, тепловое и диффузионное числа Нуссельта соответственно.

Предположим, что компоненты первой фазы и вторая фаза удовлетворяют уравнениям состояния

$$\begin{gathered}
i_{11} = c_{p1}(T_1 - T_0) + h_{11}^\circ \qquad (p_{11} = \rho_{11}^\circ R_{11} T_1) \\
i_2 = c_2 (T_2 - T_0) + h_2^\circ + (p - p_0) / \rho_2^\circ \qquad (\rho_2^\circ = \mathrm{const}) \\
i_{13} = c_{p3}(T_1 - T_0) + h_{13}^\circ \qquad (p_{13} = \rho_{13}^\circ R_{13} T_1) \\
i_{14} = c_{p4}(T_1 - T_0) + h_{14}^\circ \qquad \left(p_{14} = \rho_{14}^\circ R_{14} T_1,\ p = \sum_k p_k,\ h_{14} = 0\right)
\end{gathered} \tag{1.4}$$

Здесь h_i ($i = 11$, 13, 14, 2) — энтальпия компонент при $T = T_0$, $p = p_0$.

Уравнения (1.1) имеют шесть первых интегралов

$$m_1 + m_2 = \text{const}, \ m_{14} = \text{const}, \ m_{11} - \nu_{11}\cdot\nu_2^{-1}\, m_2 = \text{const}$$
$$nv_2 = \text{const}, \ m_1 v_1 + m_2 v_2 + p = \text{const}$$
$$(n = 6\alpha_2 / \pi d^3) \tag{1.5}$$
$$m_{11}\left(i_{11} + \frac{v_1^2}{2}\right) + m_2\left(i_2 + \frac{v_2^2}{2}\right) + m_{13}\left(i_{13} + \frac{v_1^2}{2}\right) + m_{14}\left(i_{14} + \frac{v_1^2}{2}\right) -$$
$$- \lambda_1 \frac{dT_1}{dx} + q_R = \text{const}$$

Для оптически толстых фронтов пламен, размеры которых l гораздо больше средней длины пробега излучения l_2 ($l_2 / l \ll 1$), радиационный поток из области высоких температур, в соответствии с уравнениями (1.2) по порядку величины равен

$$q_R \sim \sigma T_2^4 \ l_2 / l \tag{1.6}$$

Тогда взаимоотношение потоком тепла за счет теплопроводности по газу и за счет излучения определяется безразмерным параметром П

$$\Pi = \sigma T_2^3 l_2 / \lambda_1 \tag{1.7}$$

Если в процессе горения температура частиц достигает достаточно больших значений, так что $\Pi \gg 1$, то в уравнениях (1.1) член, учитывающий передачу тепла за счет теплопроводности, пренебрежимо мал. В этом случае распространение пламени по смеси происходит только за счет радиацианного переноса тепла.

Граничными условиями задачи об установившемся распространении фронта пламени являются значения параметров, характеризующих состояние системы до ($x = -\infty$) и после ($x = +\infty$) фронта пламени, которые соответственно обозначим (0) и (e).

Предположим, что состояния (0) и (e) характеризуются полным термодинамическим равновесием. Тогда в состоянии (0) и (e) необходимо задавать соответственно

$$p_0, \ v_0, \ T_0, \ m_{110}, \ m_{20}, \ m_{130}, \ (dT_1/dx)_0 = (dT_2/dx)_0 = 0 \tag{1.8}$$
$$p_e, \ v_e, \ T_e, \ m_{11e}, \ m_{2e}, \ m_{13e}, \ (dT_1/dx)_e = (dT_2/dx)_e = 0$$

В состоянии (0) естественными граничными условиями для параметров поля излучения являются

$$u_{R0} = 4\, \sigma T_0^4 / c, \quad q_{R0} = 0 \tag{1.9}$$

В том случае, когда в состоянии (e) полностью отсутствуют частицы ($m_{2e} = 0$), естественно задавать

$$u_{Re} = \text{const}, \quad q_{Re} = \text{const} \tag{1.10}$$

В случае избытка топлива, когда $m_{2e} \neq 0$, в состоянии (e) необходимо задавать

$$u_{Re} = 4\, \sigma T_e^4 / c, \quad q_{Re} = 0 \tag{1.11}$$

Отметим, что при описании радиационного поля точным уравнением переноса излучения [8], задача полностью определяется граничными условиями, заданными для температуры частиц. Использование диффузионного приближения существенно упрощает задачу, но повышает порядок уравнения переноса. Поэтому в этом случае необходимо задавать еще одно граничное условие для одного из параметров поля, например, первые соотношения (1.9), (1.10), (1.11), причем вторые соотношения являются следствиями первых, а также уравнений (1.2) и условий (1.8).

Решение задачи об установившемся распространении фронта пламени сводится к отысканию интегральных кривых уравнений (1.1), (1.2), проходящих через две особые точки, соответствующие равновесным состояниям, т. е. к нахождению собственного значения, которым в данном случае является скорость распространения фронта.

2. Исследование поведения системы вблизи равновесных состояний. Вблизи начального состояния скорость реакции равна нулю ($J = 0$) и, следовательно

$$m_{11} = m_{110}, \ m_2 = m_{20}, \ \varkappa = \varkappa_0$$

Кроме того, в области низких температур плотность излучения гораздо больше равновесной ($u_R \gg 4\,\sigma T_0^4/c$). Тогда уравнения (1.2) имеют решение

$$q_R = q_{Rb} \exp(\sqrt{3}\, l_R), \qquad u_R = -\sqrt{3}\, q_{Rb} c^{-1} \exp(\sqrt{3} l_R) \tag{2.1}$$

Величина q_{Rb} соответствует достаточно малому отклонению потока излучения от начального нулевого значения. Предполагается, что при превышении этого потока следует пользоваться уже решением точной нелинейной системы.

Используя уравнения состояния (1.4) и интегралы (1.5), получим решения уравнений (1.1) в виде

$$\frac{T_1 - T_0}{T_{1b} - T_0} = \exp(\sqrt{3}\, l_R), \qquad \frac{T_2 - T_0}{T_{2b} - T_0} = \exp(\sqrt{3}\, l_R) \tag{2.2}$$

$$v_1 - v_0 = \frac{(m_{110} R_{11} + m_{14} R_{14})(T_{1b} - T_0)}{\alpha_0 p_0} \exp(\sqrt{3}\, l_R)$$

$$v_2 - v_0 = \frac{\varepsilon_1 (m_{110} R_{11} + m_{14} R_{14})(T_{1b} - T_0)}{\alpha_0 p_0} \exp(\sqrt{3}\, l_R)$$

$$\left(\varepsilon_1 = \frac{\pi n_0 d_0 A \mu_1}{\pi n_0 d_0 \mu_1 A + 16\sqrt{3}\, m_{20} \varkappa_0}\right)$$

При этом должны выполняться соотношения

$$T_{1b} = T_0 - \varepsilon_2 q_{Rb} / m_{20} c_2, \ T_{2b} = T_0 - \varepsilon_3 q_{Rb} / m_{20} c_2 \tag{2.3}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{2\pi n_0 d_0 \lambda_1}{\sqrt{3}\,\varkappa_0 (m_{110} c_{p1} + m_{14} c_{p4}) + 2\pi n_0 d_0 \lambda_1 [1 + (m_{110} c_{p1} + m_{14} c_{p4}) / m_{20} c_2]}$$

$$\varepsilon_3 = \frac{2\pi n_0 d_0 \lambda_1}{\sqrt{3}\,\varkappa_0 m_{20} c_2 + 2\pi n_0 d_0 \lambda_1 (1 + m_{20} c_2 / (m_{110} c_{p1} + m_{14} c_{p4}))}$$

Таким образом, лишь один из параметров T_{1b}, T_{2b}, q_{Rb} является независимым.

Перейдем к исследованию поведения среды вблизи состояния (e). Это состояние характеризуется асимптотическим стремлением скорости реакции к нулю при $m_{11} \to m_{11e}$, $m_2 \to m_{2e}$. Положим, что параметры первой фазы и скорость второй уже равновесные [1]

$$v_1 = v_2 = v_e, \ p = p_e, \ T_1 = T_e, \ N_{\mathrm{Nu}\,1} = N_{\mathrm{Nu}\,2} = 2 \tag{2.4}$$

Используя асимптотические выражения для скорости реакции при диффузионном режиме горения [1] для случаев стехиометрической смеси, избытка окисления и избытка топлива соответственно, получим асимптотические выражения для оптической толщины

$$l_{Re} - l_R = \frac{3\zeta}{\nu_2\eta D_{11}} m_2^{1/3}, \qquad l_{Re} - l_R = \frac{3\zeta}{4\nu_2\eta D_{11} m_{11e}} m_2^{4/3}$$

$$l_R - l_R^\circ = \frac{\zeta m_{2e}^{1/3}}{\nu_{11} D_{11}\eta} \ln m_2'^\circ / m_2' \tag{2.5}$$

$$\left(m_2' = m_2 - m_{2e},\ \eta = \frac{12 m_{20}^{2/3}}{\rho_2^\circ d_0^2 \alpha_0 v_e},\ \zeta = \frac{6 m_{20}^{1/3}}{\rho_2^\circ d_0 \alpha_0}\right)$$

где градусами отмечены параметры, соответствующие некоторому фиксированному состоянию, начиная с которого используется асимптотическое решение.

Рассмотрим стехиометрическую смесь. Используя уравнение энергии второй фазы (последнее уравнение (1.1)) и соотношение (1.3), получим уравнение для описания поведения системы вблизи особой точки в переменных (T_2', m_2)

$$\frac{dT_2'}{dm_2} = \frac{a_1 T_2' - b_1 m_2 + e_1 m_2^{1/3} \varphi_R}{m_2^2} \qquad \left(\varphi_R = \frac{dq_R}{dl_R},\ T_2' = T_2 - T_e\right) \tag{2.6}$$

$$\left(a_1 = \frac{12 m_{20}^{2/3} \lambda_1}{\alpha_0 \rho_2^\circ d_0^2 \eta c_2 \nu_2 D_{11}},\ b_1 = \frac{Q^\circ - (T_e - T_0)\,[\nu_{11}(c_{p1}' - c_{p3}') + \nu_2 (c_2 - c_{p3}')]}{\nu_2 c_2},\ e_1 = \frac{\zeta}{\nu_2 \eta D_{11}}\right)$$

Непосредственным интегрированием (2.6) можно убедиться, что если при $m_2 \to 0$ функция φ_R не стремится к нулю или стремится к нулю медленнее, чем $m_2^{2/3}$, то производная dT_2 / dm_2 отрицательна, что противоречит физическому смыслу. Используя (2.5), можно показать, что решение уравнений (1.2), (2.6), удовлетворяющее условию $dT_2 / dm_2 > 0$ при $m_2 \to 0$ с точностью до малых более высокого порядка, имеет вид

$$T_2' = \frac{b_1}{3 a_1 e_1} (l_{Re} - l_R)^3, \qquad q_R = -\frac{\varepsilon_4}{12} (l_{Re} - l_R)^4 \tag{2.7}$$

$$\varphi_R = \frac{\varepsilon_4}{3} (l_{Re} - l_R)^3 \qquad \left(\varepsilon_4 = \frac{16\sigma T_e^3 b_1}{a_1 e_1}\right)$$

Если в смеси имеется избыток окислителя, то уравнение в переменных (T_2', m_2) имеет вид

$$\frac{dT_2'}{dm_2} = \frac{a_2 T_2' - b_2 m_2 + e_2 \varphi_R m_2^{1/3}}{m_2}$$

$$\left(a_2 = a_1 / m_{11e} - (\nu_{11}(c_{p1}' - c_{p3}') + \nu_2 (c_2 - c_{p3}')) / \nu_2 c_2,\ T_2' = T_2 - T_{2e}\right.$$

$$\left. b_2 = \frac{a_1}{\nu_2},\ T_{2e} = \frac{T_e a_1 / m_{11e} + Q^\circ + T_0 (a_1 / m_{11e} - a_2)}{a_2},\ e_2 = e_1 \nu_{11} / m_{11e};\ a_2 \gg 1\right) \tag{2.8}$$

Так же как в предыдущем случае, можно показать, что решение уравнений (2.8), (1.2), удовлетворяющее условию убывания температуры T_2' при $m_2 \to 0$, с точностью до малых более выского порядка имеет вид

$$T_2 = \frac{4 b_2}{3 (a_2 - 1) e_2} (l_{Re} - l_R)^{3/4}, \qquad q_R = q_{Re} - \frac{16 \varepsilon_5 (l_{Re} - l_R)^{7/4}}{21} \tag{2.9}$$

$$\varphi_R = \frac{4\varepsilon_5}{3} (l_{Re} - l_R)^{3/4} \qquad \left(\varepsilon_5 = 16\sigma T_{2e}^3 \frac{b_2}{(a_2 - 1) e_2}\right)$$

В случае избытка топлива легко получить асимптотические решения уравнений, при этом в пределе $m_2' \to 0$ имеем $T_e \to T_e'$, $q_R \to 0$ и $\varphi_R \to 0$.

3. Расчет структуры радиационного фронта пламени в газовзвеси. Для удобства проведения численных расчетов система уравнений (1.1), (1.2) приводится к разрешенному относительно старших производных [1] безразмерному виду. В качестве безразмерных переменных выбираются

$$P=\frac{p}{p_0},\quad U_i=\frac{v_i}{a_0},\quad \theta_i=\frac{T_i}{T_0},\quad M_k=\frac{m_k}{m_{10}},\quad q_R{}^*=\frac{q_R}{\rho_{10}a_0{}^3} \tag{3.1}$$

$$u_R{}^*=\frac{u_Rc}{\rho_{10}a_0{}^3}\qquad \left(a_0{}^2=\frac{\gamma_{10}p_0}{\rho_{10}};\ i=1,\,2;\ k=1,\,11,\,13,\,14,\,2\right)$$

Чтобы численно найти интегральную кривую, проходящую через две особые точки, соответствующие состоянию системы перед фронтом ($x = -\infty$) и за фронтом ($x=\infty$ или $x = x_\delta$), необходимо делать пристрелку по параметру U_0. Фиксируем для $x = 0$ такое θ_{2b}, что $1<\theta_{2b}<\theta_e$, причем θ_{2b} нужно взять достаточно близким к единице. Величины θ_{1b}, q_{Rb} определяются по θ_{2b} в соответствии с асимптотическими решениями (2.1) — (2.3). Далее выбираем U_0 таким, чтобы при интегрировании системы вправо от $x = 0$ значения параметров в пределе ($x\to\infty$ или $x\to x_\delta$) выходили на значения, соответствующие состоянию (e). Асимптотическое поведение параметров вблизи состояния (e) определяется в соответствии с решениями (2.7), (2.9).

4. Результаты расчетов. В качестве примера рассматривалось горение частиц углерода в воздухе. Экспериментальному исследованию распространения пламени в углеродо-воздушной смеси посвящены работы [3, 9]. Относительно низкие значения скорости распространения пламени (~ 20 *см/сек*), полученные с использованием горелки [9], послужили причиной того, что в ряде теоретических работ [1, 10] горение таких смесей рассматривается с точки зрения тепловой теории. Однако явно завышенные значения температуры частиц в расчетах [1] свидетельствуют о том, что при исследовании углеродо-воздушных пламен необходимо учитывать излучение. Об этом также свидетельствуют эксперименты [3, 4] (в работе [4] используются частицы полимерных материалов), в которых исследуется распространение пламени в трубах. В этих работах получены высокие значения скорости (~ 1—5 *м/сек*) и длины фронта (1—5 *м*), характерные для радиационного механизма распространения пламени.

Горение углерода сопровождается различными химическими реакциями, которые приводят, вообще говоря, к образованию в конечном итоге окиси углерода. Это обстоятельство особенно существенно для смесей с большим избытком топлива, когда важную роль играет реакция восстановления углекислоты, протекающая при высоких температурах. При не слишком высоких температурах ($T < 1800°$ K) в результате реакции догорания окиси углерода горение углеродных частиц происходит так, как если бы образовывалась только углекислота [11]. В этом случае приближенно можно рассчитывать гетерогенную реакцию горения углерода по уравнению $O_2 + C = CO_2$.

На фиг. 1—3 приведены результаты численного интегрирования, отображающие структуру радиационного фронта пламени ($v_0 = 23.5$ *м/сек*) в газовзвеси с исходным составом $M_{20} = 0.05$ (избыток окислителя), начальным диаметром частиц $d_0 = 50$ *мк*, при следующих термодинамических данных:

$$p_0=1,\quad T_0=300,\quad \gamma_{10}=1.41,\quad \rho_{10}{}^\circ=0.118,\quad \rho_2{}^\circ=2.2$$

$$c_{p1}=0.915,\quad c_2=0.714,\quad c_{p3}=0.84,\quad c_{p4}=1.1$$

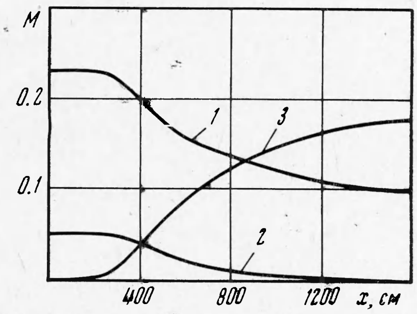
$$\lambda_{11}{}^\circ=5.89\cdot10^{-5},\quad \lambda_{13}{}^\circ=3.28\cdot10^{-5},\quad \lambda_{14}=6.6\cdot10^{-5}$$

$$D_{110}=0.186,\quad \mu_{110}=202\cdot10^{-6},\quad \mu_{130}=146\cdot10^{-6}$$

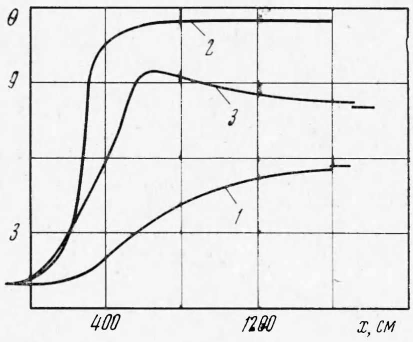
$$\mu_{140}=182\cdot10^{-6},\quad Q^\circ=94052$$

Здесь p_0 в *ата*, T_0 в °K, ρ в *г/см*³, *с* в *дж/г·град*, λ в *кал/см·сек·град*, D в *см²/сек*, μ в *г/см·сек*, $Q°$ в *кал*.

Зависимости термодинамических коэффициентов (c_p, λ, D, μ) от температуры принимались в соответствии с [12]. Кинетические константы брались из [11] равными $E = 4 \cdot 10^4$ *кал/моль*, $z = 5 \cdot 10^8$ *см/сек*.



Фиг. 1



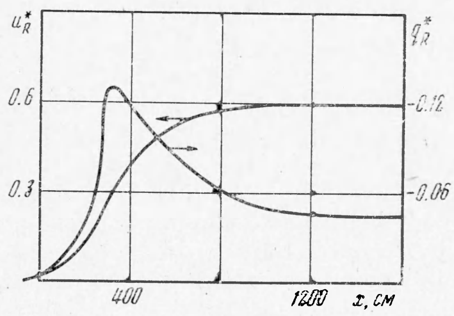
Фиг. 2

Принимались следующие зависимости для безразмерных коэффициентов, определяющих межфазовое взаимодействие [11, 13]

$$C_d = \frac{52}{N_{\mathrm{Re}}}\left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^m, \quad N_{\mathrm{Nu1}} = \frac{0.56 N_{\mathrm{Re}}^{1/2}}{1 - \exp(-0.28 N_{\mathrm{Re}}^{1/2})}, \quad N_{\mathrm{Nu2}} = \frac{0.7 N_{\mathrm{Re}}^{1/2}}{1 - \exp(-0.35 N_{\mathrm{Re}}^{1/2})}$$

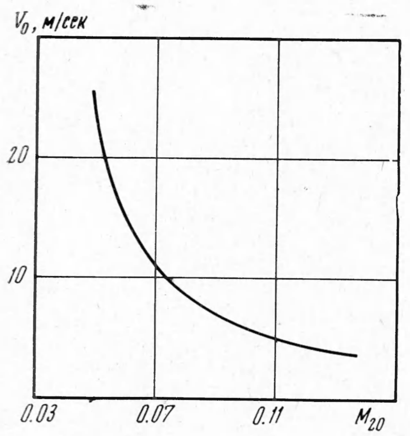
Здесь m — показатель степени, характеризующий зависимость кинематической вязкости от температуры.

Из представленных графиков следует, что сначала происходит постепенный разогрев частиц (кривая *2* на фиг. 2) за счет поглощения частицами излучения, выходящего из высокотемпературной области. В этой области скорость реакции мала. Далее скорость реакции начинает заметно возрастать и становится настолько большой, что тепло, выделяющееся в частицах, не успевает отводиться к газу, и частицы начинают самопроизвольно разогреваться. Этот разогрев представляет собой воспламенение частиц, при этом происходит переход в диффузионную область горения. Скорость реакции в этой области слабо зависит от температуры, поэтому замедляется рост температуры частиц. Вследствие уменьшения (фиг. 1) имеющейся массы углерода (кривая *2*) и кислорода (кривая *1*) происходит уменьшение скорости реакции (уменьшение тепловыделения в частицах), и температура частиц постепенно падает за счет теплопотерь на излучение и теплоподвода к газу, стремясь по мере выгорания частиц к своему равновесному значению.

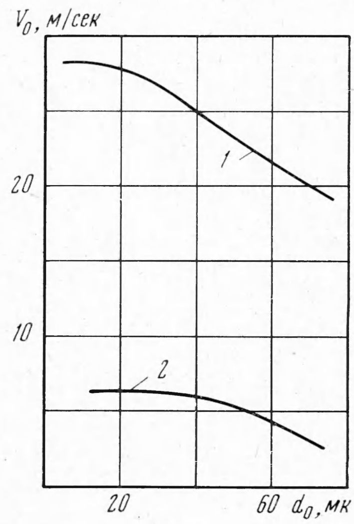


Фиг. 3

Плотность энергии излучения (фиг. 3) в зоне предварительного разогрева больше, а в зоне горения меньше равновесной. Точка перегиба кривой u_R^* (x), соответствующая максимальному значению потока излучения q_R^*, разделяет фронт пламени на две области. До точки перегиба частицы поглощают энергии больше, чем излучают ($dq_R^* \,/\, dx < 0$) и нагреваются излучением, после точки перегиба частицы излучают энергии больше, чем поглощают ($dq_R^* / dx > 0$) и охлаждаются излучением. По мере выгорания частиц плотность излучения стремится к равновесному значению, соответствующему равновесной температуре частиц θ_{2e}, а полный поток излучения принимает постоянное значение, отличное от нуля. Увеличение температуры газа (кривая *1* на фиг. 2) происходит за счет его нагрева более горячими частицами. При этом в зоне предварительного нагрева температура газа практически не меняется. Это объясняется тем, что в данном случае фронт пламени распространяется настолько быстро, что частицы воспламеняются быстрее, чем они успевают отдать часть своей энергии более холодному газу. Газ нагревается в основном в зоне диффузионного горения, при этом его температура достигает равновесного значения, определяемого теплотой химической реакции.



Фиг. 4



Фиг. 5

Как показали расчеты по тепловой теории [1], скорость газа вследствие теплового расширения довольно резко увеличивается, а более инертные частицы с некоторым опозданием вовлекаются в движение газа, возникающее при этом обтекание частиц существенно влияет на скорость v_0. При учете излучения тепловое расширение газа происходит более медленно и частицы сразу вовлекаются в движение газа. Расчеты, учитывающие возможность относительного движения фаз, показывают, что в данном случае скорость частиц совпадает со скоростью газа на всем протяжении фронта.

На фиг. 4 показано влияние состава M_{20} свежей смеси (остальные параметры те же, что указаны в начале этого пункта) на скорость распространения в ней пламени. Уменьшение скорости v_0 при увеличении M_{20} объясняется тем, что при больших скоростях распространения пламени радиационный тепловой поток нагревает только частицы. Факт уменьшения v_0 при увеличении M_{20} отмечался в работах [4, 5].

На фиг. 5 представлена зависимость скорости распространения фронта пламени v_0 от начального диаметра частиц d_0 при фиксированном составе свежей смеси (кривая *1* — $M_{20} = 0.05$, кривая *2* — $M_{20} = 0.11$).

При малых диаметрах частиц, когда горение происходит в кинетической области, с увеличением диаметра частиц увеличивается время сгорания фиксированной массы топлива, но и увеличивается длина пробега излучения, так что скорость v_0 практически остается постоянной. При больших диаметрах частиц (диффузионная область) скрость v_0 уменьшается с ростом диаметра ($v_0 \sim d_0^{-m}$, $m \lesssim 5$).

Изменение кинетических констант при прочих равных условиях может приводить к существенным изменениям режима течения и скорости распространения пламени. На фиг. 2 (кривая *3*) представлено распределение температур во фронте пламени ($v_0 = 89$ *см/сек*) для стехиометрической смеси при $z = 5 \cdot 10^6$ *см/сек*, $E = 4 \cdot 10^4$ *кал/моль*. В этом случае пламя распространяется настолько медленно, что температуры газа и частиц на всем протяжении фронта практически совпадают.

Из сравнения полученных значений скорости v_0 с данными элементарного расчета [3, 4] можно сделать вывод об их качественном согласовании. Однако результаты элементарного расчета в сильной степени зависят от выбора температуры воспламенения и эффективной температуры излучающих частиц. Подход, изложенный в работе, дает возможность более последовательно учитывать химическую кинетику, перенос тепла излучением, межфазовое взаимодействие.

Сравнение экспериментальных данных [3] и данных настоящей работы свидетельствует об их качественном согласовании.

Автор благодарит Р. И. Нигматулина за постоянное внимание к работе и В. А. Прокофьева за обсуждение постановки задачи.

Поступила 13 X 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Горение смесей газа с частицами. ПМТФ, 1971, № 4.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Essenhigh R. H., Csaba T. The thermal radiation theory for plane flame propagation in coal dust clouds. Sympos. (Internat.) Combust., 9-th Cornell. Univ., Ithaca, N. Y., 1962; New York — London, Acad. Press., 1963.
4. Тодес О. М., Гольцикер А. Д., Кухневич Ю. В., Ионушас К. К., Горбульский Я. М. О распространении пламени в аэродисперсных системах. Третий Всес. симпозиум по горению и взрыву, Ленинград (Автореферафы докладов), Черноголовка, 1971.
5. Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. Режимы распространения пламени по взвеси. Третий Всес. симпозиум по горению и взрыву, Ленинград, 1971. (Авторефераты докладов), Черноголовка, 1971.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
7. Buckley F. T. Jr. Radiation-resisted shock wave in gas-particle flows. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 8.
8. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. М., «Мир», 1968.
9. Cassel H. M., Liebman I., Mock W. K. Radiactive transfer in dust flames. Sympos. (Internat.) Combust. 6-th Yale Univ., New Hawen, Connecticut, 1956, N. Y., Reinholdth; London, Chapman and Hall, 1957.
10. Лейпунский О. И. О зависимости от давления скорости горения черного пороха. Ж. техн. физ., 1960, т. 34, вып. 1.
11. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. М., Изд-во МГУ, 1957.
12. Справочник химика. М.— Л., Госхимиздат, 1962—1964.
13. Бабий В. И., Иванова И. П. Аэродинамическое сопротивление частицы при горении в неизотермических условиях. Горение твердого топлива. Новосибирск, «Наука», 1969.