

# К РАСЧЕТУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ПЛАМЕНИ ПО ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО

Г. Е. Озерова, А. М. Степанов

(Ленинград)

Задача о распространении пламени по газовзвеси частиц твердого горючего рассматривалась в [1]. Для расчета полей излучения в [1] использовано диффузионное приближение, справедливое только в случае слабой анизотропии. Расчеты скоростей пламени выполнены в этой работе только для монофракционной газовзвеси, хотя на практике в факеле сжигаются совокупности частиц различных размеров. Ниже исследуется возможность использования диффузионного приближения для расчета переноса излучения в пламени газовзвеси и влияние полифракционности взвеси на скорость распространения фронта горения.

## 1. О диффузионном приближении

При решении задач с учетом радиационного теплообмена в излучающей и поглощающей среде приходится иметь дело со сложной системой нелинейных интегродифференциальных уравнений переноса энергии. Система включает в себя двукратное интегрирование: по спектру длин волн и по углам.

В случае «серой среды» в системе после интегрирования по длинам волн остается только однократное интегрирование — по углам. Плотность радиационного потока тепла  $q_R(x)$  и плотность потока энергии излучения, падающего на выделенный внутри среды элементарный слой,  $\Phi(x)$  в любом сечении  $x$  выражаются через интенсивность излучения  $I(x, \nu)$ :

$$\left. \begin{aligned} q_R(x) &= 2\pi \int_{-1}^1 I(x, \nu) \nu d\nu, \\ \Phi(x) &= 2\pi \int_{-1}^1 I(x, \nu) d\nu, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $\nu$  — косинус угла между направлениями оси  $x$  и луча. В предположении, что ослабление излучения частицами происходит только в результате поглощения энергии, а не ее рассеяния (см. [1]), уравнение переноса излучения имеет вид

$$\nu \cdot \partial I / \partial x = k(J - I), \quad (2)$$

где  $k = N k_s(\delta) \frac{\pi \delta^2}{4}$ ;  $J = \frac{\sigma T_s^4}{\pi}$ ;  $N$  — концентрация частиц;  $\delta$  — их размер;  $T_s$  — температура;  $k_s$  — коэффициент поглощения излучения частицей;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Для приближенного учета углового распределения интенсивности излучения  $I(\nu, \chi)$  существует ряд методов: диффузионное приближение [2], приближение «вперед — назад» [2], экспоненциальное представление ядра интегрального уравнения [3]. Наиболее распространено в настоящее время диффузионное приближение, поскольку в случае слабой анизотропии оно наиболее обосновано. Условием применимости диффузионного приближения является (так же как и в случае молеку-

лярной диффузии) малость градиента плотности излучения  $\Phi/c$  ( $c$  — скорость света), т. е. плотность должна мало меняться на расстоянии порядка длины свободного пробега излучения  $l_R = 1/k$ . Анализ полей излучения в пламенах, рассчитанных в [1], показывает, что относительное изменение плотности излучения  $\Delta\Phi/\Phi$  на длине  $l_R$  нигде не превышает 50%; степень анизотропии, которая, как известно [2], характеризуется отношением диффузионного потока к кинетическому  $|q_k|/\Phi$ , также не превышает 50%.

Остается нерешенным, однако, вопрос — насколько большие ошибки диффузионное приближение вносит в расчет скоростей распространения радиационного пламени. Для точного описания распределения интенсивности излучения  $I(x, \nu)$  (в рамках принятой физической модели [1]) воспользуемся методом сферических гармоник [4], т. е. будем искать решение уравнения (2) в виде ряда:

$$I(x, \nu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) I_n(x) P_n(\nu), \quad (3)$$

где  $P_n(\nu)$  — полиномы Лежандра. После подстановки этого решения в (2) будем иметь бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений для нахождения коэффициентов  $I_n(x)$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI_1}{dx} &= k(4\pi J - I_0), \\ (n+1) \frac{dI_{n+1}}{dx} + n \frac{dI_{n-1}}{dx} + (2n+1) k I_n &= 0 \quad (n=1, 2, \dots). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

При известных  $I_n(x)$  легко рассчитать плотность радиационного потока тепла  $q_R$  и плотность потока падающего излучения  $\Phi$ . Действительно, из выражений (1) интегрированием с учетом разложения (3) получаем

$$q_R = I_1, \quad \Phi = I_0. \quad (5)$$

Заметим, что в  $P_1$ -приближении (если в разложении (3) ограничиться только двумя первыми членами) метод сферических гармоник совпадает с диффузионным приближением. Система уравнений (4) позволяет в принципе сформулировать любое  $P_n$ -приближение; для практических же целей в большинстве случаев достаточно ограничиться  $P_3$ -приближением [4], полагая в (4)  $I_n = 0$  при  $n \geq 4$ . Об этом, в частности, свидетельствуют также результаты численного исследования структуры слабых и сильных ударных волн в излучающей газе [5].

Поставленная в [1] задача о стационарном распространении пламени в монофракционной газозвеси (однако без учета теплопроводности по газу) решалась с последовательным применением от  $P_1$  до  $P_6$ -приближений метода сферических гармоник; вычисления велись для стехиометрической смеси частиц угля ( $\delta_0 \leq 100$  мкм) с воздухом; «выход» из особой точки ( $x = -\infty$ ), вблизи которой излучение почти равновесно, во всех вариантах осуществлялся в диффузионном приближении. Последнее означает, что система уравнений (4) интегрировалась при граничных условиях:

$$x = -\infty, \quad I_0 = 4\sigma T_0^4, \quad I_n = 0 \quad (n=1, 2, \dots).$$

Для частиц размером 100 мкм на рис. 1 показаны поля излучения, полученные расчетом в  $P_1$ - (кривые 1),  $P_3$ - (3) и  $P_5$ -приближении (5); скорости пламени оказались равными 1,9, 0,85 и 0,7 м/с соответственно. Видно, что с увеличением номера приближения структура поля излучения в качественном отношении не меняется, причем кривые распределения радиационного потока  $q_R(x)$ , также как и кривые  $\Phi(x)$ , посте-

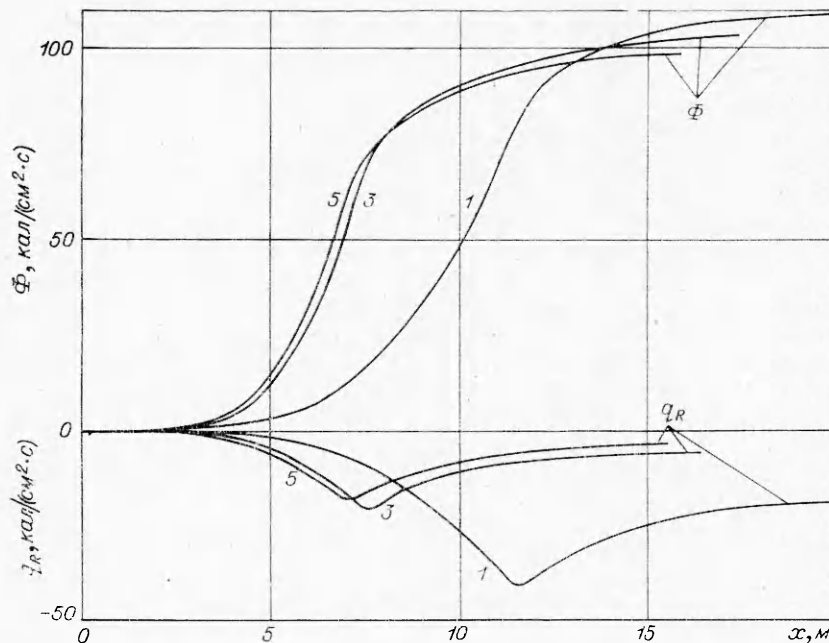


Рис. 1. Поля излучения в пламени;  $\alpha=1$ ,  $\delta_0=100$  мкм,  $n_0=0,23$ ,  $T_0=300$  К.

ленно сближаются. Степень анизотропии при этом снижается (в  $P_5$ -приближении  $\max \frac{|q_R|}{\Phi} \simeq 0,2$ ), хотя градиенты плотности излучения ( $\sim d\Phi/dx$ ) перед фронтом горения несколько возрастают. Распределения температур частиц и газа в пламени, распределения тепла реакции с ростом номера приближения также сближаются.

Картина изменения структуры радиационного пламени с увеличением номера приближения (от  $P_1$  до  $P_6$ ) для газозвесей достаточно крупных частиц ( $50 \leq \delta_0 \leq 100$  мкм) в целом остается такой же, как и описанная выше (для  $\delta_0=100$  мкм); скорости пламени в  $P_5$ -приближении также получаются примерно в 3 раза меньше, чем в приближении  $P_1$ . Для частиц размером  $\delta_0 \leq 40$  мкм различие (например, по скоростям пламени) между приближениями  $P_1$  и  $P_3$  уменьшается; при  $\delta_0 \approx 25$  мкм уже фактически можно пользоваться приближением  $P_1$  (диффузионным).

Таким образом, в рассмотренной в [1] задаче диффузионное приближение качественно не искажает структуры пламени; не искажает оно и ход зависимости скорости пламени от размера частиц: восходящая ветвь кривой  $v_0(\delta_0)$  на рис. 3 из [1] (вычисленная в диффузионном приближении) для  $\delta_0 \geq 25$  мкм снижается, оставаясь тем не менее восходящей. Для крупнодисперсных взвесей ( $\delta_0 \geq 50$  мкм) ошибки в расчете скоростей пламени могут достигать 100%; однако теперь известно, что диффузионное приближение дает завышенные значения скоростей, но правильные по порядку величины.

## 2. Влияние полифракционности взвеси

Формулируется та же задача, что и в [1], но для полифракционной газозвеси. Полный поток тепла складывается из конвективного потока физической и химической энтальпии газа и частиц, потока теплопроводности по газу, радиационного потока и от сечения к сечению

(по  $x$ ) не меняется:

$$g c_p T + \sum_{(i)} w_{si} (c_p T_{si} + q) - \kappa \frac{dT}{dx} + q_R = \text{const.} \quad (6)$$

Здесь  $g$  — массовый поток газа;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $i$  — номер фракции частиц во взвеси;  $q_{si}$  — поток массы частиц  $i$ -й фракции;  $T_{si}$  — их температура.

Частицы горючего движутся со скоростью газа  $v$  и греются за счет тепла реакции, теплообмена с газом и теплообмена излучением. Уравнение теплового баланса для частицы  $i$ -й фракции имеет вид (см. в [1])

$$v \frac{c_p \rho_i \delta_i^2}{6 \kappa \text{Nu}} \frac{dT_{si}}{dx} = T - T_{si} + \frac{\beta q n}{c_p} \left[ 1 + \frac{\kappa \text{Nu}}{c_p \rho k^* \delta_i} \exp\left(\frac{E}{RT_{si}}\right) \right]^{-1} + \frac{\delta_i k_s}{4 \kappa \text{Nu}} (\Phi - 4\sigma T_{si}^4). \quad (7)$$

Характеристики поля излучения  $q_R$  и  $\Phi$  определяются системой уравнений (4), (5), однако теперь

$$k = \sum_{(i)} N_i k_s(\delta_i) \frac{\pi \delta_i^2}{4}; \quad J = \frac{\sigma}{\pi} \sum_{(i)} \frac{N_i k_s(\delta_i) \delta_i^2 T_{si}^4}{\sum_{(i)} N_i k_s(\delta_i) \delta_i^2}.$$

Баланс массы для частиц  $i$ -й фракции

$$-v \frac{c_p \rho_i \delta_i}{2 \kappa \text{Nu}} \frac{d\delta_i}{dx} = \beta n \left[ 1 + \frac{\kappa \text{Nu}}{c_p \rho k^* \delta_i} \exp\left(\frac{E}{RT_{si}}\right) \right]^{-1} \quad (8)$$

и уравнение, определяющее содержание окислителя в газе  $n$ , можно найти в [1]

$$-\rho D \cdot dn/dx + gn - g_s/\beta = \text{const}_2. \quad (9)$$

Здесь  $g_s = \sum_{(i)} g_{si}$ .

Полный поток массы газовой взвеси и «штучный» поток частиц каждой фракции вдоль  $x$  не меняется, поэтому

$$\left. \begin{aligned} g + g_s &= g_0^0 \left( 1 + \frac{\alpha}{\beta n_0} \right), \\ g_{si} &= \left( \frac{\delta_i}{\delta_{0i}} \right)^3 g_{si}^0, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где  $\alpha$  — коэффициент избытка окислителя в исходной смеси. Скорость движения определяется по потоку газа и его плотности

$$v = g/\rho. \quad (11)$$

Итак, для расчета основных характеристик ( $T$ ,  $q_R$ ,  $\Phi$ ,  $T_{si}$ ,  $\delta_i$ ,  $n$ ,  $g$ ,  $g_{si}$ ,  $v$ ), определяющих процесс распространения пламени в полифракционной газовой взвеси, составлена система уравнений (4) — (11). К дифференциальным уравнениям запишем еще граничные условия. Для области исходной смеси ( $x = -\infty$ ) — условия равновесия:

$$T_{si} = T = T_0, \quad \frac{dT}{dx} = \frac{dn}{dx} = 0, \quad \Phi = 4\sigma T_0^4, \quad \delta_i = \delta_{0i}, \quad n = n_0. \quad (12)$$

Для области продуктов сгорания ( $x = \infty$ ):

$$\left. \begin{aligned} \alpha \leq 1 \quad n = 0, \quad \frac{dT}{dx} = \frac{dn}{dx} = 0, \quad \Phi = 4\sigma T_s^4, \\ \alpha > 1 \quad \delta_i = 0, \quad \frac{dT}{dx} = \frac{dn}{dx} = 0, \quad \int_{-1}^0 I(x, \nu) \nu d\nu = 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Последнее равенство означает, что внешняя среда на  $x = \infty$  черная и достаточно холодная, чтобы излучением ее можно было пренебречь. С учетом разложения (3) оно преобразуется к виду

$$\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) I_n(\infty) \int_{-1}^0 P_n(\nu) \nu d\nu = 0.$$

Сформулированная задача (4)–(13) позволяет в принципе исследовать стационарное распространение пламени в газозвеси, содержащей любое число фракций. Конкретные расчеты для случаев большого числа фракций во взвеси в настоящее время трудно реализовать даже на быстродействующих ЭВМ. Для оценки влияния полифракционности газозвеси на распространение пламени ограничимся рассмотрением случая двух фракций во взвеси — крупной ( $\delta_0 = 100$  мкм) и мелкой (10 мкм). Вычислим скорость пламени в такой взвеси в зависимости от ее массового состава (например, от массовой доли в ней частиц мелкой фракции). Перенос тепла теплопроводностью учитывать не будем, если, конечно, скорости пламени не окажутся очень малыми ( $\sim 0,1$  м/с). Расчет полей излучения в пламени проведем в диффузионном приближении. В безразмерных переменных [1]

$$\theta = \frac{c_p T}{q}, \quad \xi_i = \frac{\delta_i}{\delta_{0i}}, \quad \varphi = \frac{\Phi}{qg_s^0}, \quad S = \frac{q_R}{qg_s^0}, \quad \eta = \frac{c_p g_s^0 x}{\chi^*}$$

и параметров

$$a = v_0/k^*, \quad b_i = c_p \rho^* k^* \delta_{0i}/\chi^*, \quad \omega = \rho_r/\rho^*,$$

$$\Pi = \frac{c_p E}{Rq}, \quad \dot{n} = \frac{4\sigma q^3}{c_p^4 \rho^* k^*}$$

система уравнений (4) — (11), описывающая процессы переноса тепла и массы в пламени, для двухфракционной газозвеси примет вид

$$\left. \begin{aligned} \left(1 - G_s + \frac{\tilde{\omega}}{\beta n_0}\right) \theta + G_s + \sum_{(i)} m_i \xi_i^2 \theta_{si} + S = 1 + \left(1 + \frac{\tilde{\omega}}{\beta n_0}\right) \theta_0, \\ \left(\frac{\theta}{\theta^*}\right)^\gamma \frac{dn}{d\eta} = \left(i - G_s + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right) n + \frac{1 - G_s - \alpha}{\beta}, \\ \frac{\psi}{6} b_i^2 \xi_i^2 \frac{d\theta_{si}}{d\eta} = \theta - \theta_{si} + Q_i + \omega b_i k_i \xi_i (\varphi - H\theta_{si}), \\ \frac{\psi}{2} b_i^2 \xi_i \frac{d\xi_i}{d\eta} = -Q_i \quad (i = 1, 2), \\ \frac{\psi}{6} \frac{dS}{d\eta} = \omega (H\varepsilon - K\varphi), \quad \frac{\psi}{18} \frac{d\varphi}{d\eta} = -\omega KS. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Здесь  $m_i$  — массовая доля частиц  $i$ -й фракции в исходной взвеси;

$$G_s = \sum_{(i)} m_i \xi_i^3, \quad \psi = \frac{\omega \theta^* (a \beta n_0)^2 (\theta^*)^\gamma (1 - G_s + \frac{\alpha}{\beta n_0}) \theta;}{Nu (\alpha \theta_0)^2 (\frac{\theta^*}{\theta})^\gamma} \\ Q_j = \beta n \left[ 1 + \frac{1}{b_j \xi_j} \left(\frac{\theta}{\theta^*}\right)^{\gamma+1} \exp\left(\frac{\Pi}{\theta_{sj}}\right) \right]^{-1}; \quad \omega = \frac{a \beta n_0 \theta^* (\theta^*)^\gamma}{4 Nu \alpha \theta_0 (\frac{\theta^*}{\theta})^\gamma};$$

$$H = \frac{\alpha \theta_0 h}{\beta n_0 \theta^* a}; \quad K = \sum_{(i)} m_i \frac{k_i \xi_i^2}{b_i}; \quad \varepsilon = \sum_{(i)} m_i \frac{k_i \xi_i^2}{b_i} \theta_{si}^4.$$

Расчет проделан для стехиометрической смеси ( $\alpha=1$ ). В этом случае граничные условия к системе уравнений (14) имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \eta = -\infty \quad \theta_{si} = \theta_0, \quad \xi_i = i, \quad n = n_0, \quad \varphi = H\theta_0^4 \quad (S = 0), \\ \eta = \infty \quad \xi_i = n = 0, \quad \varphi = H\theta_s^4 \quad (S = 0). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Для решения задачи (14), (15) использовались те же методы вычислений, что и в случае монофракционной газозвеси [1].

На рис. 2, а, б показана структура пламени, когда газозвесь содержит небольшое (по массе) количество частиц мелкой фракции (10 мкм). На рис. 2, а нанесены поля температур газа ( $T$ ), частиц крупной ( $T_{s1}$ ) и мелкой фракций ( $T_{s2}$ ); изменение размеров крупных ( $\xi_1$ ) и мелких частиц ( $\xi_2$ ); распределение тепловыделения в зоне горения (штриховая линия)  $\bar{Q} = -\frac{dG}{d\eta} \cdot 10^4$ ; на рис. 2, б — поля характеристик излучения  $S$ ,  $\varphi - H\theta_{s1}^4$ ,  $\varphi - H\theta_{s2}^4$ . Видно, что и крупные и даже и мелкие частицы разогреваются до момента воспламенения за счет тепла излучения от фронта горения ( $T_{s1} > T_{s2} > T$ ); причем крупные греются быстрее и воспламеняются первыми. Температура газа мало отличается от температуры частиц мелкой фракции, он прогревается в основном благодаря теплообмену с крупными частицами. В зоне разогрева ( $x \leq 5,2$  м) и те и другие частицы поглощают тепла значительно больше, чем излучают ( $\varphi > H\theta_{s1}^4$ ,  $\varphi > H\theta_{s2}^4$ ,  $S < 0$ ). На кривой распределения тепла

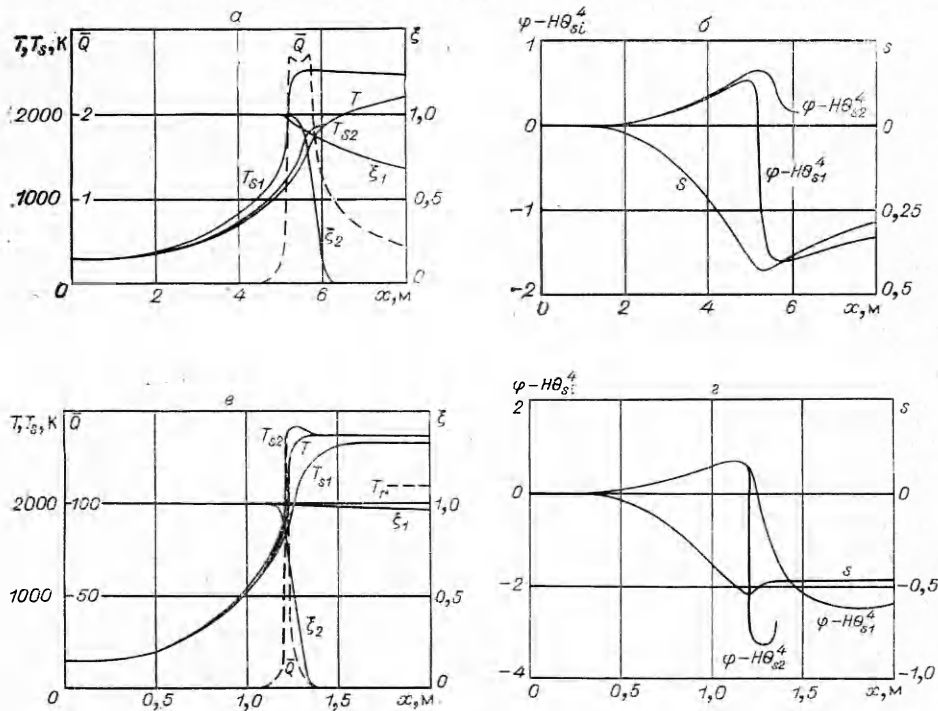


Рис. 2. Структура пламени в двухфракционной газозвеси,  $\alpha=1$ ,  $\delta_{01}=100$  мкм,  $\delta_{02}=10$  мкм,  $n_0=0,23$ ,  $T_0=300$  К.  
а, б)  $m_2=0,1$ ; в, г)  $m_2=0,8$ .

реакции  $Q(x)$  имеется два небольших пика: первый обусловлен воспламенением крупных частиц, второй — мелких. Последние очень быстро сгорают ( $\xi_2=0$  при  $x \approx 6,2$  м); их температура даже не успевает вырасти до температуры продуктов сгорания ( $T_{s1}=2197$  К); интересно, что мелкие частицы все время (даже при горении) поглощают тепла больше, чем излучают (везде  $\varphi - H\theta_{s2}^4 > 0$ ). Это, по-видимому, есть главная причина того, что при «замене» 10% массы взвеси крупных частиц (100 мкм) на мелкие (10 мкм) скорость пламени снизилась с 1,9 до 1,4 м/с; длина свободного пробега излучения в исходной смеси

$$l_p^0 \sim \frac{1}{\sum_{(i)} \frac{m_i k_i}{\delta_{0i}}}$$

уменьшилась при этом незначительно: с  $\sim 2$  до  $\sim 1$  м. Воспламенившиеся крупные частицы быстро разогреваются до высоких температур (больших, чем  $T_r$ ) и начинают излучать тепла намного больше, чем поглощать ( $H\theta_{s1}^4 > \varphi$  при  $x \approx 5,2$  м). За счет этого тепла и распространяется пламя. В зоне выгорания (оно довольно медленное) тепловыделение от реакции ( $\bar{Q}$ ) постепенно уменьшается, температуры частиц и газа сближаются, стремясь к  $T_r$ , излучение переходит в равновесное ( $\varphi \rightarrow H\theta_{s1}^4$ ,  $S \rightarrow 0$ ).

На рис. 2, в, г показана структура пламени, когда во взвеси содержится больше (по массе) мелких частиц, чем крупных. В зоне разогрева ( $x \leq 1,2$  м) частицы обеих фракций, так же как и в предыдущем случае ( $m_2=0,1$ ), греются за счет поглощения тепла излучения ( $\varphi > H\theta_{s1}^4$ ,  $\varphi > H\theta_{s2}^4$ ,  $T_{s2} > T_{s1} > T$ ), но теперь быстрее разогреваются мелкие частицы; они воспламеняются первыми и прогревают газ (при  $x \geq 1,2$  м  $T_{s2} > T > T_{s1}$ ). Зона выделения тепла реакции ( $Q$ ) очень узка; тепло выделяется концентрированно (тах  $Q$  в десятки раз превышает его значение в предыдущем случае). Когда мелкие частицы сгорают, крупные еще практически не начали гореть при  $x \approx 1,4$  м ( $\xi_2=0$ , а  $\xi_1 \approx 0,99$ ), хотя их температура уже достаточно высока ( $T_{s1} \approx 2300$  К). Нагрелись крупные частицы до такой температуры за счет теплового излучения и теплообмена с газом; реагируют они очень медленно по двум причинам: мала удельная поверхность, где протекает реакция, и мало содержание в газе окислителя (после сгорания мелкой фракции в газе осталось около 4% кислорода). Пламя распространяется за счет тепла излучения как от крупных, так и мелких частиц (при  $x \geq 1,25$  м  $H\theta_{s1}^4 > \varphi$  и  $H\theta_{s2}^4 > \varphi$ ). Тем не менее скорость пламени оказалась еще меньше (хотя и ненамного), чем в предыдущем случае ( $m_2=0,1$ ):  $v_0=1$  м/с (против 1,4 м/с). Это объясняется, по-видимому, тем, что длина пробега излучения в исходной смеси с увеличением доли мелкой фракции (при  $\alpha = \text{const}$ ) сильно уменьшилась: от  $\sim 1$  до 0,2 м.

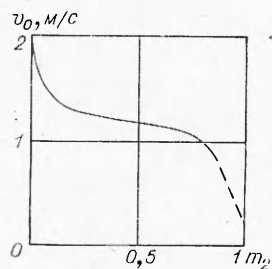


Рис. 3. Зависимость скорости пламени  $v_0$  от массовой доли частиц мелкой фракции  $m_2$ ;  $\alpha=1$ ,  $\delta_{01}=100$  мкм,  $\delta_{02}=10$  мкм,  $n_0=0,23$ ,  $T_0=300$  К.

Зависимость скорости распространения пламени в двухфракционной газовой взвеси  $v_0$  от массовой доли мелкой фракции  $m_2$  представлена на рис. 3; в области  $m_2 > 0,9$  расчет не производился, поскольку скорость пламени в этих случаях становится небольшой и в расчете следует уже учесть перенос тепла теплопроводностью; при  $m_2=1$  (монофракционная взвесь частиц размером 10 мкм) скорость пламени вычислена с учетом теплопроводности в [1]:  $v_0=7$  см/с. Полу-



чается (см. рис. 3), что достаточно иметь в газовзвеси 20% (или более) по массе крупных частиц ( $\sim 100$  мкм), чтобы скорость распространения пламени в ней была порядка 1 м/с.

Поступила в редакцию  
4/VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
3. Э. М. Спэрроу, Р. Д. Сесс. Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971.
4. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
5. В. В. Александров, В. Н. Котеров.— В сб.; Динамика излучающего газа. Вып. 1. М., ВЦ АН СССР, 1974.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СФЕРИЧЕСКОЙ ДЕФЛАГРАЦИИ

*В. А. Горев, С. Н. Мирошников, Я. К. Трошин*

*(Москва)*

В последнее время большое значение приобрело изучение взрывов горючих газов и паров в открытой воздушной атмосфере. Анализ результатов большого числа таких взрывов, проведенный в [1], показывает, что горение образующейся смеси может генерировать сильную ударную волну, хотя наличие детонации можно было предполагать только в редких случаях. Наиболее полно исследованы два случая со сферической конфигурацией: горение с относительно малыми скоростями, когда газ, движущийся перед пламенем, можно считать несжимаемым [2], и случай детонации [3]. В этих случаях получены аналитические выражения для поля скорости, давления и других величин. Для описания промежуточных режимов сферической дефлаграции в каждом конкретном случае используется численное решение задачи о газовом потоке, генерируемом расширяющимся сферическим поршнем [4]. Именно так получены решения для некоторых горючих смесей в работах [5, 6].

В различных реальных ситуациях скорость горения изменяется. Наиболее важен случай ускорения медленного горения и переход его в детонацию. Для успешного изучения этих вопросов необходимо иметь аналитическое решение задачи о сферической дефлаграции с постоянной скоростью горения. Так, создать качественную теорию перехода медленного горения в детонацию в трубах [7] удалось только после решения задачи о плоской дефлаграции [8].

В данной работе рассматривается задача о сферической дефлаграции в следующей постановке. Пламя распространяется с постоянной скоростью по однородной газовой смеси. Продукты сгорания неподвижны, их тепловое расширение вызывает движение исходной газовой смеси перед фронтом пламени. Внешней границей движущейся исходной смеси является ударная волна.

Рассмотрим схематическое изменение состояния газа в безразмерной  $p_{i0}-V_{i0}$ -плоскости ( $p_{i0}=p_i/p_0$ ,  $V_{i0}=V_i/V_0$ ) для трех скоростей го-