

13. H. Edmondson, M. P. Heap., R. Pritchard. *Combust. and Flame*, 1970, 14, 2, 195.
14. R. Günter, G. Janisch. *Combust. and Flame*, 1972, 19, 1, 49.
15. J. Powling. *J. Fuel*, 1949, 28, 25.
16. Основы горения углеводородных топлив. Под ред. Л. И. Хитрина и В. А. Попова. М., ИЛ, 1960.
17. А. И. Розловский. Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М., Химия, 1972.
18. A. G. White. *J. Chem. Soc.*, 1922, 121, 1688.
19. В. Ф. Заказов, Л. А. Куршева, З. И. Федина. *ФГВ*, 1978, 14, 1, 22.

РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПО ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА И КАПЕЛЬ ВОДЫ

Л. И. Иванничева, А. М. Степанов
(Ленинград)

Теоретически исследуется возможность стационарного самоподдерживающегося горения газовзвеси частиц металла (горючего) и капель воды (окислителя). Ранее аналогичное исследование выполнено для более простых газодисперсных систем. В работе [1], например, рассмотрены закономерности распространения пламени по взвеси частиц углерода в газообразном окислителе; в [2] разработана модель пламени, распространяющегося по взвеси углеводородных капель, однако также в газообразном окислителе.

Расчетная модель

В направлении оси x (из $x = -\infty$) движется одномерный поток газоносителя, в котором взвешены металлические частицы и капли воды. Взвеси частиц и капель считаются монодисперсными. Поскольку в исходной смеси газообразного окислителя нет или его содержание невелико (именно такие системы представляют особый практический интерес), пламя распространяется в квазигомогенном режиме горения (см. [2]), т. е. микропламени вблизи частиц металла фактически нет. Иначе говоря, химическая реакция идет только в газовой фазе; образуются газообразный и конденсированный окислы. Последний присутствует в виде мельчайших частичек сферической формы и известного, например из экспериментов [3, 4], размера; в конкретных вариантах расчета этот размер варьировался. Температура частичек окисла из-за их малости полагается равной температуре газа. Скорости движения конденсированной и газообразной фаз считаются одинаковыми. Состав газа определяется локальным (по x) химическим и фазовым равновесием; учитывается диссоциация окисла и водяного пара. Не учитывается тепло- и массообмен газовзвеси с окружающей средой. Разогрев холодной газовзвеси осуществляется за счет тепла реакции, переданного из зоны пламени теплопроводностью по газу и излучением от воспламенившихся частиц металла и частичек конденсированного окисла. Газ и капли воды оптически прозрачны; испускают, поглощают и рассеивают излучение только конденсированные металлы и окисел. Нормальная скорость пламени — это та скорость перемещения исходной газовзвеси, при которой возможны стационарные распределения температуры, концентраций реагентов и характеристик излучения вдоль x .

С учетом сделанных выше допущений уравнение теплового баланса для газовзвеси имеет вид

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial x} + q_R + g \sum_j n_j i_j + g_M i_M + g_{V'} i_{V'} + g_{OK} i_{OK} = g^0 \sum_j n_j^0 i_j^0 + g_M^0 i_M^0 + g_b^0 i_b^0. \quad (1)$$

Здесь g , g_m , g_v и $g_{ок}$ — плотности массовых потоков соответственно газа, металла, воды и конденсированного окисла; q_R — плотность радиационного потока; n_j — массовые концентрации компонентов газа; κ — коэффициент теплопроводности газа; индекс 0 относится к параметрам исходной смеси. Удельные энтальпии частиц металла i_m , капель воды i_v , конденсированного окисла $i_{ок}$ и компонентов газа i_j вычисляются по формулам

$$i_m = c_p T_m + H_m, \quad i_v = c_p T_v + H_v, \quad i_{ок} = c_p T + H_{ок}, \quad i_j = c_p T + H_j,$$

где T_m , T_v и T — температуры соответственно металла, воды и газа; H — удельная энтальпия при температуре абсолютного нуля.

Плотность радиационного потока q_R в случае одномерной плоской задачи выражается через спектральную интенсивность излучения I_λ

$$q_R(x) = 2\pi \int_0^\infty \int_{-1}^1 I_\lambda(x, \nu) \nu d\nu d\lambda.$$

Здесь λ — длина волны излучения; ν — косинус угла между направлением оси x и направлением луча. Уравнение переноса излучения имеет вид

$$\begin{aligned} \nu \frac{dI_\lambda}{dx} + (k_{m\lambda} + k_{ок\lambda}) I_\lambda &= k_{m\lambda}^n I_{в\lambda}(T_m) + k_{ок\lambda}^n I_{в\lambda}(T) + \\ &+ \frac{k_{m\lambda}^p}{2} \int_{-1}^1 \gamma_{m\lambda}(\nu, \nu') I_\lambda d\nu' + \frac{k_{ок\lambda}^p}{2} \int_{-1}^1 \gamma_{ок\lambda}(\nu, \nu') I_\lambda d\nu', \end{aligned} \quad (2)$$

где k_λ^n и k_λ^p — спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния взвеси металла или окисла; $k_\lambda = k_\lambda^n + k_\lambda^p$, $I_{в\lambda}(T)$ — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре T ; γ_λ — индикатриса рассеяния.

Спектральные коэффициенты поглощения k_λ^n и рассеяния k_λ^p взвеси зависят от оптических свойств вещества частиц, их размера, концентрации и длины волны излучения. Для одиночной сферической частицы коэффициенты поглощения $k_{s\lambda}^n$ и полного ослабления $k_{s\lambda}$ луча, а также индикатрису рассеяния можно рассчитать с помощью теории Ми. Точность таких расчетов ограничивается надежностью имеющихся в лите-

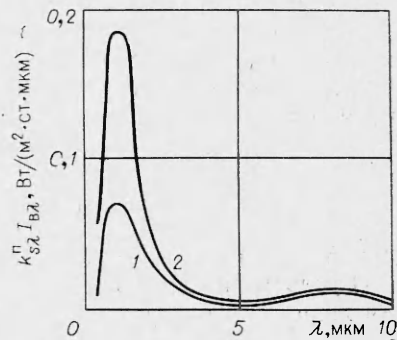
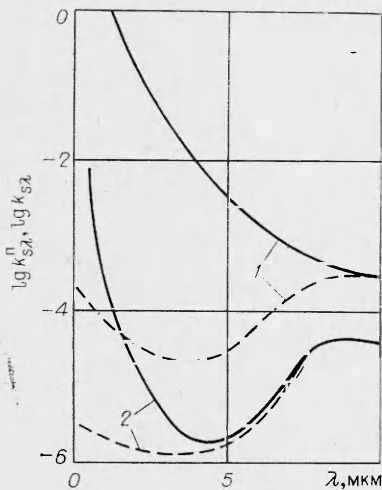


Рис. 2. Интенсивность равновесного излучения частицы MgO размером 0,05 мкм.
1 — $T=2500$ К; 2 — 3000 К.

Рис. 1. Спектральные коэффициенты поглощения (штриховые линии) полного ослабления (сплошные линии) излучения для частицы MgO. 1 — $\delta_{ок}=0,5$ мкм; 2 — $\delta_{ок}=0,05$ мкм.

ратуре данных по комплексному показателю преломления жидких металлов и их окислов. Вычисления $k_{s\lambda}^{\Pi}$ и $k_{s\lambda}^{\Pi}$ для частиц Mg и MgO выполнены с использованием экспериментальных данных (по показателям преломления и поглощения) из работ [5, 6]. Температура частиц металла ограничена температурой кипения, т. е. для частиц магния при давлении 10 атм она не может превысить 1600 К. Кроме того, при приближении к режиму кипения размер частиц из-за испарения быстро уменьшается. Частички же окисла магния нагреваются в пламени до температур ~ 3000 К. Все это говорит о том, что главными излучателями тепла в такой газозвеси являются конденсированные продукты сгорания, они и определяют спектр теплового излучения.

Результаты вычислений коэффициентов $k_{s\lambda}^{\Pi}$ и $k_{s\lambda}$ для частички MgO представлены на рис. 1. Видно, что ослабление излучения на частицах размером в сотни и тысячи ангстрем (а именно такие размеры встречаются в эксперименте) происходит в основном из-за рассеяния, вычисления также показали, что его можно считать релеевским для частиц размером в сотни ангстрем и «рассеянием вперед» для частиц в тысячи ангстрем. Начиная с $\lambda \sim 4$ мкм, показатель $k_{s\lambda}^{\Pi}$ возрастает с ростом и уменьшением длины волны излучения. Такой характер зависимости $k_{s\lambda}^{\Pi}(\lambda)$ мог бы привести к расширению спектра излучения частицы в область длинных и коротких волн. Однако, как видно из рис. 2 (на нем нанесена расчетная зависимость $k_{s\lambda}^{\Pi} I_{\nu\lambda}$ от λ), этого не получается: излучение происходит главным образом в диапазоне длин волн $\lambda = 0,5 \div 4$ мкм. Коэффициенты $k_{s\lambda}^{\Pi}$ и $k_{s\lambda}$ для частичек окисла в расчете горения газозвеси выбирались равными их среднему значению в этом интервале λ . Интересно, что в интервале $\lambda = 0,5 \div 4$ мкм расчетный коэффициент поглощения $k_{s\lambda}^{\Pi}$ для частицы магния размером больше 1 мкм практически не зависит ни от размера частицы, ни от длины волны излучения ($k_{s\lambda}^{\Pi} \approx 0,2$). Коэффициент рассеяния на порядок больше, причем рассеяние происходит главным образом вперед по направлению падающего луча. Последнее означает, что энергия, рассеянная частицами магния, из основного падающего потока не вычитается, и в первом приближении в уравнении (2) можно опустить слагаемые, учитывающие рассеяние излучения частицами магния.

Полагаем, что в рассматриваемой газозвеси среднее расстояние между частицами не меньше значений длин волн $\lambda = 0,5 \div 4$ мкм. В этом случае, согласно данным, приведенным в работе [7], коэффициенты ослабления излучения в газозвеси можно вычислять по эффективным сечениям поглощения и рассеяния отдельных частиц

$$k_{\lambda}^{\Pi} = N k_{s\lambda}^{\Pi} \frac{\pi \delta^2}{4}, \quad k_{\lambda}^{\text{P}} = N k_{s\lambda}^{\text{P}} \frac{\pi \delta^2}{4}.$$

Здесь δ — размер частицы; N — число частиц в единице объема.

С учетом сказанного выше проинтегрируем уравнение (2) по спектру длин волн

$$\nu \frac{dI}{dx} + (k_{\text{M}}^{\Pi} + k_{\text{OK}}) I = k_{\text{M}}^{\Pi} \frac{\sigma T_{\text{M}}^4}{\pi} + k_{\text{OK}}^{\Pi} \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{k_{\text{OK}}^{\text{P}}}{2} \int_{-1}^1 \gamma_{\text{OK}}(\nu, \nu') I d\nu', \quad (3)$$

где $\gamma_{\text{OK}}(\nu, \nu') = 1 + \frac{4}{9}(3\nu^2 - 1)(3\nu'^2 - 1)$ — релеевская индикатриса рассеяния; I — интегральная интенсивность излучения; σ — постоянная Стеффана — Больцмана;

$$k_{\text{M}}^{\Pi} = N_{\text{M}} k_{s\text{M}}^{\Pi} \frac{\pi \delta_{\text{M}}^2}{4}; \quad k_{\text{OK}}^{\Pi} = N_{\text{OK}} k_{s\text{OK}}^{\Pi} \frac{\pi \delta_{\text{OK}}^2}{4}; \quad k_{\text{OK}}^{\text{P}} = N_{\text{OK}} k_{s\text{OK}}^{\text{P}} \frac{\pi \delta_{\text{OK}}^2}{4}.$$

Для решения уравнения переноса излучения (3), как и в [8], воспользуемся методом сферических гармоник, т. е. будем искать его решение в виде ряда по полиномам Лежандра

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

Ограничимся четырьмя первыми членами ряда (P_3 -приближение); из (3) получим систему уравнений для определения плотности радиационного

потока q_R и плотности потока падающего излучения $\Phi = 2\pi \int_{-1}^1 I(x, \nu) d\nu$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_R}{dx} + (k_M^{\pi} + k_{OK}^{\pi}) \Phi &= 4\sigma (k_M^{\pi} T_M^4 + k_{OK}^{\pi} T^4), \\ \frac{d\Phi}{dx} + 2 \frac{dI_2}{dx} + 3 (k_M^{\pi} + k_{OK}^{\pi}) q_R &= 0, \\ 3 \frac{dI_3}{dx} + 2 \frac{dq_R}{dx} + 5 (k_M^{\pi} + k_{OK}^{\pi} + 0,9k_{OK}^{\rho}) I_2 &= 0, \\ 3 \frac{dI_2}{dx} + 7 (k_M^{\pi} + k_{OK}^{\pi}) I_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Частицы металла греются за счет теплообмена с газом и теплообмена излучением. Капли воды прозрачны для излучения и греются только за счет теплообмена с газом. Одновременно идут процессы испарения металла и воды. Уравнения баланса тепла и массы для частиц металла и капель воды имеют вид (см. [1, 2])

$$\left. \begin{aligned} v \frac{c_p \rho_M \delta_M^2}{6 Nu \kappa} \frac{dT_M}{dx} &= \left(T - T_M - \frac{l_M}{c_p} \eta_M \right) \frac{\ln(1 + \eta_M)}{\eta_M} + \\ + \frac{k_{SM}^{\pi} \delta_M}{4 Nu \kappa} (\Phi - 4\sigma T_M^4), \quad -v \frac{c_p \rho_M}{4 Nu \kappa} \frac{d\delta_M^2}{dx} &= \ln(1 + \eta_M), \\ v \frac{c_p \rho_B \delta_B^2}{6 Nu \kappa} \frac{dT_B}{dx} &= \left(T - T_B - \frac{l_B}{c_p} \eta_B \right) \frac{\ln(1 + \eta_B)}{\eta_B}, \\ -v \frac{c_p \rho_B}{4 Nu \kappa} \frac{d\delta_B^2}{dx} &= \ln(1 + \eta_B). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь v — скорость движения газозвеси; ρ_M и ρ_B — плотности металла и воды; l_M и l_B — их удельные теплоты испарения; Nu — критерий Нуссельта для тепло- и массообмена частицы (или капли) с газом. Безразмерные скорости испарения η_M и η_B определяются из уравнений переноса тепла и массы вблизи частицы (капли) в режиме испарения ее в инертную среду

$$\eta_M = \frac{p_M - p_{Mg}}{\frac{\mu}{\mu_M} p - p_M}, \quad \eta_B = \frac{p_B - p_{H_2O}}{\frac{\mu}{\mu_B} p - p_B}.$$

Здесь p_M и p_B — давления насыщенных паров металла и воды соответственно при температурах T_M и T_B ; p_{Mg} и p_{H_2O} — парциальные давления паров Mg и H_2O в газе; p — полное давление в потоке; μ_M , μ_B и μ — молекулярные веса паров металла, воды и всей газовой смеси соответственно.

Полный поток массы вдоль x не меняется

$$g + g_M + g_B + g_{OK} = g^0 + g_M^0 + g_B^0. \quad (6)$$

Штучные потоки частиц металла и капель воды также не меняются, поэтому

$$g_M = g_M^0 \left(\frac{\delta_M}{\delta_M^0} \right)^3, \quad g_B = g_B^0 \left(\frac{\delta_B}{\delta_B^0} \right)^3. \quad (7)$$

Часть испарившегося металла реагирует до образования конденсированного и газообразного окисла, а часть так и остается в виде пара

$$-dg_M/dx = \mu_M/\mu_{ок} \cdot d(g_{ок} + g_{MгO})/dx + dg_{Mг}/dx. \quad (8)$$

Аналогично часть испарившейся воды расходуется на образование газовых компонентов H_2 , OH , H , а часть остается в виде пара

$$-\frac{dg_B}{dx} = \frac{\mu_B}{\mu_{H_2O}} \frac{dg_{H_2O}}{dx} + \frac{\mu_B}{2\mu_{OH}} \frac{dg_{OH}}{dx} + \frac{\mu_B}{2\mu_H} \frac{dg_H}{dx} + \frac{dg_{H_2O}}{dx}. \quad (9)$$

Плотность потока массы любого j -го газового компонента вычисляется следующим образом:

$$g_j = -\rho D \cdot dn_j/dx + gn_j \quad (j = Mg, H_2O, MgO, H_2, OH, H, N_2).$$

Число Льюиса принимается равным единице, т. е. $\rho D = \kappa/c_p$. Коэффициент теплопроводности κ (так же, как и молекулярный вес μ) рассчитывается по локальному составу газовой смеси. В каждом сечении потока предполагается химическое равновесие между газовыми компонентами, т. е. парциальные давления p_j связаны соотношениями

$$\frac{p_{Mг}p_O}{p_{MгO}} = k_1(T), \quad \frac{p_{H_2}^2 p_O}{p_{H_2O}} = k_2(T), \quad \frac{p_H^2}{p_{H_2}} = k_3(T), \quad (10)$$

$$\frac{p_H p_O}{p_{OH}} = k_4(T), \quad \frac{p_O^2}{p_{O_2}} = k_5(T),$$

где k_1, k_2, \dots, k_5 — константы равновесия соответствующих реакций (диссоциации молекул MgO, H_2O, H_2, OH, O_2). Парциальное давление газообразного окисла всюду равно давлению насыщенного пара при локальной температуре

$$p_{MгO} = p_{ок}(T). \quad (11)$$

Наконец, вдоль x не меняются плотность потока массы несущего взвесь нейтрального газа (например, азота)

$$g_{N_2} = g^0 (1 - n_{H_2O}^0 - n_{Mг}^0), \quad (12)$$

и полное давление

$$\sum_j p_j = p. \quad (13)$$

Концентрации частиц металла и окисла, необходимые для вычисления коэффициентов ослабления излучения во взвеси, определяются из соотношений

$$N_M = \frac{\delta_M^0}{\rho_M \pi \delta_M^3 v}, \quad N_{ок} = \frac{\delta_{ок}^0}{\rho_{ок} \pi \delta_{ок}^3 v},$$

а скорость движения газовой взвеси

$$v = g/\rho = gRT/\mu p.$$

Запишем теперь граничные условия к уравнениям (1), (4), (5), (8), (9), (12). Исходная смесь находится в равновесии, т. е. при $x = -\infty$

$$\frac{dT}{dx} = 0, \quad \frac{dn_j}{dx} = 0, \quad q_R = r_2 = r_3 = 0, \quad \Phi = 4\sigma T^4,$$

$$T = T_M = T_B = T^0, \quad v = v^0, \quad \delta_M = \delta_M^0, \quad \delta_B = \delta_B^0, \quad (14)$$

$$p_{H_2O} = p_B(T^0), \quad p_{Mg} = p_M(T^0), \quad p_j = 0 \quad (j = MgO, H_2, OH, H, O_2, O).$$

Поскольку в продуктах сгорания обязательно присутствуют частички конденсированного окисла, тепловое излучение, распространяясь от фронта пламени в направлении оси x , будет постепенно ими поглощаться, так что газодисперсная система на $x = \infty$ придет к равновесию

$$\frac{dT}{dx} = 0, \quad \Phi = 4\sigma T^4, \quad q_R = 0, \quad \delta_M = \delta_B = 0. \quad (15)$$

Итак, для определения скорости распространения пламени v^0 в исследуемой газозвеси сформулирована краевая задача: система дифференциальных уравнений (1), (4), (5), (8), (9) с граничными условиями (14) и (15). Она, естественно, определяет и структуру пламени, т. е. поля (распределения по x) основных характеристик горящей газозвеси ($T, T_M, T_B, q_R, \Phi, \delta_M, \delta_B, n_{Mg}, n_{H_2O}$). Соотношения (6), (7), (10), (11) — (13) служат для определения других одиннадцати неизвестных величин, входящих в краевую задачу: в частности, (6) и (7) определяют плотности массовых потоков конденсированного окисла, металла и воды; из (10) и (11) парциальные давления газовых компонентов O, H, H₂, OH, O₂ и MgO выражаются через основные характеристики (p_{Mg}, p_{H_2O} и T); после исключения из (12) и (13) парциального давления азота получается соотношение, определяющее плотность потока газа g .

Результаты расчета

Краевая задача решалась численными методами на ЭВМ, для отыскания скорости пламени v^0 использовался метод проб. Во всех расчетных вариантах исходная смесь металла (магния) с окислителем (последний может присутствовать одновременно в виде воды в каплях и в виде водяного пара) считалась стехиометрической; масса несущего взвесь газа составляла половину массы металла. Давление в потоке принято равным 10 атм; размер частичек окисла — 0,05 мкм. В процессе численного эксперимента менялись следующие параметры: температура исходной смеси (300—440 К), соответственно меняются начальное содержание водяного пара в газе (0,003—0,6) и доля окислителя в газообразном виде (0,002—0,4); начальные размеры частиц металла (10—100 мкм) и капель воды (50—100 мкм).

Результаты численного эксперимента указывают прежде всего на то, что передача тепла от продуктов сгорания к холодной смеси осуществляется главным образом кондуктивным механизмом, роль теплопередачи излучением практически незаметна. Объясняется этот факт, по-видимому, малыми значениями коэффициента поглощения для частиц магния (примерно на порядок они меньше, чем для частиц углерода того же размера) и сравнительно (опять же с углеродом) небольшой излучательной способностью взвеси частичек окисла; кроме того, ширина фронта пламени достаточно мала (всего несколько миллиметров), а перепад температуры газа велик (~3000 К), что и обеспечивает достаточно большой поток тепла теплопроводностью.

На рис. 3, а, б показана типичная структура пламени в газозвеси: на рис. 3, а — поля температур газа (T), частицы магния (T_M), капель

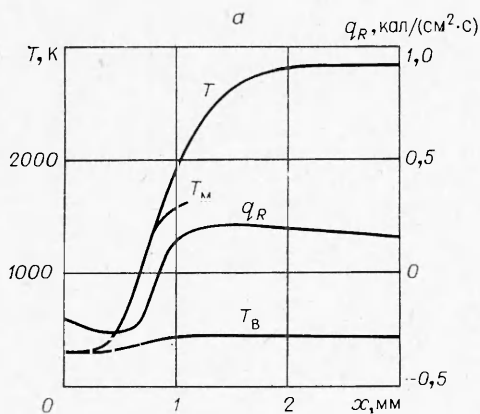
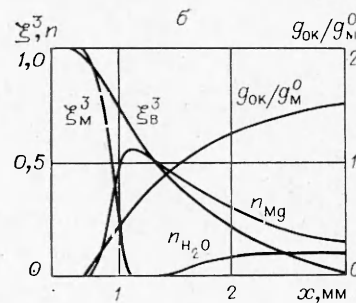


Рис. 3. Структура пламени в газозвеси.



воды (T_B) и плотности радиационного потока (q_R); на рис. 3, б — распределения массы металла и воды (ξ_M^3 и ξ_B^3), содержания их паров (n_{Mg} и n_{H_2O}), массы конденсированного окисла (отнесенной к начальной массе металла) $g_{ок}/g_M^0$. Начальные параметры смеси для этого варианта расчета: температура 300 К (при этом массовая доля окислителя в паровой фазе составляет 0,002), размеры частиц магния и капель воды 10 и 100 мкм соответственно. Из рисунка видно, что температура частиц металла все время чуть отстает от температуры газа, т. е. прогрев их происходит главным образом за счет теплообмена с газом. Плотность потока тепла, передаваемого в зону разогрева смеси излучением, не превышает значения $|q_R| = 0,3$ кал/(см²·с); заметим, что в тех вариантах расчета распространения пламени по газозвеси частиц углерода, в которых теплопередача излучением играет главную роль, значения $|q_R|$ получались примерно на два порядка больше (см. рис. 1 в работе [8]). Кроме того, по данным рис. 3, а легко оценить среднюю по ширине пламени плотность потока тепла теплопроводностью $\kappa dT/dx \sim 5$ кал/(см²·с), т. е. она на порядок превышает $\max |q_R|$. Плотность радиационного потока в зоне горения ($x \geq 0,1$ см) также незначительна, хотя конденсированного окисла много, причем здесь везде $q_R > 0$, т. е. поток излучения от взвеси частичек конденсированного окисла направлен в сторону продуктов сгорания и на теплообмен в зоне разогрева фактически не влияет. При $x \rightarrow \pm\infty$ величина $q_R \rightarrow \pm 0$, излучение стремится к равновесному, однако, как видно из рис. 3, а, довольно медленно. Причина тому — малая поглощательная способность газозвеси, хотя из-за сильного рассеяния длина свободного пробега излучения в системе невелика ($\sim 0,2$ мм на $x = -\infty$ и ~ 2 мм на $x = +\infty$).

Рис. 3, б иллюстрирует тот факт, что процесс воспламенения для данной газозвеси (водяного пара в ней сначала практически нет, $n_{H_2O}^0 = 0,3\%$) лимитируется процессом испарения окислителя. К моменту, когда металл испарился полностью ($\xi_M^3 = 0$), а температура газа уже достигла ~ 2000 К, испарилось только 70% массы воды ($\xi_B^3 \simeq 0,7$). Содержание водяного пара в зоне разогрева смеси не превышает 1%, т. е. он практически мгновенно сгорает. Скорость распространения пламени в этом варианте расчета (см. рис. 3, а, б) оказалась равной 31 см/с.

Известно, что при кондуктивном механизме передачи тепла в пламени газозвеси скорость его распространения, как правило, падает с ростом размера частиц горючего. Та же по характеру зависимость v^0 (δ_M^0) получилась и для газозвеси частиц магния и капель воды (в отсутствии паров) (рис. 4). С уменьшением дисперсности воды расчетная скорость

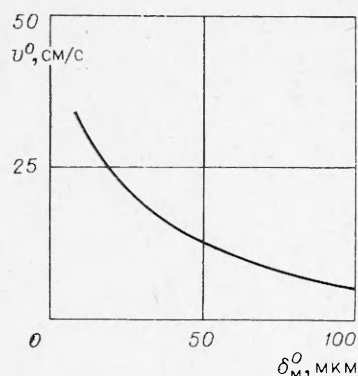


Рис. 4. Зависимость скорости пламени от размера частицы металла; $T^0 = 300$ К, $\delta_B^0 = 100$ мкм.

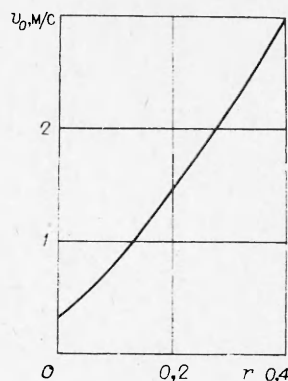


Рис. 5. Зависимость скорости пламени от начальной массовой доли окислителя в паровой фазе; $\delta_M^0 = 10$ мкм, $\delta_B^0 = 100$ мкм.

пламени, как и следовало ожидать, увеличивается. Так, изменение δ_B^0 от 100 до 50 мкм ведет к увеличению v^0 от 31 до 70 см/с.

При небольшом повышении температуры исходной смеси (от 300 до 450 К) быстро возрастает массовая доля окислителя в паровой фазе (от 0,2 до 55%). Воспламенение газовой смеси в этом случае, очевидно, облегчается, однако первичный водяной пар довольно быстро сгорает, температура газа при этом достигает лишь 1500—2000 К и дальнейшее ее повышение в процессе горения опять же лимитируется процессом испарения воды. Тем не менее скорость распространения пламени, как показали расчеты, может возрастать на порядок (см. рис. 5).

Напомним, что перечисленные результаты получены в предположении, что размер частичек окисла магния равен 0,05 мкм. Частички примерно такого размера наблюдались в эксперименте [4]. В эксперименте [3], однако, наблюдались частички MgO размером на порядок больше (вследствие большого отличия от [4] в условиях горения). Из рис. 1 видно, что с увеличением размера частички окисла от 0,05 до 0,5 мкм спектральные коэффициенты поглощения и полного ослабления излучения $k_{\text{с.л.}}^{\text{т}}$ и $k_{\text{с.л.}}$ возрастают на 1—2 и 3—4 порядка соответственно (в диапазоне $\lambda = 0,5 \div 4$ мкм). Это обстоятельство могло отразиться в первую очередь на процессе лучистого теплообмена в пламени газовой смеси. Поэтому описанный выше численный эксперимент повторен при единственном изменении: $\delta_{\text{ок}} = 0,5$ мкм. Оказалось, что оно повлияло только на характеристики поля излучения q_R и Φ , причем лишь в зоне горения; значения плотности радиационного потока $q_R > 0$ возросли (но не более чем на порядок), в то время как практически не изменились значения $q_R < 0$ и скорости распространения пламени.

Наконец, следует еще раз упомянуть о ненадежности используемых в расчете опытных данных [5] по вещественной и мнимой части комплексного показателя преломления окисла магния; дело в том, что измерения выполнены в узком интервале низких температур (< 1000 С), тогда как в пламени частички MgO нагреваются до ~ 3000 С. К сожалению, данных по оптическим константам окисла магния при высоких температурах в литературе найти не удалось. Однако для Al_2O_3 такие данные имеются: в [9] — для твердой окиси вблизи температуры ее плавления 2300 К, в [10] — для жидкой окиси; кроме того, в работе [5] есть данные для Al_2O_3 , полученные в тех же условиях, что и для MgO. По данным каждой из трех работ [5, 9, 10] вычислены коэффициенты поглощения и рассеяния излучения частицей Al_2O_3 в зависимости от ее

размера (0,05—0,5 мкм) и длины волны (0,5—10 мкм). Качественные зависимости $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$ от $\delta_{ок}$ и λ получились такие же, как и для частицы MgO (см. рис. 1); есть и количественное совпадение (по порядку величины) результатов вычислений $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$ при $\lambda \lesssim 4$ мкм для частиц Al_2O_3 и MgO, но только лишь для данных из работ [5] и [9]. Значения коэффициентов $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$, вычисленные по данным [10], на 2—3 порядка больше.

С целью проверки чувствительности результатов расчета скоростей пламени в газозвеси к принимаемым значениям коэффициентов $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$ описанный выше численный эксперимент был повторен, но с использованием значений $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}$, вычисленных не для MgO, а для Al_2O_3 , по данным работы [10]. Оказалось, что единственным следствием указанного изменения в расчете является увеличение плотности радиационного потока лишь в области $q_R > 0$ (на 1—2 порядка). Но оно снова никак не сказалось на значениях скорости пламени.

Для выяснения роли теплообмена излучением в пламени газозвеси частиц алюминия и капель воды по опытным данным для оптических констант алюминия [7, 11, 12] вычислены зависимости коэффициентов $k_{s\lambda}^n$ и $k_{s\lambda}^p$ от δ_m и λ и индикатрисы рассеяния. По всем данным получились почти те же результаты, что и для магния, т. е. для $\delta_m > 1$ мкм и $\lambda = 0,5 \div 4$ мкм можно принять $k_{s\lambda}^n \approx 0,1$, $k_{s\lambda}^p \approx 2$ и «рассеяние вперед». Если еще учесть, что температуры продуктов сгорания взвесей частиц алюминия и магния мало отличаются, а ширина пламени определяется в основном временем испарения капель воды, можно сделать следующий вывод. Теплообмен излучением в пламени газозвеси частиц алюминия и капель воды не влияет на скорость его распространения; распространяется пламя благодаря кондуктивному механизму теплопередачи, и, следовательно, его скорости по порядку величины должны быть такие же, как и для газозвеси частиц магния.

Поступила в редакцию
17/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
2. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1976, 12, 5.
3. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесик и др. ФГВ, 1974, 10, 4; 1974, 10, 5.
4. В. П. Грачуха, А. М. Степанов, А. А. Хватцев. ФГВ, 1976, 12, 4.
5. G. N. Plass. Appl. Optics, 1964, 3, 7.
6. A. P. Lenham, D. M. Treherne. J. Optic Society of America, 1966, 56, 752.
7. М. Н. Оцисик. Сложный теплообмен. М., Мир, 1976.
8. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1979, 15, 2.
9. G. N. Plass. Appl. Optics, 1965, 4, 1616.
10. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Гаманович. ЖПС, 1977, 25, 3.
11. Г. П. Мотулевич, А. И. Головашкин, А. А. Шубин. ЖЭТФ, 1960, 38, 51.
12. И. Н. Шкляревский, Р. Г. Яровая. Оптика и спектроскопия, 1964, 16, 85.

О ГИДРОДИНАМИКЕ И ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОЙ ЩЕЛИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА

В. Н. Виллюнов, П. В. Кузьминых, Э. Р. Шрагер

(Томск)

В [1, 5] процесс зажигания конденсированного вещества рассматривался, как зажигание в точке или учитывался процесс распространения пламени в направлении одной пространственной координаты. В данной