

В хлор-углеводородных пламенах, как это видно из рис. 1, картина обратная.

Высокий выход сажи при горении в хлоре можно объяснить легкостью пиролиза образующихся хлорорганических соединений. Прекращение сажеобразования в пламени богатых горючим смесей, вероятно, связано с тем, что температура таких пламен недостаточно высока для того, чтобы в них могли происходить процессы разложения.

Эффект прекращения образования сажи при введении в пламя инертных разбавителей, а также заметное влияние предварительного разогрева на границы дымообразования позволяют поставить вопрос о возможности управления процессом сажеобразования при взаимодействии хлора с углеводородами в режиме горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теснер П. А. Образование углерода из углеводородов газовой фазы.— М.: Химия, 1972.
2. Шахла Р. Л., Макдовальд Т. П. Вопросы ракетной техники, 1956, 5, 69.
3. Мальцева А. С. Канд. дис.— М., 1972.

*Поступила в редакцию 12/VI 1986,
после доработки — 30/X 1986*

О МЕХАНИЗМЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В АЭРОВЗВЕСЯХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

*В. Г. Шевчук, А. К. Безродных, Л. В. Бойчук,
Е. Н. Кондратьев*

(Одесса)

Центральное место в теории и практике волнового горения занимает проблема ламинарного пламени. Это обусловлено тем, что, во-первых, установлению любого режима распространения пламени предшествует стадия ламинарного течения процесса; во-вторых, для данного процесса зачастую удается абстрагироваться от гидродинамических эффектов, вызванных тепловым расширением продуктов сгорания (или достаточно просто их учесть), что позволяет аналитически анализировать проблему; в-третьих, это наиболее доступный для экспериментального изучения режим. Наконец, нормальная скорость пламени является важной сравнительной характеристикой, позволяющей оценивать «активность» горючей смеси по отношению к реализации иных режимов горения.

Принципиально важен при изучении ламинарного пламени вопрос о механизме передачи тепла в предпламенную зону. Применительно к аэровзвеси частиц металлов речь может идти о соотношении кондуктивного потока тепла из зоны горения и радиационного потока из зоны высокотемпературных конденсированных продуктов сгорания. Практически задача должна решаться прямыми оценками кондуктивного и радиационного вкладов, а также определением функциональной зависимости скорости пламени от основного параметра взвеси — размера частиц. Наличие такой информации делает возможным построение адекватной модели ламинарного пламени с учетом специфических особенностей газозвеси. Ниже такая программа реализуется для аэровзвеси частиц магния и алюминия, для которых термокинетические параметры известны в достаточной мере.

Нормальная скорость пламени определяется из системы дифференциальных уравнений, описывающих динамику прогрева газового и твердого компонентов в предпламенной зоне (рассматривается плоский стационарный фронт пламени, распространяющийся в бесконечном про-

странстве горючей аэровзвеси) [1]

$$\frac{1}{6} \pi d^3 c_s \rho_s (v + v_s) \frac{dT_s}{dx} = q_0 \frac{\pi d^2}{4} e^{-\frac{x}{l}} - \pi d^2 \alpha (T_s - T), \quad (1)$$

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c \rho v \frac{dT}{dx} + \pi d^2 \alpha (T_s - T) n = 0. \quad (2)$$

Уравнение (1) описывает прогрев частиц (индекс s относится к частицам) с учетом радиационного потока q_0 , поступающего из зоны продуктов сгорания, и возможного движения частиц относительно газа v_s ; $n = B / \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_s$ — счетная концентрация частиц; B — массовая концентрация горючего; $l = 2d\rho_s/3B$ — длина пробега излучения в исходной взвеси; $\alpha = \text{Nu}\lambda/d$ — коэффициент теплообмена; c — теплоемкость; ρ — плотность; λ — теплопроводность газа; T — температура; d — диаметр частиц. В (1) пренебрегаем тепловыделением за счет реакции в зоне прогрева.

Условия на холодной границе:

$$T(-\infty) = T_s(-\infty) = T_0. \quad (3)$$

На границе зоны прогрева и горения ($x=0$) в качестве граничного условия запишем уравнение теплового баланса между зонами прогрева и реакции

$$\lambda \frac{(T_\infty - T_i)}{v\tau_r} + q_0 = c\rho v (T_i - T_0) + c_s B (v + v_s) (T_{si} - T_0). \quad (4)$$

Здесь T_i и T_{si} — температура газа и частиц в точке воспламенения; τ_r — время горения частиц; T_∞ — адиабатическая температура сгорания. Профиль температуры газа в зоне горения полагаем линейным, так что $\lambda(T_\infty - T_i)/v\tau_r$ — средний кондуктивный поток тепла в предпламенную зону. В качестве условия воспламенения берем $T_{si} = T_s^*$ [2] (T_s^* — температура частиц в режиме самовоспламенения). Можно показать, что выбор иного условия воспламенения [3] не сказывается существенно на получаемых результатах, вместе с тем выбранное условие существенно упрощает задачу.

Решая (1)–(4), приходим к следующему трансцендентному уравнению:

$$\frac{\lambda \Delta T_{ad}}{v\tau_r} - \left\{ \frac{\Delta T_{si}}{N} + A \left(l - \frac{M}{N} \right) \right\} \left\{ c\rho v + \frac{\lambda}{v\tau_r} \right\} + q_0 - c_s B (v + v_s) \Delta T_{si} = 0, \quad (5)$$

где

$$N = \left\{ 1 + \frac{\tau}{\kappa} v (v + v_s) \right\}^{-1}; \quad M = l + \tau \frac{c\rho}{c_s B} \left(v - \frac{\kappa}{l} \right);$$

$$A = \frac{q_0 l}{c\rho \kappa (v + v_s)} \left\{ \frac{v}{v + v_s} \frac{1}{\kappa \tau} + \frac{c_s B}{c\rho} \frac{1}{\kappa \tau} + \left(\frac{v}{\kappa} - \frac{1}{\tau (v + v_s)} \right) l - 1 \right\}^{-1};$$

$$\kappa = \lambda/c\rho; \quad \Delta T_{ad} = T_\infty - T_0; \quad \Delta T_{si} = T_{si} - T_0; \quad \tau = \frac{d^2 c_s \rho_s}{6 \text{Nu} \lambda}; \quad g = \frac{\tau_r}{\tau}.$$

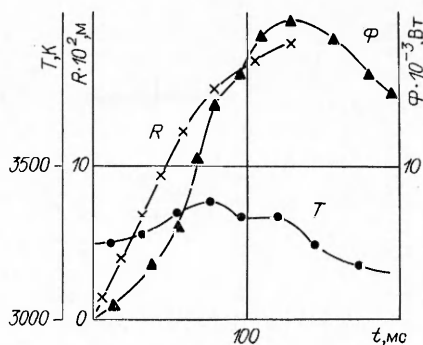
Из (5) легко получить предельные выражения для чисто кондуктивного и радиационного механизмов горения. Полагая $A=0$ ($q_0=0$) и $v_s=0$, имеем для кондуктивного механизма аналогично [3]:

$$v^2 \frac{\tau}{\kappa} = \frac{1 + g \frac{c\rho}{c\rho}}{2g} \left(\sqrt{1 + \frac{c_g}{\left(1 + g \frac{c\rho}{c\rho} \right)^2} \frac{T_\infty - T_{si}}{T_{si} - T_0}} - 1 \right).$$

Пренебрегая теплопроводностью ($\lambda \rightarrow 0$), получим для v выражение [4]

$$\Delta T_{si} = \frac{q_0}{c_s B v} \left(1 + \frac{v\tau}{l} \frac{c\rho}{c_s B} \right) \left(1 + \frac{c\rho}{c_s B} + \frac{v\tau}{l} \frac{c\rho}{c_s B} \right)^{-1}.$$

Рис. 1. Распространение пламени в аэрозвесах частиц магния. $B = 270 \text{ г/м}^3$, $d = 35 \text{ мкм}$.



Дальнейший анализ существенно зависит от конкретизации входящего в зону прогрева радиационного потока q_0 . В настоящих исследованиях q_0 оценивалось экспериментально по следующей методике. Облака аэрозвесей объемом 5—40 л создавались пневмоимпульсным способом [5] и поджигались в центре импульсной электрической искрой. Регистрировались (рис. 1) радиус зоны горения $R(t)$ (скоростная кинокамера, фоторегистратор), цветовая температура пламени (двухцветовой пирометр), интегральный поток излучения $\Phi(t)$ в диапазоне длин волн 2—20 мкм (интегральный приемник излучения МГ-30), интегральный поток излучения в диапазоне 0,4—1,2 мкм (сканирующий монохроматор).

Интегральный поток излучения $r_{2-20} = \Phi/4\pi R^2$ с единицы поверхности облака с точностью $\pm 15\%$ остается постоянным при $R \geq 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ и свидетельствует о том, что излучатель является оптически толстым (длина пробега излучения в продуктах сгорания мала). Для параметров, приведенных на рис. 1, $r_{2-20} = (4 \pm 2) \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ и $r_{0,4-1,2} = (14 \pm 6) \times 10^4 \text{ Вт/м}^2$ (по серии из 5 опытов). Считая, что в неохваченном эксперименте диапазоне длин волн 1,2—2 мкм доля излучения составляет $\sim 36\%$ (как для абсолютно черного тела при соответствующей адиабатической температуре сгорания), имеем для потока излучения $q_0 \approx 30 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$, а для интегральной степени черноты $\epsilon \approx 0,4$; для алюминия $\epsilon \approx 0,05$. Полученные значения q_0 и ϵ близки к соответствующим расчетным значениям для полубесконечного изотермического слоя продуктов сгорания [6].

Таким образом, в дальнейшем полагаем

$$q_0 = \epsilon \sigma T_\infty^4.$$

Обратимся к сопоставлению расчетов с экспериментальными значениями скорости пламени. Основная трудность здесь состоит в том, что входящая в расчеты величина имеет смысл нормальной скорости (плоский фронт пламени), в то время как в экспериментах обычно имеют дело с искривленными фронтами. В [1, 7] опыты проводили в трубах, фронт пламени имел форму параболоида вращения, в [5] — со сферически-симметричными пламенами, в [8] — с бунзеновским факелом (и только отдельные опыты с плоским пылевым факелом). В силу больших, по сравнению с газами, толщин зоны горения и существенного радиационного вклада применение понятия нормальной скорости пламени, определяемой по аналогии с газами с учетом кривизны фронта горения, не является очевидным и нуждается в экспериментальном подтверждении. В дальнейшем, как и в газах, будем приводить значения скоростей к нормальным, пользуясь для параболического профиля выражением $v_n = v_b S_c / S_n$ (v_b — видимая скорость пламени, S_c — сечение параболоида вращения, S_n — площадь его поверхности), а в случае сферического $v_n = v_b \rho_{пр} / \rho_0$ ($\rho_0 / \rho_{пр}$ — адиабатическая степень расширения, ρ_0 , $\rho_{пр}$ — плотность исходного и нагретого до адиабатической температуры сгорания газов). Приведенные ниже значения скорости пламени в трубах получены в условиях вертикальной полуоткрытой трубы с поджигом взвеси у нижнего открытого конца, когда продукты сгорания свободно оттекают от фронта пламени, не возмущая последний [1]. Опыты со сферически-симметричными пламенами проводились в условиях малых ($V_0 = 4 \div 40 \text{ л}$) и больших ($V_0 \approx 10 \text{ м}^3$) объемов. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений скорости представлено на рис. 2.

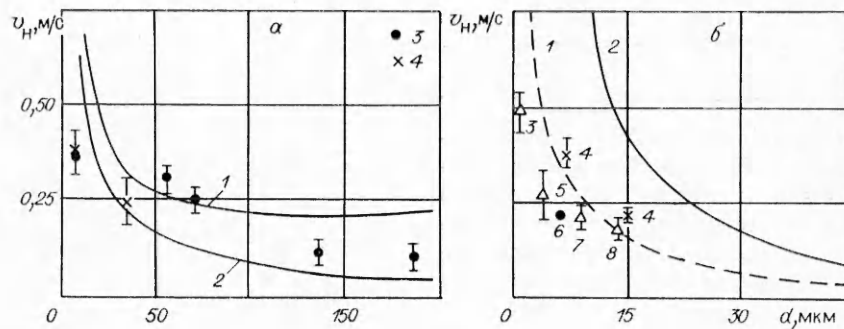


Рис. 2. Нормальные скорости пламени в аэрозвесах частиц магния (а) и алюминия (б); $B = 200 \text{ г/м}^3$.

а) расчет по кондуктивно-радиационной (1) и кондуктивной (2) моделям; 3 — трубы ($D = 0,056 \text{ м}$, $L = 3,5 \text{ м}$); 4 — сферические облака; б) расчет по (6), T_s^* из [11] (1) и из [10] (2); 3, 5, 8 — $V_0 = 4 \text{ л}$; 4 — бунзеновский факел [8]; 6 — плоскочламенная горелка [8]; 7 — $V_0 = 15 \text{ м}^3$.

При расчетах значения T_{s_i} выбирали в соответствии с данными [9] для магния и [10, 11] для алюминия. Величины sr и $c_s B$ в уравнении теплового баланса (4), как множителей в соответствующих выражениях для массовых потоков газа и частиц, рассчитывали при начальной температуре $T_0 = 300 \text{ К}$, λ , κ , τ брались при температуре, средней между T_0 и T_∞ ($T_\infty^{\text{Mg}} = 2800 \text{ К}$, $T_\infty^{\text{Al}} = 3060 \text{ К}$). Скорость частиц полагали равной нулю, времена горения $\tau_r^{\text{Mg}} = 1,26 \cdot 10^6 d^2 \text{ с/м}^2$ [12], $\tau_r^{\text{Al}} = 4,5 \cdot 10^6 d^2 \text{ с/м}^2$ [13].

Как видно из графиков, приведенном скорости пламени к ее нормальному значению удается достичь удовлетворительной корреляции данных, получаемых в существенно различных гидродинамических и геометрических условиях. Зависимость $v_n(d)$ для аэрозвесей частиц алюминия описывается в рамках кондуктивной модели [3]. Для аэрозвесей частиц магния роль радиации в расчетах становится существенной для сравнительно крупных частиц ($d \geq 40 \text{ мкм}$). Однако в полной мере роль радиации должна проявляться для неограниченных объемов аэрозвесей (например, для облаков при $R_0 \gg l$). Вместе с тем организовать горение в облаках крупных частиц затруднительно, поскольку с увеличением d возрастают как нижний концентрационный предел распространения пламени, так и скорость оседания такого облака. В трубах роль радиации занижается в силу геометрических ограничений: если учесть коэффициент радиационного обмена частицы с фронтом пламени $\frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}} \right)$,

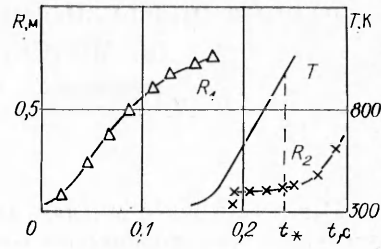
где x — расстояние от частицы до фронта, R — радиус основания фронта, то можно показать, что роль радиации уменьшается приблизительно в l/R раз по сравнению с неограниченным плоским фронтом.

Для выяснения роли кондукции и радиации в процессах волнового горения требует объяснения известный факт [14] радиационного зажигания негорящего облака газозвеси горящим облаком. Критические мощности радиационных потоков, необходимые для радиационного зажигания частиц Mg и Al, составляют по порядку величины для одиночных частиц $\sim 10^7 \text{ Вт/м}^2$, газозвесей $\sim 10^6 \text{ Вт/м}^2$ [15], т. е. выходят в последнем случае на уровень экспериментально измеряемых потоков. Однако для радиационного зажигания облака необходимы достаточно большие времена по сравнению со временем пребывания частицы в предпламенной зоне.

Обратимся к специальному опыту, поставленному с целью выяснить возможность радиационного зажигания облака. Для этого создавались облако аэрозвеси частиц алюминия ($\bar{d} = 9 \text{ мкм}$, $B = 270 \text{ г/м}^3$, $R_0 \approx 2 \text{ м}$) и рядом с ним на расстоянии $\sim 0,5 \text{ м}$ облако аэрозвеси частиц алюмомagneзиевого сплава ($\bar{d} = 4,5 \text{ мкм}$, $B = 400 \text{ г/м}^3$). Первое облако поджигалось и изучалась динамика поведения второго облака (рис. 3). Второе

Рис. 3. Радиационное зажигание облака R_2 .

облако зажигалось через ~ 200 мс после воспламенения первого (зажигание происходило вблизи кромки, обращенной к горящему облаку). Большие (~ 10 м/с) по сравнению с нормальными значениями скорости пламени как в первом, так и во втором облаке обусловлены развитием турбулентного режима горения [5].



Оценим время разогрева второго облака в простейшем приближении, считая температуру частиц и газа одинаковой и пренебрегая теплопотерями:

$$c\rho \frac{dT}{dt} = q_V n \frac{\pi d^2}{4},$$

где

$$q_V = \begin{cases} \frac{R_0 - R(t)}{l_1} & \text{при } R(t) < R_0, \\ q_0 & \text{при } R(t) = R_0. \end{cases}$$

Здесь l_1 — длина пробега излучения; R_0 — размер первичного облака; $R(t)$ — текущий радиус зоны горения.

Тогда

$$T_1 - T_0 = \frac{q_0 n \pi d^2}{4c\rho} \int_0^{t_1} e^{-\frac{R_0 - R(t)}{l_1}} dt,$$

где t_1 — время распространения пламени по первичному облаку и

$$T - T_1 = \frac{q_0 n \pi d^2}{4c\rho} t, \quad t > t_1.$$

Время зажигания t_* может быть найдено из условия $T(t_*) = T_b$, где $T_b \sim 1000$ К — температура воспламенения второго облака. Оцененное время составляет ~ 240 мс, что согласуется с экспериментом.

Таким образом, радиационные эффекты могут играть если не ведущую, то весьма существенную роль в процессах волнового горения газозвзвесей частиц металлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевчук В. Г., Горошин С. В., Клячко Л. А. и др. ФГВ, 1980, 16, 6, 57.
2. Кондратьев Е. П., Шевчук В. Г., Полищук Д. П. ФГВ, 1981, 17, 5, 125.
3. Руманов Э. П., Хайкин Б. П. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1, 144.
4. Тодес О. М., Гольцикер А. Д. — В кн.: Горение и взрыв. — М.: Наука, 1972.
5. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. П. и др. ФГВ, 1982, 18, 5, 70.
6. Эдварде Р., Бобко Р. Тр. Америк. о-ва ниж.-мех. Сер. С. Теплопередача, 1967, 84, 4.
7. Понушас К. К., Прошчева П. М. и др. ФГВ, 1972, 18, 5, 53.
8. Cassel H. M. U. S. Dept. of the Interior Bureau of Mines. Report on Investigations, N 6551, 1964.
9. Cassel H. M., Liebman J. Comb. Flame, 1963, 7, 1, 79.
10. Гуревич М. А., Ланкина К. И., Озеров Е. С. ФГВ, 1970, 6, 2, 172.
11. Fridman R., Mascek A. Comb. Flame, 1962, 6, 1, 9.
12. Клячко Л. А. ФГВ, 1969, 5, 3, 404.
13. Davis A. Comb. Flame, 1963, 7, 4, 359.
14. Leschke G. Staub, 1965, 25, 5, 180.
15. Каминская П. В., Шевчук В. Г. и др. — В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 21. — Киев — Одесса: Вища школа, 1982.

Поступила в редакцию 5/V 1986,
после доработки — 10/IV 1987