Доклады Академии наук СССР
1970. Том 193, № 3

УДК 541.126.4 ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Л. А. ЛОВАЧЕВ

ТЕОРИЯ ПРЕДЕЛОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ГАЗАХ

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 4 II 1970)

Горючие газы при разбавлении или уменьшении давления теряют способность поддерживать процесс распространения пламени. Обычно на опыте определяют то количество разбавителя или то давление, при котором распространение пламени невозможно. Так находят пределы по составу и давлению [1-3]. Изучение пределов распространения пламени — проблема большого практического значения, а понимание причин существования пределов всегда представлялось важнейшим критерием правильности наших представлений о процессах распространения пламени [1,2].

Глубокий анализ состояния проблемы пределов дан в работах [1,2], авторы которых приходят к выводу о том, что теория радиационных потерь [4] не дает удовлетворительного объяснения многих основных особенностей явления и что механизм гашения пламени обусловлен теплоотдачей в свежую смесь за счет конвективных потоков [2,5].

Теоретическое изучение бромо-водородных пламен в постановке [6] при отсутствии теплопотерь в стенки в области низких давлений и сильно разбавленных смесей показало, что такие пламена могут распространяться до давлений 0,001 ат и разбавлений, при которых скорость пламен меньше 0,1 см/сек. При этом необходимые для зажигания начальные объемы, нагретые до температуры пламени, имеют линейные размеры, превышающие десятки сантиметров, а времена формирования пламени до установления его стационарного распространения составляют несколько десятков секунд. Для быстрогорящих пламен теоретические значения скорости пламени находятся в хорошем согласии с опытными величинами [6].

В настоящей статье рассматривается механизм гашения пламени под влиянием конвекции: при переходе к пониженным давлениям или по мере разбавления горючих смесей для зажигания необходимо увеличение начального нагретого объема (увеличение энергии зажигания [2]), при этом увеличивается время достижения стационарного распространения пламени и возрастает конвективная сила, вызывающая движение нагретого объема относительно свежей смеси. Увеличение скорости обтекания нагретого объема свежей смесью при совместном уменьшении фундаментальной скорости пламени [2], которая по определению изменяется с давлением и составом горючей смеси, но не зависит от ускорения силы тяжести, приводит к тому, что наблюдаемый на опыте радиус нагретой сферы перестает увеличиваться, хотя при этом фундаментальная скорость пламени остается конечной величиной. Степень разбавления или снижения давления, соответствующая этому предельному состоянию, определяет наблюдаемые на опыте пределы распространения пламен и предельные условия зажигания. Из изложенного следует, что увеличение энергии зажигания сверх предельной не может привести к распространению пламени, а вызовет только более быстрое размывание первоначально нагретой сферы обтекающей ее свежей смесью. Холодные пламена, у которых повышение температуры во фронте пламени значительно меньше, чем у горячих пламен, могут распространяться вне пределов последних при соответственно более низких фундаментальных скоростях холодного пламени на пределе (см. (18)).

Таким образом, задача о теоретическом расчете пределов распространения пламени сводится к решению системы нестационарных уравнений сохранения энергии, уравнений диффузии для всех веществ, участвующих в реакции ([6]), а также уравнения Навье — Стокса и уравнения неразрывности. Достаточно строгая формулировка такой системы уравнений ([7, 8]) с граничными и начальными условиями не вызывает затруднений, однако решение этой задачи, даже с применением быстродействующих ЭВМ, не представляется легким. Поэтому целесообразно исследовать изложенный выше механизм гашения пламен на упрощенной модели.

Рассмотрим уравнение сохранения энергии

$$\frac{d}{dx}\left(\lambda\frac{dT}{dx}\right)-Bc\frac{dT}{dx}+F_1(T)=0, \tag{1}$$

где λ — теплопроводность (кал/см·сек·град), T — температура (°К), u — скорость (см/сек), ρ — плотность (г/см^3), c — теплоемкость (кал/г·град), F_1 — скорость выделения тепла (кал/см^3·сек), $B=u_0\rho_0=u\rho$. Принято, что $F_1(T_0)=F_1(T_г)=0$.

Обозначая ([9, 10]) $dz=Bc\,dx$, $p=\lambda dy/dx$ и $y=(T-T_0)/(T_г-T_0)$, получим из (1)

$$p\,dp/dy-p+\varphi F=0 \tag{2}$$

с условиями

$$y=0,\quad p=0; \tag{3}$$

$$y=1,\quad p=0, \tag{4}$$

где

$$\varphi=\int_0^1\lambda F_1dy/[(T_г-T_0)(Bc)^2]; \tag{5}$$

$$F=\lambda F_1\Big/\int_0^1\lambda F_1dy=\lambda F_1/I. \tag{6}$$

Интегрируя (2) с условиями (3) и (4), найдем

$$\varphi=\int_0^1 p\,dy, \tag{7}$$

так как по (6)

$$\int_0^1 F\,dy=1.$$

Массовая скорость пламени B определяется ([9, 10]) по (5):

$$B=u_0\rho_0=\frac{1}{c}\sqrt{\frac{I}{\varphi(T_г-T_0)}}. \tag{8}$$

В ([9, 10]) доказано, что всегда $\varphi<0{,}5$.

При $y=y_m$ в уравнении (2) $(dp/dy)_m=0$ ([11, 12]) и потому

$$p_m=\varphi F_m. \tag{9}$$

Поскольку из соотношения (6)

$$I=\lambda F_1/F\equiv\lambda_mF_{1m}/F_m, \tag{10}$$

то, учитывая (9), получим

$$B=u_0\rho_0=\frac{1}{c}\sqrt{\frac{\lambda_mF_{1m}}{p_m(T_г-T_0)}}. \tag{11}$$

Из обозначений к (2) $dx = (\lambda/Bcp)\,dy$, и поэтому $x(T)$ во фронте пламени

$$x - x_m = \int\limits_{x_m}^{x} dx = \left(\frac{1}{Bc}\right)\int\limits_{y_m}^{y} (\lambda/p)\,dy. \tag{12}$$

Ширину фронта пламени δ можно характеризовать средним значением градиента температуры

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{ср}} = Bc\,(T_{\text{г}} - T_0)\int\limits_0^1 \left(\frac{p}{\lambda}\right) dy, \tag{13}$$

а для более грубой оценки можно принять, что

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{ср}} \simeq 0{,}5\left(\frac{dT}{dx}\right)_m = 0{,}5\,\frac{Bc\,(T_{\text{г}} - T_0)}{\lambda_m}\,p_m. \tag{14}$$

Так как $(dT/dx)_{\text{ср}} = \Delta T/\delta = (T_{\text{г}} - T_0)/\delta$, то по (13)

$$\delta = 1 \Big/ \left[u_0\rho_0 c\int\limits_0^1 (p/\lambda)\,dy\right] \tag{15}$$

или более грубо по (14)

$$\delta = 2\lambda_m/(u_0\rho_0 c p_m). \tag{16}$$

В (8) φ зависит только от формы F по (6). Для разных видов F в [9, 10] получена общая формула

$$\varphi = 0{,}5 - 0{,}6604\,(1 - y_c) - 0{,}4283\,(1 - y_c)^2, \text{ где } y_c = \int\limits_0^1 yE\,dy.$$

Эта формула определяет φ с точностью до 1% для $0{,}6 \leqslant y_c \leqslant 1$. В соотношениях (11) и (16) p_m также зависит только от формы F. Для примера рассмотрим типичную функцию F из [10]:

$$F = [2n(n+1)/(n-1)]\,(1 - y^{n-1})\,y^n,$$

для которой $p = (1 - y^{n-1})\,y$, $y_m = (1/n)^{1/(n-1)}$ и

$$p_m = \frac{n-1}{n}\left(\frac{1}{n}\right)^{1/(n-1)}.$$

При $n = 2$ $y_m = 0{,}5$ и $p_m = 0{,}25$, а при $n = 10$ $y_m = 0{,}776$ и $p_m = 0{,}697$, т. е. в интересующем нас диапазоне форм F величина p_m меняется меньше чем в три раза.

Нагретая сфера радиуса R будет двигаться под действием архимедовой силы ${}^4/_3\pi R^3(\rho_0 - \rho_{\text{г}})g$ и силы сопротивления $({}^1/_2)\,\rho_0 w_\infty^2\pi R^2 c_w$, откуда

$$w_\infty^2 = {}^8/_3 R\,(1 - \rho_{\text{г}}/\rho_0)\,g/c_w, \tag{17}$$

где c_w — коэффициент сопротивления, который для чисел Рейнольдса $\text{Re} = (w_\infty\rho_0 2R)/\eta_0 \leqslant 1$ определяется формулой Стокса $c_w = 24/\text{Re}$ [8]. Зависимость $c_w = f(\text{Re})$ при $\text{Re} > 1$ для шара приводится в [8]. Пузырек более легкой жидкости двигается как твердый шар — так называемый парадокс пузырька [13].

На основании изложенного механизма гашения пламени видимая скорость расширения нагретой сферы $u_{\text{г}} = u_0(\rho_0/\rho_{\text{г}})$ на пределе должна быть равна скорости движения w_∞. Тогда, наблюдая за неподвижной сферой, обтекаемой свежей смесью со скоростью на бесконечности w_∞, мы не будем фиксировать изменения радиуса нагретой сферы R. Итак, решая (16) и (17) при $u_г = w_\infty$ и $R = \delta$, получим соотношения для определения величины фундаментальной скорости пламени на пределе

$$(u_0)_{пр} = 2\sqrt[3]{\frac{2}{3}\frac{\lambda_m}{c\rho_0 p_m}\left(1-\frac{\rho_г}{\rho_0}\right)\left(\frac{\rho_г}{\rho_0}\right)^2\frac{g}{c_w}} \qquad (18)$$

и для радиуса предельной сферы

$$R_{пр} = 2\lambda_m / (u_0)_{пр} c\rho_0 p_m. \qquad (19)$$

Из соотношения (16) найдем

$$\frac{w_\infty \rho_0 (2R)}{\eta_0} = \mathrm{Re} \cong \frac{4\lambda_m}{c p_m \eta_0}\left(\frac{\rho_0}{\rho_г}\right). \qquad (20)$$

Приравнивая $(u_0)_{пр}$ по (18) и u_0 по (8), определим предельную величину интеграла тепловыделения $I_{пр} > 0$.

Функция F_1 для сложных химических реакций определяется решением системы уравнений энергии и диффузии ([6]). Вычисляя, например, по ([6]) u_0 и p_m в зависимости от состава смеси или давления, по (18) найдем для данной горючей смеси пределы распространения пламени по составу или давлению. Для приближенных расчетов, когда неизвестен вид F_1, можно в (18) принять, что $y_m = 0{,}5$ и $p_m = 0{,}25$ ([11, 12]).

Для бедных углеводородо-воздушных смесей расчет по (18) при $T_0 = 300$, $T_г = 1500$, $\rho_0 = 1{,}16\cdot10^{-3}$, $c = 0{,}25$, $p_m = 0{,}25$, $\eta_0 = 1{,}9\cdot10^{-4}$, $\lambda_0 = 6\cdot10^{-5}$, $\lambda \sim T^{0{,}67}$ (здесь $c_w = 0{,}8$ ([8])) дает $(u_0)_{пр} = 7{,}1$ см/сек. Но, по-видимому, для этих смесей вблизи пределов $p_m \cong 0{,}5$, а при этом $(u_0)_{пр} = 5{,}5$ см/сек. В ([2]) отмечается, что для указанных смесей в «обычных» предельных условиях скорость пламени составляет 7—10 см/сек. На плоских горелках при частичном предотвращении конвекции в ([14]) были получены стабильные пламена со скоростями около 4 см/сек.

Горючие смеси, у которых $u_0 \sim P^k$ при $k < -1/3$, будут иметь верхний предел по давлению, т. е. предел по мере повышения давления.

Для уже сформировавшихся пламен с относительно малой $u_0 > (u_0)_{пр}$ возможно частичное распространение, которое через некоторое время прекращается вследствие возрастания радиуса пламенной сферы и увеличения w_∞. Такие эффекты могут иметь место при u_0, близких к $(u_0)_{пр}$. Переход к смесям с более высокими u_0, т. е. к смесям с большей скоростью химической реакции, приведет к тому, что влияние конвекции, развивающееся во времени и определяемое мало зависящей от $\rho_г$ для горячих пламен величиной $(1 - \rho_г/\rho_0)$, будет уменьшаться относительно быстро.

Институт химической физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
2 II 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] A. C. Egerton, IV Symposium on Combustion, Baltimore, 1953, p. 4. [2] Б. Льюис, Г. Эльбе, Горение, пламя и взрывы в газах, М., 1968, стр. 267. [3] H. F. Coward, G. W. Jones, U. S. Bur. Mines. Bull., 503 (1952). [4] D. B. Spalding, Proc. Roy. Soc., A240, 83 (1957). [5] J. W. Linnett, J. S. M. Sympson, VI Symposium on Combustion, N. Y., 1956, p. 20. [6] Л. А. Ловачев, З. И. Каганова, ДАН, 188, 1087 (1969). [7] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, D. E. Campbell, IV Symposium on Combustion, Baltimore, 1935, p. 190. [8] Г. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, ИЛ, 1956, стр. 25. [9] D. B. Spalding, Comb. and Flame, 1, 287 (1957). [10] D. B. Spalding, ibid, 1, 296 (1957). [11] L. A. Lovachev, ibid. 4, 357 (1960). [12] L. A. Lovachev, ibid, 8, 87 (1964). [13] Г. Биркгоф, Гидродинамика, ИЛ, 1963, стр. 69. [14] G. N. Badami, A. C. Egerton, Proc. Roy. Soc., A228, 297 (1955).