

УДК 536.46

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Э. Н. РУМАНОВ, Б. И. ХАЙКИН

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛАМЕНИ ПО ВЗВЕСИ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ

(Представлено академиком Н. М. Эмануэлем 13 V 1971)

Рассматривается совокупность частиц или капель топлива, взвешенных в газовой смеси, содержащей окислитель. Если частицы достаточно мелкие, они сгорают в кинетическом режиме, и горение взвеси похоже на горение гомогенных систем. Зона прогрева много шире зоны реакции, скорость фронта экспоненциально зависит от температуры горения и т. д. ⁽³⁾. Возможна, однако, существенно иная структура фронта. При горении

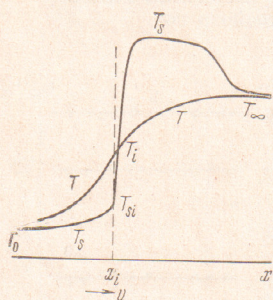


Рис. 1

частицы, скорость которого ограничена диффузией ^(1, 2), температура вблизи ее поверхности гораздо выше температуры окружающего газа T , а зависимость скорости горения от T слабая (не сильнее логарифмической). В то же время при достаточно низких T , когда реакция идет в кинетическом режиме, тепловыделение экспоненциально мало. Поэтому температура T_i во фронте горения взвеси, при которой реакция переходит в диффузионный режим, является границей зоны прогрева и реакционной зоны. Во всей реакционной зоне (при $T > T_i$) тепловыделение сравнимо по интенсивности, хотя изменение температуры в ней, вообще говоря, не мало (по отношению к разности температуры горения T_∞ и начальной температуры T_0). Иными словами, зона реакции не узка по сравнению с зоной прогрева, как это имеет место в случае гомогенных систем, согласно теории Зельдовича — Франк-Каменецкого ⁽³⁾.

Что касается температуры T_i перехода в диффузионный режим (воспламенения), то для частицы, прогревающейся во фронте, известные критические условия, полученные в предположении постоянной температуры окружающего газа, в общем случае непригодны.

Будем считать, что расстояния между частицами малы по сравнению с шириной фронта, и лучистой теплопередачей можно пренебречь. На рис. 1 показаны профили температуры частиц (T_s) и газа (T) во фронте в простейшем случае чисто гетерогенного воспламенения и горения. Резкий подъем T_s , отвечающий воспламенению, определяет границу зоны реакции. Максимальное значение T_s в зоне реакции может значительно превышать температуру горения T_∞ . Это возможно потому, что кроме частиц с температурой T_s в реакционной зоне имеется газ с температурой $T < T_\infty$. Разумеется, после выравнивания температур за фронтом устанавливается T_∞ (без учета теплотерь).

Структура зоны прогрева зависит от параметра

$$z = \tau v^2 / a, \quad (1)$$

определяющего отношение характерного времени теплообмена частицы с газом τ ко времени ее пребывания в зоне прогрева. Здесь v — линейная

скорость горения, a — температуропроводность (газа),

$$\tau = \frac{r^2}{3a} \frac{\rho_s}{\rho}, \quad (2)$$

r — размер частицы, ρ , — ее плотность, ρ — плотность газа. Ход T и T_s в зоне прогрева, показанный на рис. 1, отвечает $z \geq 1$ (быстрое горение); T_s значительно ниже T . «Логнать» газ по температуре частицы могут только за счет тепловыделения реакции $Q\Phi(T_s)$. Пока величина $Q\Phi$ мала по сравнению с тепловым потоком $a(T - T_s)$, греющим частицу, реакция не может заметно поднять T_s . Но после того, как в ходе прогрева достигнуто равенство

$$Q\Phi = a(T - T_s), \quad (3)$$

дальнейший рост T_s из-за экспоненциальной зависимости Φ от температуры (кинетический режим) оказывается чрезвычайно резким, что и означает воспламенение. Поэтому (3) определяет приблизительно температуры $T = T_i$ и $T_s = T_{si}$ на границе зоны реакции. Условие (3) соответствует «зажиганию» частиц горячим газом и аналогично условию, рассмотренному в работе (8).

Оценим скорость быстрого горения взвеси в диффузионном режиме. Ограничимся случаем, когда испарение топлива в зоне прогрева можно не рассматривать (гетерогенное воспламенение). Время горения частицы *, определяющее скорость фронта, известно из теории диффузионного горения (1, 2). Вводя отношение g этого времени к τ , запишем **

$$v \sim \sqrt{(a/g\tau)(T_\infty - T_i)/(T_i - T_0)},$$

или с учетом (1)

$$T_i - T_0 = (T_\infty - T_0)/(1 + gz). \quad (4)$$

Из уравнений для зоны прогрева

$$\begin{aligned} ad^2T/dx^2 - vdT/dx + [B/(1 - B)](T_s - T)/\tau &= 0, \\ vdT/dx &= -(T_s - T)/\tau, \quad x \rightarrow -\infty, \quad T = T_s = T_0. \end{aligned}$$

(B — отношение массы топлива к полной массе взвеси) следует подобие профилей T и T_s , причем оба они являются михельсоновскими (e^{bx}), а отличие k от v/a при всех z не слишком велико. С удовлетворительной точностью можно получить:

$$T - T_s \approx z(T_s - T_0). \quad (5)$$

Из (3), (4) и (5) при $x = x_i$ можно найти T_i , T_{si} и z

$$z = [(g + 1)/2g] \{ \sqrt{1 + [4g/(1 + g^2)](T_\infty - T_{si})/(T_{si} - T_0)} - 1 \}, \quad (6)$$

$$\gamma_b \exp \{ (E/R) [(1/T_{sb}) - (1/T_{si})] \} \sim z(T_{si} - T_0) / (T_\infty - T_0), \quad (7)$$

$$\gamma_b = RT_{sb}^2/E(T_\infty - T_0) \ll 1.$$

При записи (7) принято, что скорость реакции $\Phi \sim kr \exp(E/RT_s)$ (кинетический режим), и что теплообмен с газом определяется теплопроводностью. T_{sb} — температура частицы, отвечающая касанию линий тепловыделений и теплоотвода на диаграмме Н. Н. Семенова.

* Имея в виду выяснение общих свойств рассматриваемого режима, мы не рассматриваем конкретную структуру зоны реакции, зависящую от механизма диффузионного горения частиц. Все приведенные ниже формулы справедливы лишь по порядку величины.

** Аналогичное соотношение в работе О. И. Лейпунского (4) о горении черного пороха содержит вместо T_i температуру поверхности пороха T_n . Такая зависимость отвечает условию $T_n > T_i$.

Графическое решение (6), (7) для некоторого набора параметров показано на рис. 2. (Левая точка пересечения не имеет физического смысла, так как в теории горения для получения стационарных решений необходимо считать скорость реакции при T , близких к T_0 , равной 0). Если g не слишком велико, T_{sb} выше T_{sl} , когда T_{sb} не близко к T_0 или T_∞ . Близость T_{sb} к T_0 означает тепловую неустойчивость взвеси, при $T_{sb} \rightarrow T_\infty$ диффузионный режим горения вырождается в кинетический. При больших g даже без близости T_{sb} и T_∞ возможно

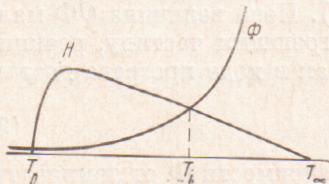


Рис. 2

$$g \geq E(T_\infty - T_{sb})/RT_{sb}^2, \quad (8)$$

и условие (3) оказывается непригодным для определения границы зоны реакции. В этом случае медленного горения ($z \ll 1$) температуры частиц и газа в зоне прогрева близки, и граница зон приблизительно определяется обычным условием воспламенения одиночной частицы.

Рассмотрим теперь вопрос о пределах горения взвеси. Для гомогенных систем Я. Б. Зельдовичем⁽⁵⁾ было установлено, что пределы горения возникают из-за обратной связи скорости горения и теплопотерь. При диффузионном горении такой подход невозможен, так как нет сильной температурной зависимости скорости горения. Однако снижение максимальной температуры фронта T_m , вызванное теплопотерями, может привести к прекращению горения. При $T_m \rightarrow T_{sb}$ диффузионный режим невозможен. Кинетический режим (с малой скоростью) при этом также невозможен согласно⁽⁵⁾.

Снижение температуры от T_∞ до T_m определяется равенством:

$$c_i(T_\infty - T_m) = q' g \tau, \quad (10)$$

где c_i — теплоемкость реакционной зоны, q' — скорость теплопотерь. Отсюда условие, определяющее пределы:

$$QB = c(T_{sb} - T_0) + q g \tau, \quad (11)$$

q — скорость теплопотерь на единицу массы в пламени. Если q — теплопотери на излучение*, имеем нижний концентрационный предел

$$B_{н.к.п} = [c(T_{sb} - T_0)]/Q + (q/Q)(\rho_s/\rho)(r^2/a)g. \quad (12)$$

Наряду с концентрационным появляется предел горения взвеси по размеру частиц

$$r_{п}^2 = (\rho/\rho_s)(a/qg)[QB - c(T_{sb} - T_0)]. \quad (13)$$

Примером эксперимента, в котором выявляется существование предельного размера, служит недавняя работа⁽⁶⁾ по воспламенению распыла керосина за фронтом слабой ударной волны. Исходный распыл крупных капель не удавалось зажечь, тогда как после прохождения ударной волны, вызывающей согласно⁽⁶⁾, дробление капель, зажигание происходило.

В заключение обсудим кратко особенности горения взвеси испаряющихся капель. В⁽⁷⁾ обнаружено, что скорость горения взвеси мелких капель равна скорости пламени в газовой смеси того же химического состава.

* Строго говоря, нужно рассматривать одновременно теплопотери из-за излучения и лучистую теплопередачу в холодную взвесь, ускоряющую горение. Такое рассмотрение выходит за рамки данной работы и выполнено в другом месте. Оказывается, что при определенных условиях лучистая теплопередача (в отличие от потерь на излучение) не оказывает качественного влияния на горение.

ва, а в случае крупных капель — значительно больше этой величины. Соответственно, по достижении некоторого размера $r_{кр}$ снижается концентрационный предел. Возможность горения взвеси в диффузионном режиме со скоростью, превышающей нормальную скорость газового пламени, обусловлена тем обстоятельством, что температура вблизи частиц, где идет реакция, выше температуры горения T_{∞} , определяющей скорость фронта в газе. Скорость горения в режиме газового пламени, естественно, не зависит от размера частиц. Поэтому достаточно крупные частицы должны проходить фронт, не успевая испариться. Это приводит к смене режима газового пламени диффузионным режимом при $r = r_{кр}$.

На рис. 3 показаны два варианта зависимости от размера скорости горения взвеси $u(r)$. Если скорости диффузионного режима $v(r_{кр}) > v_r$ — скорости газового пламени, возникает график типа 3а. При $v(r_{кр}) < v_r$, $u(r)$ имеет вид графика 3б. Обработка данных (7) показывает их соответствие участку графика 3а вблизи $r_{кр}$.

Авторы благодарны А. Г. Мержанову за постоянный интерес к работе и полезные замечания.

Институт химической физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
7 V 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Д. А. Франк-Каменецкий, Диффузия и теплопередача в химической кинетике, «Наука», 1967.
- ² Г. А. Варшавский, Тр. ВНИИКАП, № 6, М., (1945).
- ³ Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий, ЖФХ, 12, 100 (1938).
- ⁴ О. И. Лейпунский, ЖФХ, 34, № 1 (1960).
- ⁵ Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 11, 153 (1941).
- ⁶ А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др., ДАН, 190, № 3 (1970).
- ⁷ J. N. Burgoyn, L. Cohen, Proc. Roy. Soc., A, 225, 375 (1954).
- ⁸ A. G. Merzhanov, A. E. Averson, Comb. and Flame, 16, 89 (1971).

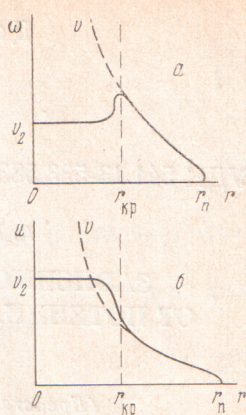


Рис. 3