

Рис. 4. Распределение конденсированного кислорода в различные моменты времени при $\delta \approx 10^5$.

τ равно: 1 - $1,5 \cdot 10^{-2}$, 2 - 10^{-2} , 3 - $3 \cdot 10^{-3}$,
4 - $2 \cdot 10^{-3}$, 5 - 10^{-3} .

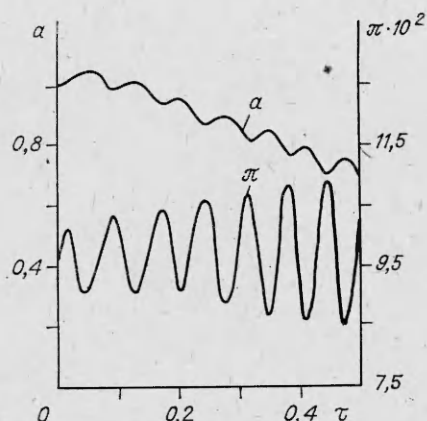


Рис. 5. Зависимость размера пузыря и давления от времени.

3. Наличие конденсированного окисла практически не влияет на процесс воспламенения, но играет существенную роль на стадии горения. Во-первых, отсутствует диффузионное торможение химической реакции газообразным продуктом и, во-вторых, за счет уменьшения размеров пузыря увеличивается относительная величина потока паров металла в газовую полость. Эти факторы способствуют ускорению процесса связывания окислителя.

Поступила в редакцию 2/IV 1984,
после доработки → 8/VIII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов. Усп. химии, 1976, 45, 5, 827.
2. В. И. Баптизманский. Теория кислородно-конверторного процесса. М.: Metallургия, 1975.
3. Н. Б. Фридман, М. М. Китаин, А. С. Штейнберг и др. Докл. АН СССР, 1981, 258, 4, 961.
4. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
5. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.
6. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
7. О. Е. Каширенинов, В. А. Кузнецов, Г. Б. Манелис. ЖФХ, 1975, 49, 4, 882.
8. М. А. Гуревич, А. Я. Лукин, Г. И. Сиркунен и др. ПМТФ, 1977, 5, 108.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИ ПЕРЕМЕШИВАНИИ РЕАГЕНТОВ

Ш. Ш. Максютов, А. А. Яник
(Москва)

В исследованиях процессов воспламенения капель горючего [1], струй газообразного [2, 3] или жидкого [4] топлива оказалось необходимым провести совместное рассмотрение процессов перемешивания предварительно разделенных компонентов и химических реакций, приводящих к воспламенению. Такое рассмотрение ввиду сложности исследуемых процессов удалось пока провести в упрощенных постановках из-за недостаточного знания конкретного механизма химического превращения, а также сложности процессов перемешивания (даже в случае диф-

фузионного перемешивания с заранее известной гидродинамической картиной явления). В работах [2, 3] изучалось тепловое самовоспламенение реагентов в условиях, когда течение газа можно описать теоретически без учета химической реакции, а кинетика воспламенения заменялась одностадийной бимолекулярной экзотермической реакцией. При этом перемешивание реагентов описывалось диффузионными уравнениями, которые решались численными методами. В [4, 5] предлагался другой подход, основанный на экспериментальных зависимостях задержки воспламенения от массовых долей реагентов A_i и начальной температуры T

$$\tau = B \cdot A_1^{\nu_1} A_2^{\nu_2} \exp(E/RT). \quad (1)$$

Влияние перемешивания на воспламенение учитывается с помощью формулы [6]

$$\int_0^{t_0} dt/\tau(t) = 1.$$

Величина $\tau(t)$ вычисляется по формуле (1), где A_i и T получаются из решения уравнений диффузии [1] или по модели процесса перемешивания, как в [5].

В данной работе исследуется воспламенение конечной массы горючего с повышенной температурой T_0 , помещенного в большой объем окислителя с T_1 . Время индукции воспламенения определяется по модели [5] и путем численного решения уравнений диффузии теплопроводности и химической реакции. Рассматривается реакция $A_1 + A_2 \rightarrow$ продукты.

Предположим, как в [5], что концентрация и температура меняются в объеме, первоначально занятом горючим, следующим образом:

$$\begin{aligned} T/T_0 &= 1 - (\Delta T/T_0)\varphi(t), & A_1/A_{10} &= 1 - \varphi(t), \\ A_2/A_{20} &= \varphi(t), & \Delta T &= T_0 - T_1, \end{aligned} \quad (3)$$

где A_{i0} — начальные концентрации; A_1 — горючее; A_2 — окислитель. Очевидно, $\varphi(t)$ меняется от 0 ($t=0$) до 1 при $t \rightarrow \infty$, различным $\varphi(t)$ соответствуют разные времена индукции. Аналогично [5] принято $\varphi(t) = t/(t+t_M)$. Считается, что $\nu_1 = \nu_2 = -1$ соответствует бимолекулярной реакции. Подставляя (3) в (2), получим

$$\tau_0 = \int_0^{t_0} \varphi(1-\varphi) \exp[-\beta\varphi/(1-\varepsilon\varphi)] dt. \quad (4)$$

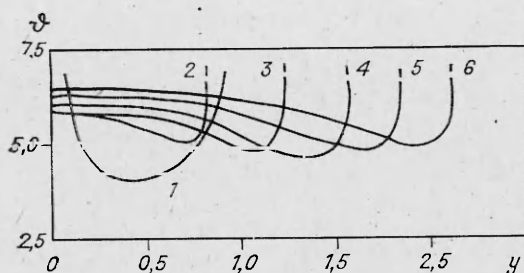
Здесь $\tau_0 = BA_{10}^{-1}A_{20}^{-1} \exp(E/RT_0)$; $\beta = E\varepsilon/RT_0$; $\varepsilon = \Delta T/T_0$. Решение уравнения (4) при $\beta = 5$ и $\varepsilon = 0,33$ представлено на рисунке кривой 1 в координатах $\vartheta = t_0/\beta\tau_0$ $y = \beta^2\tau_0 t_M^{-1}$. Обнаружено, что предел воспламенения при $\beta \gg 1$ соответствует $y = \beta^2 t_M^{-1} \tau_0 = 1$, поэтому в качестве безразмерной скорости смешения принята величина y .

Поставленная выше задача в случае сферического объема реагента и в предположении молекулярной диффузии исследовалась путем численного решения уравнений диффузии, теплопроводности и химической реакции

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \kappa \Delta T + (Q/c_p) k_0 \rho A_1 A_2 \exp(-E/RT), \\ \frac{\partial A_i}{\partial t} &= D \Delta A_i - k_0 \rho A_1 A_2 \exp(-E/RT) \end{aligned} \quad (5)$$

с начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned} t = 0, \quad r < r_0: & \quad T = T_0, \quad A_1 = 1, \quad A_2 = 0, \\ t = 0, \quad r \geq r_0: & \quad T = T_1, \quad A_1 = 0, \quad A_2 = 1, \\ t > 0, \quad r = 0, \infty: & \quad \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial A_i}{\partial r} = 0. \end{aligned}$$



Время индукции воспламенения;
 $\beta = 5$ (1, 2), 10 (3), 15 (4), 20 (5),
 25 (6).

Здесь r_0 — начальный радиус сферического объема; c_p — теплоемкость; Q — тепловой эффект реакции на моль; ρ — плотность смеси; κ , D — коэффициенты температуропроводности и диффузии. Результаты выражены в

координатах ϑ и y , при этом $\tau_0 = \frac{RT_0^2 c_p}{EQk_0} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right)$, $t_M = \frac{r_0^2}{6D}$.

В [7] установлено, что безразмерное время индукции t_0/τ_0 слабо зависит от величины $Q/(c_p T_0)$, в расчетах принималось $Q/(c_p T_0) = 6$. Период индукции воспламенения в расчетах определялся как время достижения температуры $T = T_0 + 2(RT_0^2/E)$ в какой-либо точке реагирующего объема. Результаты представлены кривыми 2—6, при этом $\beta = 5 \div 25$, $\epsilon = 0,33$. При малых y наблюдаются серьезные расхождения. Это следует связать с тем, что при $r_0 \gg (D\tau_0)^{1/2}$ воспламенение сферического объема происходит так же, как и при смешении двух полубесконечных объемов, разделенных плоскостью контакта. Тогда распределения концентраций и температуры вблизи плоскости контакта без учета химических реакций описываются соотношениями (3), где $\varphi = \{1 + \operatorname{erf}[x(4Dt)^{-1/2}]\}/2$, $x = r - r_0$. В таком случае период индукции, рассчитанный по уравнению (4), зависит от x , причем роль времени перемешивания играет величина $x^2/4D$. Считается, что если t_0 зависит от x , то воспламенение происходит в точке, отвечающей минимуму $t_0(x)$.

Ниже приведены значения $t_{0\min}$ и соответствующие им значения $x/[\beta(D\tau_0)]^{-1/2}$ для различных β при $\epsilon = 0,33$:

β	$t_0/\beta\tau_0$	$x/\beta \sqrt{D\tau_0}$
5	4,31	4,36
10	4,35	5,05
15	4,50	5,32
20	4,65	5,58
25	4,79	5,74

В [3] получена зависимость времени индукции воспламенения, согласующаяся при $\beta = 5$ с данными кривой 2 (см. рисунок). Решение системы (5) дает большую величину времени индукции, чем указано выше, на 25%. Расхождение уменьшается при увеличении β . В работе [5] исследовалось воспламенение при перемешивании в следе за препятствием, причем предполагалось, что скорости смешения малы ($y \ll 1$), т. е. концентрация реагента в области высокой температуры растет медленно. Это определяет большую задержку воспламенения при $y \rightarrow 0$, как видно из рисунка (кривая 1). Воспламенение сферического объема, описанное выше, и воспламенение встречных потоков реагентов [3], по-видимому, нельзя охарактеризовать одним значением скорости смешения y или одной функцией $\varphi(t)$, поскольку модель с одним параметром неприменима в случае малых скоростей смешения.

Расчеты по (3), (4) дают, так же как и в [5], предельное значение скорости смешения $y = 1$ в широком диапазоне β , в то время как решение уравнений (5) приводит к значению, зависящему от β , что можно объяснить грубостью модели.

На основе приведенных результатов следует заключить, что определение времени индукции воспламенения по формулам (1)—(3) следует сопровождать достаточно детальным рассмотрением процессов перемешивания.

Поступила в редакцию 17/IV 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Kadota, H. Hiroyasu, H. Oya. Bull. JSME, 1976, 19, 130.
2. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник, В. В. Лазарев. Хим. физ., 1982, 9.
3. T. Niioka. Eighteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1981.
4. J. Houseman, A. Lee. J. Spasac. Rockets, 1972, 9, 12.
5. R. Knystautas, J. H. Lee, I. Moen e. a. Seventeenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1978.
6. J. C. Levensgood, P. C. Wu. Fifth Symp. (Intern.) on Combustion. N. Y., 1955.
7. Ш. Ш. Максютов, Б. В. Новожилов, С. А. Цыганов. ФГВ, 1982, 18, 4.

О ВЛИЯНИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГОРЕНИЕ СМЕСИ ПРОПАН-БУТАН С ВОЗДУХОМ

Г. А. Гуляев, Г. А. Попков, Ю. Н. Шебеко
(Балашиха)

В настоящее время хорошо известно, что электрическое поле способно эффективно воздействовать на пламена органических веществ в воздухе [1, 2]. Накоплен обширный экспериментальный материал по влиянию полей на пламена и в общих чертах выявлены наиболее важные механизмы этого влияния. Найдено, что в ряде случаев электрические силы, действующие на пламя, могут более чем на два порядка превышать конвективные [1], играющие существенную роль в процессе распространения горения. В [3, 4] дан теоретический анализ влияния внешних электрических полей на пламена, а в работах [5, 6] приведены экспериментальные данные.

Тем не менее закономерности взаимодействия поля с пламенем выявлены не до конца. Так, например, не всегда возможно предсказать, приведет ли наложение электрического поля к интенсификации горения или к его подавлению, не определена оптимальная геометрия поля для осуществления максимального воздействия. В связи с этим представляют интерес исследования закономерностей влияния электрических полей на пламена. В настоящей работе проведено изучение взаимодействия продольного и поперечного поля аксиальной геометрии с пламенем пропан-бутана, являющегося типичным представителем органических горючих веществ. Особое внимание обращено на возможность гашения пламени.

Исследуемое ламинарное пламя формировалось на срезе однотрубной горелки с внутренним диаметром 10 мм. Горючую смесь готовили в смесителе по известным расходам пропан-бутана и воздуха. Продольное электрическое поле создавали путем подачи напряжения на кольцевой электрод диаметром 50 мм, находящийся на высоте 50—100 мм над срезом горелки (во всех экспериментах горелка была заземлена). Поперечное электрическое поле получали при подаче напряжения на цилиндрический электрод, изготовленный из металлической сетки с размером ячейки 1×1 мм, диаметром 70 и высотой 200 мм, коаксиальный с горелкой. Диаметр выбирали, исходя из двух требований: с одной стороны, он должен быть по возможности малым для получения при заданном напряжении более высокой напряженности электрического поля, а с другой, быть достаточно большим, чтобы исключить возможность пробоя при касании пламенем электрода. Размер электрода по высоте и его размещение выбирались так, чтобы нижняя кромка была ниже среза горелки приблизительно на 20—30 мм, а верхняя — выше вершины пламени не менее, чем на эту же величину.

Необходимо отметить, что аналогичную конфигурацию поперечного электрического поля использовали в работе [7], где изучали влияние поля на излучение сажистых частиц ацетиленовоздушного пламени.