

Таким образом, в двойных смесях серы с данными окислителями к самовоспламенению приводит экзотермическая реакция расплава серы с твердым окислителем при растекании его по поверхности окислителя. Высокую чувствительность содержащих серу пиросоставов к тепловым и механическим воздействиям [6], по нашему мнению, можно объяснить именно легкоплавкостью и высокой текучестью серы.

Поступила в редакцию
9/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. М., Наука, 1975.
2. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская. ФГВ, 1976, 12, 6, 945.
3. Е. А. Некрасов, Ю. М. Максимов и др. ФГВ, 1978, 14, 5.
4. Г. В. Иванов, А. М. Викторенко и др. ФГВ, 1979, 15, 2.
5. В. В. Некрасов. Основы общей химии. Т. I. М., Химия, 1973.
6. А. А. Шидловский. Основы пиротехники. М., Машиностроение, 1964.
7. Г. О. Пилоян. Введение в теорию термического анализа. М., Наука, 1964.
8. А. В. Николаев, А. Н. Михеев, Ф. Я. Гимельштейн. ФГВ, 1978, 14, 3.
9. В. М. Мальцев, М. И. Мальцев, Л. Я. Кашпоров. Основные характеристики горения. М., Химия, 1977.
10. F. Solymosi. Thermal. Anal. Proc. 4-th Int. Conf. Thermal. Anal., Budapest, 1974, vol. 1. Budapest, 1975, 433—444.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О СФЕРИЧЕСКОЙ ДЕФЛАГРАЦИИ ДЛЯ БОЛЬШИХ СКОРОСТЕЙ ГОРЕНИЯ

В. А. Горев, С. Н. Мирошников, Я. К. Трошин
(Москва)

Решается задача о сферической дефлаграции в газовой смеси для режимов горения, когда видимая скорость пламени постоянна и лежит в интервале от скорости звука в исходной газовой смеси до скорости детонации Чемпепа — Жуге. Впереди фронта пламени движется ударный фронт, скорость которого также постоянна, но больше, чем у пламени. На фронте пламени должны выполняться законы сохранения энергии, импульса и массы [1]

$$\pi = \kappa - \sigma + q \cdot 1/h_2 M^2; \quad (1)$$

$$\pi = 1 + \gamma \cdot \epsilon^2/h_2 \cdot (1 - \sigma); \quad (2)$$

$$\epsilon = \beta/\sigma; \quad (3)$$

$$\epsilon^2 = h_3/\sigma^2. \quad (3a)$$

Выражение (1) есть уравнение Гюгоньо, (2) — уравнение прямой Михельсона, (3) и (3a) — выражения закона сохранения массы; (3) применяется в режимах до дефлаграции Чемпена — Жуге, (3a) — после.

Для описания состояния газа в работе используются следующие обозначения: p — давление; V — удельный объем; $\rho = 1/V$ — плотность; S — скорость горения по частицам; Q — тепловой эффект реакции; R_1 и \dot{R}_1 — радиус и скорость ударного фронта; a — скорость звука; u — скорость газа; γ — показатель изэнтропы; индекс 0 везде относится к газу перед ударной волной, 1 — после, 2 — непосредственно перед фронтом

пламени; индекс 3 характеризует состояние продуктов сгорания. Используются также безразмерные величины; $\pi = p_3/p_2$ — перепад давления в волне горения; $\sigma = \rho_2/\rho_3$ — тепловое расширение при сгорании; $h = a^2/\dot{R}_1^2$; $v = u/\dot{R}_1$; $\xi = R/\dot{R}_1$; $\beta = \dot{R}_2/\dot{R}_1$; $\kappa = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$; $M = \dot{R}_1/a_0$ — число Маха ударного фронта; $\delta = v_1 = u_1/\dot{R}_1 = (\kappa - 1)/\kappa \times (1 - 1/M^2)$; $q = 2Q\gamma/a_0^2$; $\varepsilon = S/\dot{R}_1$.

Чтобы определить состояние продуктов сгорания, как видно из (1), (2), необходимо знать состояние газа перед фронтом пламени, для чего следует решить систему уравнений [2], описывающих движение газа между ударной волной и фронтом пламени

$$dv/d\xi = 2vh/\xi[(v - \xi^2) - h]; \quad (4)$$

$$dh/d\xi = 2(\gamma - 1)/\xi \cdot hv(\xi - v)/(v - \xi)^2 - h \quad (5)$$

при граничных условиях:

на ударном фронте ($\xi = 1$)

$$v_1 = \delta,$$

$$h_1 = (1 - \delta)[1/(\kappa - 1) \cdot \delta + 1];$$

на фронте пламени ($\xi = \beta$)

$$v_2 = \beta \cdot (\gamma - 1)/\gamma.$$

Анализ численного решения задачи о сферическом расширяющемся поршне [3], в котором движение газа описывается такой же системой уравнений, позволяет сделать вывод, что профиль скорости газа между поршнем и ударным фронтом при скорости поршня $v_2 > a_0$ хорошо описывается линейной зависимостью

$$v = \delta + \Gamma(\xi - 1), \quad (6)$$

где Γ — угловой коэффициент, значение которого дает величина, взятая из выражения (4) на фронте ударной волны,

$$\Gamma = \left. \frac{dv}{d\xi} \right|_{\xi=1} = -2 \left[1 - \frac{1}{\kappa} (1 - \delta) \right]. \quad (7)$$

Поскольку

$$\delta = (\kappa - 1)/\kappa \cdot (1 - 1/M^2), \quad (8)$$

(7) дает связь Γ с M (Γ — слабоменяющаяся функция M : для $M = 1$ $\Gamma = -1,667$, для $M = \infty$ $\Gamma = -1,945$). Для оценок можно брать $\Gamma = -2$. Такое значение получается для Γ из (4) на поверхности расширяющегося поршня при любых скоростях его движения. На фронте пламени $\xi = \beta$, $v_2 = \beta - \varepsilon$ и соотношение (6) дает

$$\beta = (\delta + \varepsilon - \Gamma)/(1 - \Gamma). \quad (9)$$

Из (4)–(6) с учетом того, что при $\xi = 1$ $h = h_1$, получим, что линейному профилю скорости (6) соответствует следующий профиль скорости звука:

$$h = h_1 - \Gamma(\gamma - 1)[(\delta - \Gamma)(\xi - 1) + (\Gamma - 1)/2 \cdot (\xi^2 - 1)], \quad (10)$$

откуда перед фронтом пламени имеем при $\xi = \beta$

$$h = h_2 = H_2 + \Gamma\varepsilon^2/(1 - \Gamma)(\kappa - 1) \quad (11)$$

где $H_2 = h_1 - \Gamma(1 - \delta)/(1 - \Gamma)(\kappa - 1)$. Исключая из (1)–(3), (9) величины π , σ и β , можно получить связь интенсивности ударного фронта со скоростью горения по частицам

$$\varepsilon = \frac{H_2 \cdot (\kappa_3 + 1)/\kappa_3}{\sigma_0 (1 - \Gamma)/(\delta - \Gamma) M^2 + \gamma \cdot (\delta - \Gamma)/(1 - \Gamma)}, \quad (12)$$

Здесь введена величина σ_0 — тепловое расширение при изобарическом ($\lambda = 1$) сгорании и учтено, что для воздушных смесей водорода и углеводородов оклостехиометрического состава $|\kappa - \sigma_0| \ll q$, $\sigma_0 \kappa \gg 1$, поэтому из (1) $q = \kappa \sigma_0$. Величина σ_0 с большой точностью равна расширению при сгорании с нормальной скоростью горения. Таким образом, задав интенсивность ударного фронта δ (или число Маха M) можно определить из (12) скорость горения по частицам ϵ при заданных q или σ_0 , а также γ и γ_3 . Зная ϵ , можно найти положение пламени β по отношению к ударному фронту. Затем из (11) найдем скорость звука перед фронтом пламени, из (3) — степень расширения σ , а из (2) — величину перепада давления в волне горения λ .

Момент наступления дефлаграции Чепмена — Жуге характеризуется тем, что видимая скорость пламени сравнивается со скоростью звука в неподвижных продуктах сгорания, т. е. $\beta^2 = h_3$. Для скорости звука в продуктах имеем

$$h_3 = h_2 \cdot \gamma_3 / \gamma_2 \cdot \sigma. \quad (13)$$

Для смеси с $\sigma_0 = 7$ этот режим наступает при $\epsilon = 0,155$, что соответствует ударной волне с $M = 2,5$. При дальнейшем увеличении скорости горения продукты сгорания начинают двигаться, и условие сохранения массы имеет вид (3а). Из (2), (3а), (13) находим

$$\sigma = (h_2 + \gamma \epsilon^2) / [\epsilon^2 \cdot \gamma / \gamma_3 \cdot (\gamma_3 - 1)]. \quad (14)$$

Из системы уравнений (1), (2), (14) для смесей, у которых $\sigma_0 = 5 \div 8$, получаем выражение

$$\epsilon = H_2 M \gamma_3 / (\gamma_3 + 1) \sqrt{\sigma_0 \gamma}. \quad (15)$$

Расчет по последним формулам следует вести, начиная с дефлаграции Чепмена — Жуге, и заканчивать, как только наступает режим детонации, который характеризуется тем, что будет выполняться условие

$$\epsilon + \delta = 1, \quad (16)$$

т. е. видимая скорость пламени сравнивается со скоростью ударного фронта. Для горючей смеси с $\sigma_0 = 7$ детонация наступает при скорости ударной волны с $M = 4,74$, что хорошо соответствует экспериментальному значению для детонации водородно-воздушной смеси стехиометрического состава.

Параметры таких режимов рассчитываются следующим образом. Задавая интенсивность ударной волны δ или M , можно определить из (15) ϵ , затем из (14) и (2) находим σ и λ , а величину β вычисляем по формуле (9). Если приравнять правые части (12) и (15), то получим выражение, из которого можно определить скорость ударной волны, при которой наступает дефлаграция Чепмена — Жуге:

$$M = \sqrt{\sigma_0 \gamma} \cdot K(M),$$

где $K(M)$ — слабоменяющаяся функция числа Маха, и в диапазоне $M = 2 \div 5$ $K \approx 1,1$.

Плотность и давление ударно-сжатого газа определяются по известным соотношениям для ударного перехода

$$p_1/p_0 = (1 + 1/\kappa)M^2 - 1/\kappa,$$

$$\rho_1/\rho_0 = (\kappa p_1 + p_0) / (\kappa p_0 + p_1).$$

Давление и плотность перед фронтом пламени определяются из условия, что газ между ударным фронтом и волной горения сжимается изэнтропически и что скорость звука непосредственно за ударной волной и перед фронтом пламени известны

$$p_2/p_1 = (h_2/h_1)^{\gamma/(\gamma-1)},$$

$$\rho_2/\rho_1 = (p_2/p_1)^{1/\gamma}.$$

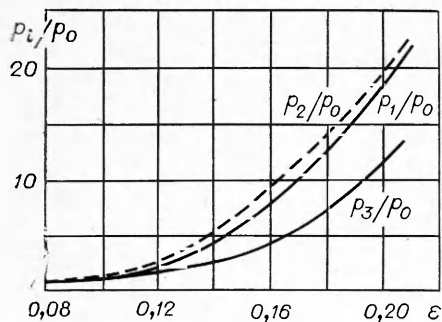


Рис. 1.

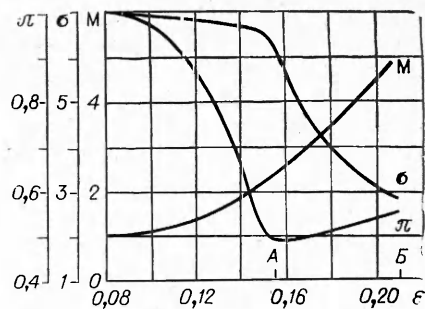


Рис. 2.

Результаты вычисления всех величин представлены на рис. 1 и 2 для случая водородно-воздушной смеси стехиометрического состава (*A* — режим дефлаграции Чепмена — Жуге, *B* — режим детонации).

Таким образом, в автомодельной постановке решена задача о сферической дефлаграции для режимов горения, когда видимая скорость пламени больше скорости звука в исходном газе. Получены аналитические зависимости от скорости горения для состояния продуктов сгорания и ударно-сжатого газа во взрывной волне перед фронтом пламени.

Поступила в редакцию
3/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1968.
2. R. S. Lee et al. Combustion and Flame, 1976, 27, 3.
3. G. R. Taylor. Proceedind Royal Society, 1946, 186A.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПРОФИЛИ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ХОЛОДНОГО ПЛАМЕНИ ПРОПАНА

Р. А. Саядян, П. С. Гукасян, А. А. Мангамян
(Ереван)

Исследования по холодным пламенам в пропан-кислородных смесях показали, что в условиях стабилизированного холодного пламенного режима окисления наблюдается резкое увеличение концентрации радикалов (в ~ 15 раз) при переходе от предпламенной области в зону холодного пламени [1, 2]. Скачок концентрации радикалов практически при той же температуре свидетельствует о цепной природе возникновения пламени.

Исследования проводились в реакторе, состоящем из двух стеклянных цилиндрических сосудов (рис. 1) разной длины ($l_1 = 30$ см, $l_2 = 11$ см), но с одинаковыми диаметрами $d = 6$ см, соединенных последовательно через узкую трубку ($d = 1$ см). Давление реагирующей смеси $p_{\text{общ}} = 270$ торр

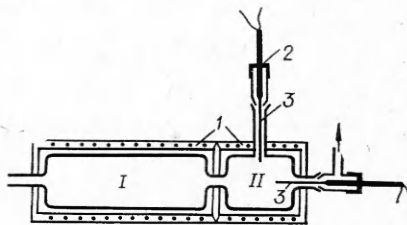


Рис. 1. Схема реактора.

I — предпламенная зона; *II* — зона стабилизированного холодного пламени. 1 — электропечи; 2 — уплотнение для поддержки герметичности при перемещении зондов; 3 — зонды с термопарами.