

А. И. РОЗЛОВСКИЙ, Ю. Е. ФРОЛОВ

## О СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ПЛАМЕНИ В ЗАМКНУТОМ СОСУДЕ

(Представлено академиком Я. Б. Зельдовичем 20 VIII 1974)

При распространении пламени из центра жесткого сферического сосуда наблюдаемая скорость пламени непрерывно уменьшается вследствие уменьшения скорости движения несторевавшего газа перед фронтом пламени. Если сгорание протекает в адиабатическом режиме, скорость пламени по отношению к неподвижному наблюдателю  $u_f$  изменяется от величины  $u_b$  — скорости пламени по отношению к продуктам сгорания вблизи фронта пламени в начальной стадии горения — до нормальной скорости пламени  $u_n^*$ . Предполагалось (<sup>1</sup>), что значение  $u_f$ , усредненное для всего пути пламени, —  $\bar{u}_f \approx 3u_n$  (без учета изменения  $u_n$  с ростом давления). И. М. Абдурагимов обратил наше внимание на целесообразность детального решения этой задачи. Ниже показано, что типичные значения отношения  $\bar{u}_f/u_n$  заметно больше, и выяснена зависимость этого отношения от параметров горючей среды.

Вопрос о средней скорости пламени в жесткой бомбе представляет не только теоретический интерес. Исследование процессов горения часто значительно осложняется недостаточной интенсивностью свечения пламени, а также рядом особенностей его структуры. Так, например, скорости пламени бедных смесей водорода с различными окислителями по существу не изучены до настоящего времени, несмотря на практическую важность этого параметра, в частности при решении задач обеспечения взрывобезопасности. Если величины  $\bar{u}_f$  и  $u_n$  могут быть связаны между собой однозначным соотношением, то становится возможным приближенный способ измерения нормальной скорости любого сферического пламени, легко осуществимый экспериментально. Величина  $\bar{u}_f$  может быть сравнительно просто измерена по индикаторной диаграмме роста давления при сгорании в жестком сферическом сосуде, она определяется временем  $\tau$  достижения максимального давления после поджигания;  $\bar{u}_f = R_0/\tau$ , где  $R_0$  — радиус реактора.

Обозначим через  $p_0, T_0, \rho_0$  — давление, температуру и плотность исходной горючей среды;  $p, T, \rho$  — те же величины после его адиабатического сжатия в процессе расширения газа при сгорании;  $p_b, T_b$  — конечные значения давления и усредненной для всего сосуда температуры продуктов адиабатического сгорания (при постоянном объеме);  $p, r$  — текущие давление в сосуде и радиус пламенной сферы;  $u_n^0$  — нормальная скорость пламени в исходном состоянии;  $u_n^0 = u_n(p_0, T_0)$ ,  $u_n(p, T)$  — нормальная скорость пламени в сжатой и соответственно нагретой (при адиабатическом сжатии) горючей среде. Непостоянство величины  $T_b$  по сечению реактора и во времени — в процессе распространения пламени — не учитывается \*\*.

\* Величина  $u_n$  здесь соответствует состоянию сжатой горючей среды перед фронтом пламени в последний момент горения.

\*\* Так называемый «Махе-эффект» (<sup>2</sup>), связанный с нагреванием газа в две стадии при химической реакции и адиабатическом сжатии, очередность которых различна для зон в центре и у стенок реактора. Различие  $T_b$  достигает нескольких сот градусов.

В процессе сжатия при сгорании изменяется скорость газа, неодинаково в разных точках реактора. В начальной стадии горения продукты реакции неподвижны, горючая среда, оттесняемая к стенкам, движется вблизи фронта со скоростью  $(u_b - u_n)$ . В завершающей стадии неподвижна горючая среда у стенок, продукты сгорания движутся вблизи фронта к центру бомбы, т. е. со скоростью  $(u_b - u_n)$ , где, однако,  $u_b$  и  $u_n$  относятся к другим условиям. Время полного сгорания целесообразно вычислять исходя из величины массовой скорости сгорания в расширяющемся сферическом пламени.

Введем обозначения:  $p/p_0 = \pi$ ,  $p_b/p_0 = \eta T_b/T_0 = A$ , где  $\eta$  — изменение числа молекул при реакции. Координата фронта пламени  $r$ , массовая доля продуктов сгорания  $m$ , занятая ими доля объема реактора  $\omega$  и давление связаны простыми \* соотношениями (1):

$$\pi = 1 + m(A + 1), \quad (1)$$

$$m = 1 - (1 - \omega)\pi^{1/\gamma}, \quad (2)$$

$$\omega = (r/R_0)^3. \quad (3)$$

Текущая скорость изменения во времени доли сгоревшей части газа равна отношению масс сгорающего ежесекундно вещества и всего содержимого реактора:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{F u_n \rho}{V_0 \rho_0} = \frac{3r^2 u_n \rho}{R_0^3 \rho_0}, \quad (4)$$

где  $F$  — поверхность пламени,  $V_0$  — объем реактора.

Опыт показывает (3), что зависимость нормальной скорости пламени от температуры и давления можно представить как

$$u_n \sim T^{1,75} p^g, \quad (5)$$

где  $g = \text{const}$ ; как правило,  $0 > g > -0,5$ , в большинстве случаев  $|g| \leq 0,2$ . Поскольку сгорающий газ сжимается адиабатически,  $T = T_0 \pi^{(\gamma-1)/\gamma}$ .

Выражая в уравнении (4) радиус пламени через долю сгоревшего газа с помощью уравнений (1) — (3), а нормальную скорость пламени — с учетом уравнения (5) и имея в виду, что  $\rho/\rho_0 = \pi T_0/T$ , запишем

$$\frac{dm}{dt} = \frac{3u_n^0}{R_0} \varphi(m), \quad (6)$$

где

$$\varphi = [1 + m(A - 1)]^{(1,75 + g - 0,75/\gamma)} \left\{ 1 - \frac{1 - m}{[1 + m(A - 1)]^{1/\gamma}} \right\}^{2/3}, \quad (7)$$

$$\tau = \frac{R_0}{3u_n^0} \int_0^1 \frac{dm}{\varphi}, \quad (8)$$

$$\beta = \bar{u}_f / u_n^0 = 3 \int_0^1 \frac{dm}{\varphi}. \quad (9)$$

Интеграл в правой части (9) определяется численно для ряда значений  $A$ ,  $\gamma$  и  $g$ , что дает искомый критерий  $\beta$ .

В табл. 1 представлены результаты вычислений, выполненных с помощью компьютера типа Минск-22 по методу Рунге-Куты для ряда значений  $\gamma$  в диапазоне 1,20—1,40 и  $A$  от 3,00 до 12,00, т. е. при начальной температуре, равной комнатной, для  $T_b = 900$ — $3500^\circ \text{K}$ , для  $g$  принимали значения 0 и  $-0,5$ , которым соответствуют решения  $\beta = \beta_1$  и  $\beta_2$  \*\*. Как вид-

\* При выводе (2) учтено, что плотность адиабатически сжатого газа перед фронтом пламени  $\rho = \rho_0 \pi^{1/\gamma}$ , где  $\gamma$  — показатель адиабаты (отношение теплоемкостей  $c_p/c_v$ ) для исходной среды,  $\gamma$  считаем постоянным.

\*\* Расчеты были выполнены под руководством Л. И. Хейфца, которому мы выражаем благодарность.

Таблица 1

| $\gamma$ | $\beta$   | Рост давления при сгорании ( $A$ ) |       |       |       |       |       |
|----------|-----------|------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
|          |           | 3,00                               | 4,00  | 6,00  | 8,00  | 10,00 | 12,00 |
| 1,20     | $\beta_1$ | 2,612                              | 3,387 | 4,920 | 6,441 | 7,957 | 9,468 |
| 1,20     | $\beta_2$ | 2,274                              | 2,845 | 3,930 | 4,966 | 5,969 | 6,948 |
| 1,25     | $\beta_1$ | 2,584                              | 3,346 | 4,853 | 6,350 | 7,842 | 9,329 |
| 1,25     | $\beta_2$ | 2,252                              | 2,815 | 3,887 | 4,912 | 5,907 | 6,876 |
| 1,30     | $\beta_1$ | 2,558                              | 3,306 | 4,789 | 6,262 | 7,731 | 9,196 |
| 1,30     | $\beta_2$ | 2,232                              | 2,786 | 3,845 | 4,859 | 5,844 | 6,806 |
| 1,35     | $\beta_1$ | 2,532                              | 3,269 | 4,728 | 6,178 | 7,623 | 9,066 |
| 1,35     | $\beta_2$ | 2,212                              | 2,759 | 3,804 | 4,808 | 5,782 | 6,735 |
| 1,40     | $\beta_1$ | 2,509                              | 3,233 | 4,670 | 6,098 | 7,521 | 8,942 |
| 1,40     | $\beta_2$ | 2,193                              | 2,732 | 3,765 | 4,757 | 5,722 | 6,668 |

но из данных таблицы, величина  $\beta$  лишь слабо зависит от отношения теплоемкостей для горючей среды. С ростом температуры горения величина  $\beta$  заметно возрастает, однако несколько медленнее, чем параметр  $A$ .

В указанном диапазоне величин  $T_b$ ,  $g$  и  $\gamma$  при изменении  $A$  в 4 раза  $\beta$  изменяется до 3,6 раз, при этом величина  $\beta$  составляет от 55 до 87% значения  $A$ . Характер зависимости  $u_n$  от давления заметно сказывается на  $\beta$ : переход от  $g=0$  к  $g=-0,5$  уменьшает  $\beta$ ; предельный эффект — до 36% от  $\beta$ . Тем не менее, оценка скорости пламени путем измерения величины  $\tau$  в тех случаях, когда параметр  $g$  неизвестен, т. е. практически для любого изучаемого объекта, все же не связана с очень большой ошибкой.

Таким образом, нами установлена связь между средней скоростью распространения пламени в жесткой бомбе и нормальной скоростью пламени для исходного состояния горючей среды при ее адиабатическом сгорании. Их отношение существенно зависит от температуры горения. Та часть пути, которую пламя проходит в условиях свободного расширения газа, в основном определяет среднюю скорость пламени на всем его пути. Величина термодинамической температуры горения, входящая в расчет, может быть элементарно вычислена с помощью приближенного метода <sup>(4)</sup>.

Следует оговорить, что полученные соотношения еще недостаточны для непосредственного определения нормальной скорости пламени по индикаторной диаграмме роста давления. Даже при строго сферической форме пламени и центральном поджигании сгорание может быть неадиабатическим. Как было недавно установлено <sup>(5)</sup>, при определенных значениях параметров горючей среды возможны большие (до 50% всей теплоты реакции) радиационные тепловые потери от сферического пламени. Этот эффект приводит к снижению средней температуры продуктов сгорания, которая при неадиабатическом процессе будет входить в расчеты вместо равновесной  $T_b$ , что соответственно изменит величину критерия  $\beta$ . Использование установленных здесь соотношений может помочь при исследовании процессов неадиабатического сгорания путем экспериментального определения закономерностей для времени достижения максимального давления в жестком сосуде при различных условиях.

Выражаем благодарность академику Я. Б. Зельдовичу за ценные замечания.

Поступило  
19 VII 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Я. Б. Зельдович, В. В. Воеводский, Тепловой взрыв и распространение пламени в газах, М., 1947. <sup>2</sup> Н. Маче, Die Physik der Verbrennungserscheinungen, Leipzig, 1918. <sup>3</sup> А. И. Розловский, Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами, 1972. <sup>4</sup> А. И. Розловский, Г. Л. Левин и др., ЖФХ, т. 46, 38 (1972). <sup>5</sup> А. И. Розловский, В. Г. Хасанов, Р. Х. Гиматдинов, ДАН, т. 198, 1135 (1971).