

ренционным фильтром, а чувствительности системы — при различных температурах эталона АЧТ с одновременным измерением этих температур прибором ОППИР-09. Чувствительность инфракрасной системы (с фотоприемником PbSe) равна 10^{-3} эрг/см³см при усилении на несущей частоте и 10^{-6} эрг/(см³см) при усилении сигнала без несущей частоты. При ширине входной и выходной щелей монохроматора 0,5 мм, скорости сканирования 16 спектр/с и скорости пленки 1 м/с разрешение инфракрасной системы в диапазоне 0,5—5,5 мк составляет 0,05 мк/мм.

На рис. 2 изображены инфракрасные спектры излучения эталона АЧТ с несущей частотой (б) и без нее (а). На спектрах отчетливо видны полосы поглощения атмосферных H₂O и CO₂ в районах 2,8 и 4,4 мк, которые обычно используются при калибровке.

УДК 534.24

О ГАШЕНИИ СТАЦИОНАРНОГО ГОРЯЩЕГО ПОРОХА ИМПУЛЬСОМ ТЕПЛОвого ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. А. Гостинцев

(Москва)

Влияние мощного светового излучения на воспламенение, устойчивость стационарного горения и на нестационарное горение пороха исследовалось в ряде работ [1—7].

Рассмотрим здесь еще не затронутый вопрос о переходном процессе и гашении при воздействии на горящий (при постоянном давлении со стационарной скоростью u^0) порох трапецидального импульса проникающего монохроматического светового излучения. В пределах феноменологической модели нестационарного горения в предположении о чисто тепловом действии светового потока (отсутствуют фотохимические реакции в к-фазе, нет взаимодействия излучения с газовой фазой и т. д.) такой процесс можно описать системой уравнений:

$$\begin{aligned}
 u(\varphi) \frac{\partial T}{\partial x} + \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\gamma I}{\rho c} e^{-\gamma x} &= \frac{\partial T}{\partial t} \quad (0 \leq x < \infty), \\
 T(\infty, t) \rightarrow T_0, \quad T(0, t) = T_s(\varphi) &\quad \left(\varphi = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} \right), \\
 T(x, 0) = T_0 + (T_s^0 - T_0) \exp\left(-\frac{u^0 x}{\kappa}\right), & \quad (1) \\
 I(t) = 0 \quad \text{при } t \leq 0, \quad \frac{I_0 t}{t_1} \quad \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\
 I_0 \quad \text{при } t_1 \leq t \leq T - 2t_1, \quad I_0 \left(1 - \frac{t}{T}\right) \quad \text{при } T - 2t_1 \leq t \leq T, \\
 0 \quad \text{при } t \geq T
 \end{aligned}$$

(T — общая длительность импульса). Для дальнейшего существенное значение имеют зависимости скорости горения и температуры поверхности от градиента температуры при $x=0$ со стороны к-фазы.

В [3] было сделано предположение, что зависимости $u(\varphi)$, $T_s(\varphi)$ при наличии светового потока имеют тот же вид, как и при $I_0=0$. Очевидно, такое допущение может быть оправдано в случае тонкой зоны

химических реакций в к-фазе (характерная ширина зоны химических реакций много меньше характерной длины пробега светового излучения) и отсутствия фотохимических реакций в ней. Тогда феноменологические соотношения для скорости горения и температуры поверхности не будут содержать в явном виде величину интенсивности светового потока и, следовательно, зависимости $u(\varphi)$ и $T_s(\varphi)$, определяемые закономерностями процессов в безынерционных зонах, будут одними и теми же для горения со световым излучением в к-фазу и без него. При этом, однако, нужно иметь в виду, что градиент температуры φ в этих формулах будет различен для обоих случаев, так как он вычисляется из уравнения теплопроводности в (1), где имеется член, пропорциональный мощности излучения.

Так, например, в стационарных условиях горение без светового потока ($I=0$) сопровождается значением градиента

$$\varphi^0 = -\frac{u_0}{\kappa} (T_s^0 - T_0),$$

а при горении с излучением —

$$\varphi_1^0 = -\frac{u_1}{\kappa} (T_{s1} - T_0) + \frac{I_0}{\rho c}.$$

Таким образом, в стационарном случае действие светового потока сводится к уменьшению абсолютной величины градиента температуры у поверхности (порох как бы горит при большей начальной температуре)

$$T_0^1 = T_0 + \frac{I_0}{\rho c u_1^0}.$$

Если для закона стационарной скорости горения принять выражение $u^0 = u_1 p^\nu \exp \beta T_0$, а для температуры поверхности — закон пиролиза $u_0 = D \exp(-E/RT_s)$, то для нестационарного горения получим

$$u = u^0 \exp \beta \left(T_s - T_0 + \frac{\varphi \kappa}{u} \right),$$

$$T_s = \frac{E}{R \ln(D/u)}. \quad (2)$$

Прежде чем приступить к изложению результатов численного счета (1)–(2), приведем экспериментальные данные по гашению пороха лазерным импульсом. Применялся газовый CO_2 -лазер непрерывного действия с мощностью 100 В и длиной монохроматической волны излучения в 10,6 мк¹. Механическая система затворов позволяла создавать импульс излучения значительно более 10 мс. При этом участок подъема и спада радиации длился около 1 мс каждый. Облучению подвергались квадратные образцы пороха размером 3×3 мм. Подробно экспериментальная установка описана в [7]. После поджигания образцов нагретыми проволочками в бомбе постоянного давления одномерного стационарного режима горения на поверхность пороха подавался трапециевидный импульс за-

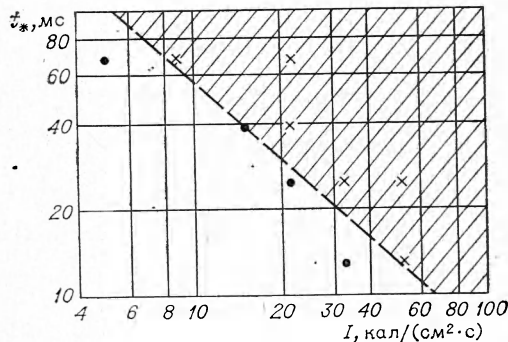


Рис. 1.

¹ Эксперименты проводились совместно с L. Caveny и M. Summerfield во время пребывания автора в Принстонском университете США.

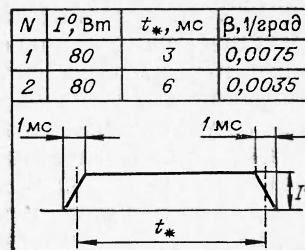


Рис. 2.

данной длительности и интенсивности. Если после окончания действия лазерного излучения тепловое состояние к-фазы топлива не успевало подстроиться под новые условия, горение прекращалось.

На рис. 1 представлены результаты подобных экспериментов с модельным нитроглицериновым порошком при давлении $p_0=4,2$ атм. Видно, что в логарифмических координатах область погасания (сверху) ограничивается прямой линией (на графике $t_*= (T-t_1)$ эффективная продолжительность импульса). К сожалению, экспериментальная установка не позволяла получать импульсы с интенсивностью, меньшей $5 \text{ кал}/(\text{см}\cdot\text{с}^2)$, и длительностью более 100 мс, где физическая картина гашения должна быть аналогична погасанию стационарного горящего (с $I_0=\text{const}$) пороха при мгновенном сбросе излучения до нуля (такой случай исследован экспериментально в [4, 5] и теоретически в [8]).

Расчет исходной системы уравнений на ЭВЦМ производился при следующих значениях параметров, примерно соответствующих использованному топливу, $\kappa=1,13\cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$, $c=0,45 \text{ кал}/\text{г}^\circ\text{К}$, $\rho=1,48 \text{ г}/\text{см}^3$, $u_0=0,23 \text{ см}/\text{с}$, $T_0=298^\circ\text{К}$, $T_s^0=530^\circ\text{К}$, $\gamma=300 \text{ 1}/\text{см}$, $t_1=1 \text{ мс}$. (Величины I_0 и t_* варьировались в широком диапазоне для двух значений $E=30\,000$ и $15\,000 \text{ кал}/\text{моль}$ и $\beta=0,0035$ и $0,0075 \text{ (}^\circ\text{К)}^{-1}$).

На рис. 2 для примера показано расчетное поведение скорости горения при действии светового импульса одинаковой интенсивности, но разной длительности на топливе с различными значениями коэффициента температурной чувствительности β . Видно, что чем больше величина температурной чувствительности, тем легче топливо гасится.

Расчитанная область погасания для $\beta=0,0075 \text{ (}^\circ\text{К)}^{-1}$ приведена на рис. 3. Обращает на себя внимание асимптотическое поведение кривой при больших временах экспозиции. Объясняется это тем, что в таких условиях порох успевает за время действия излучения начать гореть почти квазистационарно и его гашение можно рассматривать как погасание при мгновенном сбросе радиации со стационар-

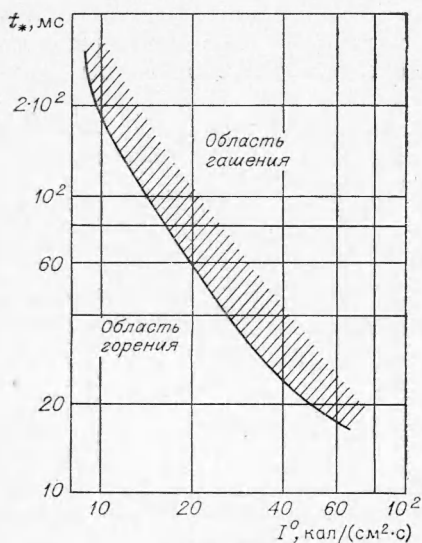


Рис. 3.

ного режима горения, характеризующегося скоростью

$$u_1^0 = u^0 \exp \frac{I_0}{\rho c u_1^0} \beta.$$

Это согласуется с данными [4, 5, 8].

Расчетная область гашения очень чувствительна к значениям параметров β , γ , E , не определенных экспериментально. Поэтому согласование теории с экспериментом может быть только качественным. Приведенные выше данные свидетельствуют об еще одной возможности использования источников теплового излучения в качестве удобного инструмента для изучения явлений нестационарного горения порохов.

Поступила в редакцию
10/II 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. A. G. Merchanov, A. E. Averson. Comb. and Flame, 1971, 16, 89.
2. В. Н. Вилунов, О. Б. Сидонский. ФГВ, 1965, 1, 4.
3. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1971, 5.
4. В. Ф. Михеев, А. А. Ковальский, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 4.
5. С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1968, 4, 4.
6. Ю. А. Гостинцев, И. Г. Ассовский. ФГВ, 1973, 9, 4.
7. T. J. Ohlemiller, M. Summerfield. Radiative ignition of Polymeric Fuels, AMS Report, no. 876, Irinceton, 1969.
8. И. Г. Ассовский. ФГВ, 1973, 9, 6.

УДК 661.666.4

ОБРАЗОВАНИЕ САЖИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ АЦЕТИЛЕНА

В. Г. Кнорре, М. С. Копылов, П. А. Теснер

(Москва)

Ацетиленовая сажа является важным продуктом для ряда отраслей промышленности. Однако в литературе почти нет данных, связывающих условия распада ацетилена со свойствами сажи. Некоторая информация, полученная из опытов в бомбах постоянного объема, содержится в работах [1, 2]. В работе [3] изучалась зависимость дисперсности сажи от давления в условиях бомбы постоянного давления при детонации. В результате было показано, что удельная поверхность сажи резко возрастает с повышением скорости взрывного распада и при детонации достигает 170—180 м²/г. В патенте США [4] отмечается высокая дисперсность сажи, образующейся при прохождении ударной волны через ацетилен.

Целью настоящей работы являлось исследование свойств сажи, образующейся при детонации ацетилена при начальном давлении до 10 атм.

Описание установки

При отражении волны детонации возникают давления, которые могут более чем в сто раз превышать начальные давления. В описываемом в настоящей работе устройстве возможность отражения волны детонации устранена тем, что реакционному цилиндрическому каналу