

лишь небольшая доля конденсированного окисла: в области  $r/r_0 < 5$  — около 8%, тогда как в области  $5 < r/r_0 < 16$  83%. Остальной окисел (9%) приходится на твердый остаток, причем масса остатка после сгорания частицы успеваеt увеличиться почти вдвое.

Конечно, количественные результаты как по дисперсности взвешенных продуктов сгорания, так и по массе окисного остатка зависят от принятого в расчете значения коэффициента конденсации окисла  $\alpha$ . Приведенные выше результаты получены при  $\alpha = 0,1$ , взятого для окиси магния из [9]. Однако известно, что для сильно шероховатой поверхности, каковой, безусловно, является поверхность горячей частицы магния, коэффициент конденсации может быть существенно больше

$$\alpha' = \alpha/[1 - \varphi(1 - \alpha)].$$

Здесь  $\varphi$  — доля молекул, претерпевающих повторные столкновения с поверхностью. Расчет при  $\alpha' = 0,5$  (для конденсации на поверхности частицы) и  $\alpha = 0,1$  (для гомогенной конденсации) привел к увеличению массовой доли твердого окисного остатка до 13% (вместо 9%). Заметим, что измеренная в опытах [8], эта величина составляла в среднем 17%, а в [10] ~15%.

Наконец, о влиянии на дисперсность продуктов сгорания частицы ее начального размера  $d_0$ , давления  $P$  и температуры среды  $T_v$ . На рис. 5 представлены перемешанные функции распределения  $g(\lg \delta)$  взвеси конденсата по фракциям к концу горения частицы. Для указанных четырех вариантов расчета среднемассовый размер  $\delta$  частичек соответственно равен 0,21, 0,065, 0,12 и 0,21 мкм. Видно, что дисперсность продуктов сгорания возрастает с ростом размера частицы (ср. кривую 2 с 1), температуры среды (ср. 3 с 2) и давления (ср. 1 с 2). Такого же характера зависимости получены в экспериментах [8]; более того, средний размер частичек окисла в этих экспериментах также составлял несколько десятых долей микрона. Детальное сопоставление расчетных результатов с данными [8] не имеет смысла по двум причинам: 1) в опытах сжигались не одиночные частицы магния в воздухе, а их совокупность (газовзвесь) в продуктах сгорания пироксилина; 2) рост давления от опыта к опыту сопровождался одновременно ростом температуры среды и увеличением времени пребывания частиц в камере.

*Поступила в редакцию 17/VI 1982*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
2. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
3. В. П. Грачухо, А. М. Степанов, А. А. Хватцев. ФГВ, 1976, 12, 4.
4. М. А. Гуревич, А. Я. Лукни, Г. И. Сиркунен и др. ПМТФ, 1977, 5.
5. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1974, 4.
6. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 2.
7. О. Е. Каширенинов, В. А. Кузнецов, Г. Б. Манелис. ЖФХ, 1975, 4.
8. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесик и др. ФГВ, 1974, 10, 4; 1974, 10, 5.
9. Р. Ф. Стрикленд-Констэбл. Кинетика и механизм кристаллизации. Л.: Недра, 1971.
10. Е. С. Озеров, И. И. Скворцов. ФГВ, 1971, 7, 2.

### УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОХА ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОСТОЯННОГО СВЕТООВОГО ПОТОКА

*А. Б. Кискин*

*(Новосибирск)*

Влияние постоянного светового потока на устойчивость стационарного горения пороха исследовалось в работах [1, 2] в предположении, что глубина поглощения света много меньше либо много больше величины протретеого теплового слоя конденсированной фазы (к-фазы). Это

допущение, согласно [1, 2], позволяет использовать критерий устойчивости горения [3, 4] при соответствующей модификации входящих в него параметров  $k$  и  $r$ . В данной работе ограничения на степень прозрачности пороха будут сняты.

Изучение влияния постоянного светового потока на пределы устойчивости стационарного горения будем проводить в рамках феноменологической теории [3, 4]. Световой поток  $q$  поглощается в глубине  $k$ -фазы, характеризующейся коэффициентом прозрачности  $\sigma$  (поглощение в реакционной зоне  $k$ -фазы не учитываем). Стационарная постановка задачи формулируется следующим образом:

$$\begin{aligned} \kappa \frac{d^2 T^0}{dx^2} &= u^0 \frac{\partial T^0}{dx} + \frac{q\sigma}{c\rho} \exp(\nu x), \quad -\infty < x < 0, \\ T^0(-\infty) &= T_0, \quad T^0(0) = T_s^0, \\ T_0^* &= T_0 + \frac{q}{c\rho u^0}, \quad u^0 = u^0(T_0^*), \quad T_s^0 = T_s^0(T_0^*). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $T$  — температура;  $u$  — скорость горения;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $c$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность. Индексы:  $s$  — поверхностный,  $0$  — стационарный (верхний индекс) и начальный (нижний индекс).

Наличие светового потока  $q$  повышает стационарную скорость горения  $u^0$  и температуру поверхности  $T_s^0$ . Это приводит к тому, что в (1) их величины рассчитываются не при реальной начальной температуре  $T_0$ , а при эффективной  $T_0^*$  [1], при которой порох горит в стационарном режиме со скоростью  $u^0(T_0, q)$ .

В анализе на устойчивость ищется решение нестационарного уравнения теплопроводности, соответствующего (1) с нестационарными связями  $u(\varphi)$  и  $T_s(\varphi)$  (при постоянном давлении) [4], замыкающими математическую постановку задачи. Здесь  $\varphi = \left. \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right|_{x=0}$ ;  $t$  — время. Функции  $u(\varphi)$  и  $T_s(\varphi)$  задаются в неявном виде через экспериментальные стационарные зависимости  $u(T_0)$  и  $T_s(T_0)$

$$u = u^0 \left( T_s - \frac{\kappa}{u} \varphi \right), \quad T_s = T_s^0 \left( T_s - \frac{\kappa}{u} \varphi \right). \quad (2)$$

Анализ устойчивости горения будем проводить в линейном приближении методом малых возмущений [4]. Для этого необходимо линеаризовать соотношения (2), используя параметры  $k^*$ ,  $r^*$  [1] (давление не рассматриваем)

$$k^* = (T_s^0 - T_0^*) \left. \frac{d \ln u^0}{dT_0} \right|_{T_0=T_0^*}, \quad r^* = \left. \frac{dT_s^0}{dT_0} \right|_{T_0=T_0^*}. \quad (3)$$

Параметры  $k^*$ ,  $r^*$  отличаются от  $k$ ,  $r$  [3, 4] тем, что они вычисляются не при истинной начальной температуре  $T_0$ , а при эффективной  $T_0^*$ . Таким образом, для определения  $k^*$ ,  $r^*$  необходимо знать экспериментальные зависимости  $T_s^0(T_0)$ ,  $u^0(T_0)$  в достаточно широком диапазоне  $T_0$ . Связь между возмущениями температуры поверхности  $\delta T_s$ , градиента  $\delta \varphi$  и скорости горения  $\delta u$  выражается, согласно [1], формулами

$$\begin{aligned} \frac{\delta u}{u^0} - \frac{k^*}{k^* + r^* - 1} \frac{\delta \varphi}{\varphi^0} &= 0, \\ \frac{\delta T_s}{T_s^0 - T_0^*} - \frac{r^*}{k^* + r^* - 1} \frac{\delta \varphi}{\varphi^0} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Еще одно соотношение следует из анализа линеаризованного нестационарного уравнения теплопроводности, соответствующего (1):

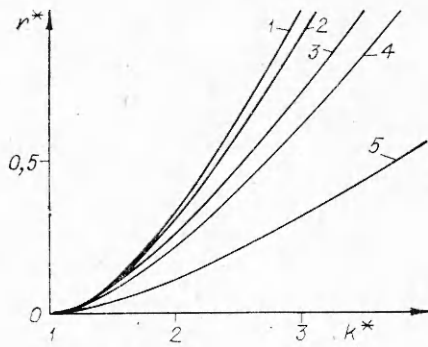
$$(1 + \xi)^2 \frac{\delta T_c}{T_c^0 - T_c^*} - 2(1 + \xi) \frac{\delta \Phi}{\Phi^0} + 4 \frac{\delta u}{u^0} \frac{2z(1+j) + \xi - 1}{2(z-1) + \xi + 1} = 0, \quad (5)$$

$$\xi = \sqrt{1 + 4\omega}, \quad \text{Re } \xi > 1, \quad z = \frac{\kappa}{u^0} \sigma, \quad j = \frac{q}{cru^0 (T_s^0 - T_0^*)}.$$

Здесь  $\omega$  — безразмерная комплексная частота;  $z$  и  $j$  — безразмерные коэффициент прозрачности и световой поток. Для существования нетривиального решения системы (4), (5) необходимо, чтобы определитель этой системы был нулевым

$$(1 + \xi)^2 r^* - 2(1 + \xi)(k^* + r^* - 1) + 4k^* \frac{2z(1+j) + \xi - 1}{2(z-1) + \xi + 1} = 0. \quad (6)$$

Область устойчивых режимов горения задается уравнением (6) и



неравенством  $\text{Re } \xi^2 - 1 < 0$ . При  $j = 0$  полученные данные (6) полностью совпадают с результатом [4]. Другой случай, соответствующий сильно прозрачным топливам ( $z \rightarrow 0$ ), эквивалентен простому повышению начальной температуры до уровня  $T_0^*$ , и, следовательно, выражение для границы области устойчивости подобно [4] (см. рисунок, кривая 1)

$$r^* = (k^* - 1)^2 / (k^* + 1), \quad \omega = i\sqrt{k^*} / r^*. \quad (7)$$

Границы устойчивости стационарных режимов горения при действии постоянного светового потока.

$j$ : 1 — 0 [4], 2 — 5 — 0,4;  $z$ : 1 — 0 [1, 2], 2 — 1, 3 — 5, 4 —  $\infty$ , 5 —  $\infty$  ( $\text{Im } \omega = 0$ ).

Область устойчивого горения задается уравнениями (см. рисунок, кривая 4)

$$r^* = \frac{(k^* - 1)^2}{(1 + 2j)k^* + 1}, \quad \omega = i \sqrt{\frac{k^*(1 + k^*j)(1 + j)}{r^*}}. \quad (8)$$

Область вещественных значений  $\xi$  в координатах ( $k^*$ ,  $r^*$ ) находится ниже параболы (кривая 5)

$$(k^* - 1)^2 = [2k^*(1 + 2j) - r^* + 2]r^*. \quad (9)$$

Между двумя предельными случаями (7) и (8) расположено семейство кривых, задаваемых уравнением (6). Из анализа этого уравнения следует, что при любых значениях  $z$ ,  $j$  на границе области устойчивости  $\omega \neq 0$  (третий, всегда вещественный корень уравнения (6) не удовлетворяет неравенству (5)). Таким образом, в окрестности этой границы (справа от нее) возмущение скорости горения развивается в колебательном режиме с нарастающей во времени амплитудой колебаний (в линейном приближении).

Для построения границы области устойчивости при произвольных  $z$  и  $j$  (см. рисунок, кривые 2, 3) удобно пользоваться формулами

$$\begin{aligned} r^* &= D_1/D, \quad k^* = D_2/D, \\ D &= 2y\{(2z + y - 1)[z(1 + 2j) + y(1 - y)] + z(y - 1 - 2zy)\}, \\ D_1 &= 4\{yz + z + (y + z)[1 - y - 2z(1 + 2j)]\}, \\ D_2 &= 2y(y + 1)[(1 - y)(y + 2z) - 2z^2], \\ y &= \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 - 16\omega^2}}}{2}, \quad \text{Re } \omega = 0. \end{aligned}$$

Заметим, что часть кривых, соответствующих достаточно большим значениям  $z$  (в том числе и (8)), имеет весьма условную ценность, поскольку уменьшение прозрачности вещества  $k$ -фазы, как правило, приводит к увеличению доли светового потока, поглощаемого в зоне химических реакций в  $k$ -фазе, что в настоящей постановке задачи не учитывается.

Автор выражает благодарность Б. В. Новожилову и Л. К. Гусаченко за полезные замечания.

Поступила в редакцию 18/VIII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Г. Ассовский, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1971, 5, 70.
2. П. Г. Ассовский. Канд. дис. М., ИХФ АН СССР, 1973.
3. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
4. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
5. В. Н. Симоненко. ФГВ, 1980, 17, 3, 141.

### НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ ПОРОХОВ

*И. Ш. Ахагов, П. Б. Вайнштейн*  
(Москва)

Конвективное горение является основной стадией перехода горения в детонацию (ПГД) пористых топлив. Экспериментально этот процесс исследовался во многих работах (см. [1]). Теоретических работ, посвященных исследованию ПГД в пористых системах, значительно меньше. В [2] предложена математическая модель процесса, основанная на методах механики многофазных сред. В [3] в рамках модели [2] рассчитывается процесс нестационарного развития конвективного горения. Осуществляется попытка с помощью искусственного увеличения скорости горения топлива смоделировать резкое возрастание скорости волны горения при ПГД. Отметим, что в уравнениях, используемых в [2, 3], имеются неточности, которые обсуждаются в п. 1.

В [4, 5] теоретически исследованы возможные нестационарные режимы конвективного горения аэровзвеси порохов, в том числе затухающий режим и ПГД. В [6] рассмотрены нестационарные режимы горения угольной аэровзвеси.

В данной работе предложена математическая модель процесса конвективного горения пористых порошкообразных систем. В рамках этой модели численно анализируются возможные режимы развития конвективного горения пористых порохов, а именно нестационарный двухфронтный и режим плавного ПГД.

#### 1. Основные уравнения. Постановка задачи.

Рассмотрим плоское одномерное движение пористой порошкообразной среды при наличии гетерогенных химических реакций. В такой среде суммарная поверхностная сила  $\vec{F}_\Sigma$ , действующая на единичную ориентированную поверхность  $\Sigma$ , может быть представлена в виде

$$F_\Sigma = \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 = p_1 + p_f,$$
$$p_f = \alpha_2 (p_2 - p_1), \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1.$$

Здесь  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  — объемные содержания фаз;  $p_1$ ,  $p_2$  — давление в газовой фазе и в частицах;  $p_f$  — эффективное межгранулярное давление, связанное только с деформацией скелета.

Будем рассматривать совокупность несжимаемых, но деформируемых частиц. Тогда межгранулярное давление  $p_f$  и скорость звука в по-