

гревает и газифицирует горючий материал. Кислород и продукты газификации горючего подводятся в зону реакции диффузией. Теплообмен между пламенем и поверхностью образца в рассматриваемом случае осуществляется в основном теплопроводностью и излучением, т. е. величина теплового потока может быть представлена в виде

$$q \simeq \frac{\lambda (T_{\text{п}} - T_{\text{к}})}{l} + \varepsilon_{\text{пр}} \sigma (T_{\text{п}}^4 - T_{\text{к}}^4),$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности среды между поверхностью пламени и конденсированной фазой;  $T_{\text{п}}$  и  $T_{\text{к}}$  — температура пламени и конденсированной фазы;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $\varepsilon_{\text{пр}}$  — приведенная степень черноты;  $l$  — расстояние между образцом и пламенем.

Рассмотрим вопрос о влиянии давления газовой смеси на теплообмен пламени с поверхностью материала. При горении исследованных материалов в процессе теплообмена пламени с конденсированной фазой, по-видимому, преобладает кондуктивная теплопередача. На предельных режимах горения, как показано в [1], температуры максимальная в зоне пламени и поверхности образцов практически не зависят от давления газовой смеси. Давление слабо влияет на состав продуктов пиролиза полимеров и коэффициент теплопроводности газовой смеси [2]. Эксперименты показали, что с увеличением давления газовой смеси расстояние между пламенем и поверхностью образца уменьшается и, судя по приведенной выше формуле, тепловой поток от пламени к материалу растет. Следовательно, для поддержания устойчивого горения образцов скорость пиролиза может быть уменьшена и требуется меньше окислителя в газовой смеси. Влияние инертного разбавителя на величину  $C_{\text{пр}}$  для одного и того же материала, по-видимому, объясняется отличием коэффициентов теплопроводности гелиево-кислородной и азотно-кислородной среды и вкладом кондуктивной и лучистой составляющей теплового потока при различных давлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Мелихов и др. ФГВ, 1982, 18, 3, 44.
2. Р. Рид, Т. Шервуд. Свойства газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1964.

УДК 532.529

### ПЕРЕХОД КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВВ В ДЕТОНАЦИЮ

*Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн, И. Ш. Ахатов*  
(Москва)

Уравнения, описывающие плоское одномерное движение порошкообразной, газонасыщенной среды, при наличии гетерогенных химических реакций, возьмем в виде [1]:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} = -j + J v_2, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0 \quad (i = 1, 2), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p_1}{\partial x} + \frac{\partial p_f}{\partial x} = f - J v_2, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad \rho_2^0 = \text{const},$$

$$\frac{\partial \rho_i e_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i e_i}{\partial x} + p_1 \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) + \xi_1 p_f \frac{\partial v_2}{\partial x} = f (v_1 - v_2) - q + J [e_2 + 1/2 (v_1 - v_2)^2], \quad e_1 = c_{v1} (T_1 - T_0), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2 e_{2T}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_{2T}}{\partial x} + \xi_{2T} p_f \frac{\partial v_2}{\partial x} &= q - J e_{2T}, \quad e_{2T} = c_2 (T_2 - T_0) + Q, \\ \frac{\partial \rho_2 e_{2p}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_{2p}}{\partial x} + \xi_{2p} p_f \frac{\partial v_2}{\partial x} &= -J e_{2p}, \quad \xi_1 + \xi_{2T} + \xi_{2p} = 1, \quad e_2 = e_{2T} + e_{2p}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к газу и частицам; (1) — уравнения баланса масс газа, частиц и сохранения числа частиц  $n$ ; (2) — уравнения импульсов фаз;  $p_1$  — давление газа;  $p_f$  — эффективное межгранулярное напряжение, связанное с переупаковкой и деформацией насыпного слоя частиц; предполагается, что частицы несжимаемы, но деформируемы; (3) — уравнение внутренней энергии газа  $e_1$ ; (4) — уравнения для тепловой  $e_{2T}$  и упругой  $e_{2p}$  составляющих внутренней энергии частиц  $e_2$ ; аккомодационные коэффициенты  $\xi_1$ ,  $\xi_{2T}$ ,  $\xi_{2p}$  определяют, какая часть работы сил межгранулярного напряжения ( $A_f = p_f \partial v_2 / \partial x$ ) диссипируется необратимым образом в тепловую энергию газа ( $\xi_1 A_f$ ) или частиц ( $\xi_{2T} A_f$ ), а какая запасается в виде обратимой упругой энергии пористого скелета ( $\xi_{2p} A_f$ ).

Опыты по динамическому сжатию пористых песчаных сред показывают, что при больших давлениях ( $p_f$ ) упругая часть объемной деформации составляет ничтожную долю остаточной. Поэтому наиболее приемлемой для таких пористых сред является модель пластического газа, в соответствии с которой при нагрузке вся работа  $A_f$  переходит в тепловую энергию частиц (что соответствует  $\xi_{2T} = 1$ ), а при разгрузке давление сразу падает до нуля. Однако с методической точки зрения представляет интерес выяснение влияния способа распределения работы  $A_f$  между фазами на развитие процесса конвективного горения [14].

Уравнения состояния фаз возьмем в виде [2—4]

$$p_1 = \rho_1^0 R T_1 (1 + a \rho_1^0 + b \rho_1^{0^2} + c \rho_1^{0^3}), \quad (5)$$

$$\alpha_b \leq \alpha_{1*}, \quad a_b = a_* + K (\alpha_{1*} - \alpha_b), \quad p_f = \begin{cases} \rho_2^0 a_b^2 \alpha_b (\alpha_b \alpha_1^{-1} - 1), & \alpha_1 \leq \alpha_b, \\ 0, & \alpha_1 > \alpha_b, \end{cases} \quad (6)$$

$$\alpha_b > \alpha_{1*}, \quad p_f = \begin{cases} \rho_2^0 a_*^2 \alpha_{1*} (\alpha_{1*} \alpha_1^{-1} - 1), & \alpha_1 \leq \alpha_{1*}, \\ 0, & \alpha_1 > \alpha_{1*}. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь (5) — уравнение состояния продуктов реакции. В (6) предполагается, что когда пористость образца топлива ( $\alpha_b$ ) меньше насыпной ( $\alpha_{1*}$ ), напряжение в пористом скелете отсутствует ( $p_f = 0$ ), а скорость звука по скелету определяется по эмпирическому закону [4], где  $K$  — эмпирическая константа,  $a_*$  — скорость звука в скелете в насыпном состоянии [5]. В (7) предполагается, что если пористость образца топлива больше насыпной ( $\alpha_b > \alpha_{1*}$ ), то частицы не взаимодействуют ( $p_f = 0$ ). Если в процессе движения происходит уплотнение частиц до насыпной пористости и ниже, то возникает межгранулярное напряжение.

Члены межфазного взаимодействия ( $J$ ,  $q$ ,  $f$ ) возьмем в виде [6—8]

$$T_2 \geq T_s, \quad J = \pi n d^3 \rho_2^0 u_s \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^\varphi, \quad q = 0,$$

$$T_2 < T_s, \quad J = 0, \quad q = \pi n d \lambda_1 \text{Nu}_{12} (T_1 - T_2),$$

$$\text{Nu}_{12} = \begin{cases} 2 + 0,406 \text{Re}_{12} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_{12}^{0,67} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200, \end{cases}$$

$$f = n \frac{\pi d^2}{4} C_d \rho_1^0 \frac{|v_1 - v_2| (v_1 - v_2)}{2}, \quad \text{Re}_{12} = \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_2| d}{\mu_1}, \quad \text{Pr} = \frac{c_{p1} \lambda_1}{\mu_1}. \quad (8)$$

$$C_d = \begin{cases} c_1 = \frac{24}{Re_{12}} + \frac{4,4}{Re_{12}^{0,5}} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,08, \\ c_2 = \frac{4}{3\alpha_1} \left( 1,75 + \frac{150\alpha_2}{\alpha_1 Re_{12}} \right), & \alpha_2 \geq 0,45, \\ \frac{(\alpha_2 - 0,08)c_2 + (0,45 - \alpha_2)c_1}{0,37}, & 0,08 < \alpha_2 < 0,45. \end{cases}$$

Здесь предполагается, что горение начинается при разогреве частиц до температуры воспламенения  $T_s$  [9, 10] и протекает равновесно, так, что все тепло, поступающее к частице из газа, идет на ее газификацию,  $u_s$  и  $\varphi$  — эмпирические константы скорости горения.

Пусть при  $t=0$  в части  $0 \leq x \leq x_0$  области  $0 \leq x < \infty$ , заполненной порошкообразным ВВ, без повышения давления увеличивается температура частиц до  $T_2 = T_s$  и начинается горение. Требуется определить движение среды при  $t > 0$ .

Рассчитывалось горение порошкообразного модельного ВВ: ( $\rho_2^0 = 1550 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_2 = 1466 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$ ,  $u_s = 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$ ,  $\varphi = 0,7$ ,  $T_s = 328 \text{ К}$ ), поры которого заполнены воздухом ( $\rho_{10}^0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_{p1} = 10^3 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$ ,  $c_{v1} = 713 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$ ,  $T_0 = 273 \text{ К}$ ,  $\mu_1 = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$ ,  $\lambda_1 = 2,57 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$ ,  $a = 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$ ,  $b = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^6/\text{кг}^2$ ,  $c = 0,3 \cdot 10^{-9} \text{ м}^9/\text{кг}^3$ ), обладающего теплотворной способностью  $Q = 5,9 \text{ МДж/кг}$ , соответствующей тэну, при следующих константах:  $\alpha_{1*} = 0,37$ ,  $a_* = 420 \text{ м/с}$ ,  $K = 5450 \text{ м/с}$  и  $x_0 = 5 \text{ мм}$ . Все представленные в данной работе расчеты выполнены в случае, когда работа межгранулярного напряжения полностью переводится на нагрев пористого скелета ( $\xi_{2T} = 4$ ). Предполагается, что термодинамические свойства продуктов реакции и воздуха совпадают.

На рис. 1 представлены результаты численного интегрирования системы (1)–(8), отображающие распределения давлений газа (сплошные) и частиц (штриховые линии) на начальном этапе ( $1-t=9,8 \text{ мкс}$ ,  $2-t=40 \text{ мкс}$ ) конвективного горения при  $\alpha_{10} = \alpha_b = \alpha_{1*} = 0,37$ ,  $d_0 = 100 \text{ мкм}$ . Крестами отмечены места воспламенения частиц.

При  $t > 0$  газовыделение в зоне инициирования приводит к подъему давления. Продукты горения под действием градиента давления начинают фильтроваться внутрь пористого скелета, образуя конвективный фронт горячих газов, который действует на среду перед собой как поршень. В скелете возникает волна сжатия. На фронте волны сжатия из-за сужения пор давления и температура газа повышаются. Температура пористого скелета на фронте волны сжатия повышается как за счет теплообмена

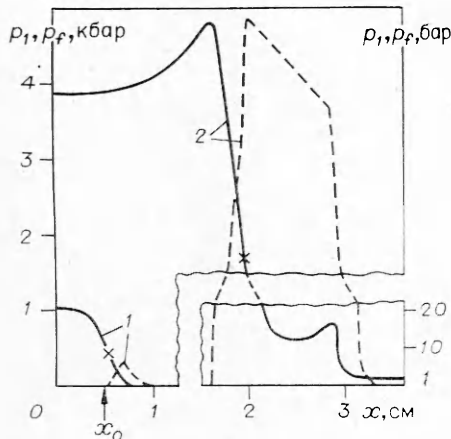


Рис. 1. Развитие конвективного горения пористого ВВ на начальном этапе.

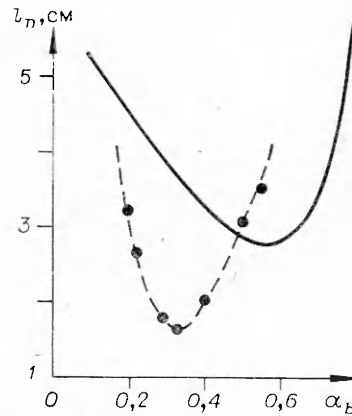


Рис. 2. Зависимость величины преддетонационного расстояния  $l_D$  от пористости образца топлива  $\alpha_b$ .

с газом, разогретым в порах, так и за счет работы сил межгранулярного напряжения  $A_j$  (так как  $\xi_{2T} = 1$ ). Дальнейший разогрев частиц до воспламенения происходит за конвективным фронтом горячих продуктов реакции. Таким образом, всегда на начальном этапе формируется двухфронтная конфигурация, состоящая из волны сжатия скелета и поддерживающего ее фронта конвективного горения. Численный анализ показывает, что в последующие моменты времени в процессе ускорения конвективного горения интенсивность волны сжатия скелета возрастает настолько, что частицы на ее фронте разогреваются до температуры воспламенения. Образование на фронте волны сжатия вторичного очага горения приводит к формированию еще двух фронтов горения: возвратной (ретонационной) волны, распространяющейся по разогретому, уплотненному веществу, навстречу первоначальному фронту конвективного горения; нестационарной детонационной волны, распространяющейся направо по невозмущенной среде. За фронтом детонации формируется плоскость Чепмена — Жуге, после чего детонационная волна выходит на режим детонации Чепмена — Жуге.

Так же, как при обработке экспериментальных данных [11, 12], примем за величину преддетонационного расстояния  $l_D$  в пористых ВВ расстояние до места образования вторичного очага горения. Действительно, в этом месте в расчетах наблюдается быстрый рост температуры и давления газа, что на фоторегистраграммах [11] соответствует резкому увеличению свечения. Кроме того, из расчетов следует, что после образования нового очага горения происходит резкое скачкообразное увеличение скорости волны горения, что также согласуется с экспериментом.

На рис. 2 (сплошная линия) представлена расчетная зависимость  $l_D$  от пористости образца топлива  $\alpha_b$  при  $d_0 = 100$  мкм. Видно, что кривая  $l_D(\alpha_b)$  имеет минимум при  $\alpha_b \sim 0,5$ , наличие которого объясняется следующим.

С уменьшением  $\alpha_b$ , с одной стороны, увеличивается тепловыделение в единице объема смеси, а с другой — уменьшается газопроницаемость, т. е. увеличивается сопротивление трения газов о скелет. В области высоких пористостей  $\alpha_b > 0,5$  сопротивление трения слабо влияет на процесс и при уменьшении  $\alpha_b$  за счет увеличения тепловыделения, а следовательно, и скорости конвективного горения, расстояние, на котором фронт пламени догоняет и поглощает образовавшееся в холодной области скопление частиц, уменьшается. Поэтому при  $\alpha_b \geq 0,5$  величина  $l_D$  при уменьшении  $\alpha_b$  убывает. В области низких пористостей при уменьшении  $\alpha_b$  сопротивление трения увеличивается, что усиливает толкающее действие продуктов реакции на скелет, скорость звука  $a_b(\alpha_b)$  при этом также увеличивается. Поэтому волна сжатия в скелете достигает интенсивности, достаточной для образования вторичного очага горения, на больших расстояниях, что приводит к возрастанию  $l_D$ .

На рис. 2 точками представлены экспериментальные значения  $l_D$  в тэне [11, 12], полученные при различных начальных пористостях и начальном размере частиц  $d_0 = 100$  мкм. Видно, что  $l_D(\alpha_b)$  имеет минимум при  $\alpha_b \sim 0,3$ . В рассмотренном в работе модельном ВВ только теплотворная способность соответствует тэну. Поэтому проведенное сравнение экспериментальных и теоретических данных является качественным.

Отметим, что в экспериментах величина  $l_D$  от начального размера частиц  $d_0$  зависит

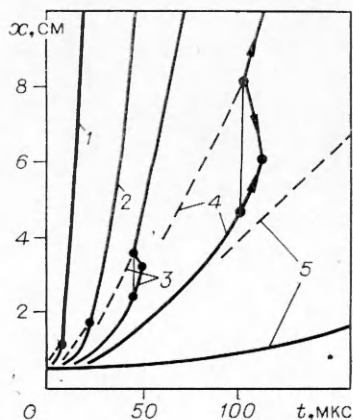


Рис. 3.  $x, t$ -диаграммы волн горения и сжатия скелета для пористого ВВ,  $\alpha_b = 37$ .  
 $d_0$ , мкм: 1 — 20, 2 — 75, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 500.

слабо [11, 12]. Вместе с тем, расчетная величина  $l_D$  при изменении  $d_0$  меняется заметно.

На рис. 3 представлены  $(x, t)$ -диаграммы волн горения (сплошные линии) и сжатия скелета (штриховые линии) в процессе перехода горения в детонацию. Из представленных данных видно, как величина  $d_0$  влияет на процесс перехода. На начальном этапе конвективного горения всегда формируется двухфронтная конфигурация. В случае мелких частиц ( $d_0 \leq 75$  мкм) газовыделение в зоне горения и теплообмен перед конвективным фронтом протекают интенсивнее, чем в случае крупных частиц. Поэтому фронт конвективного горения быстро догоняет и поглощает волну сжатия скелета, пока ее интенсивность еще не достигла критического для образования вторичного очага горения значения. После этого нестационарная детонационная волна выходит на режим детонации Чепмена — Жуге. При увеличении  $d_0$  интенсивность газовыделения в зоне инициирования, а следовательно, и скорость фронта конвективного горения падают. Это приводит к тому, что фронт конвективного горения не успевает догнать волну сжатия в скелете до образования вторичного очага горения. Поэтому при  $d_0 \sim 100$  мкм реализуется взрывной переход горения в детонацию, а расстояние до места образования вторичного очага горения, а также время до момента его образования при увеличении  $d_0$  возрастают. В случае крупных частиц ( $d_0 \sim 500$  мкм) интенсивность газовыделения в зоне горения настолько низка, что волна сжатия скелета не усиливается до критической интенсивности и осуществляется выход на нестационарный двухфронтный режим горения. При этом формируется нестационарный расходящийся комплекс, состоящий из волны сжатия скелета и дефлограционной волны конвективного горения, движущихся с постоянными, но различными скоростями. Экспериментально режим с постоянной скоростью конвективного горения зарегистрирован в [4, 13].

Некоторое рассогласование экспериментальных и расчетных данных о влиянии начального размера частиц на величину  $l_D$  связано с дроблением частиц как при изготовлении опытных образцов прессованием, так и в процессе конвективного горения в волне сжатия скелета. Влияние дробления частиц на процесс перехода отмечается в [11].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
2. S. J. Hoffman, H. Krier. AIAA Paper, 1980, № 1205.
3. P. S. Gough, F. J. Zwarts. AIAA J., 1979, 17, 1.
4. R. R. Bernecker, D. Price. Comb. Flame, 1974, 22, 111.
5. W. G. Soper. Comb. Flame, 1973, 20, 157.
6. А. Ф. Чудновский. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
7. S. Ergun. Chem. Eng. Prog., 1952, 48, 2, 89.
8. Л. Е. Стернин, Б. И. Маслов, А. А. Шрайбер и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
9. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
10. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
11. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
12. И. В. Ащепков, В. В. Стеньгач. ФГВ, 1974, 10, 6.
13. В. А. Фотеенков, А. И. Коротков, Б. С. Ермолаев и др. ФГВ, 1982, 18, 2.
14. П. Б. Вайнштейн, И. Ш. Ахатов. Переход горения в детонацию в пористых системах унитарного топлива. НИИ Механики МГУ, Отчет № 2668.