

ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ ВВ В ДЕТОНАЦИЮ

И. Ш. Ахатов, П. Б. Вайнштейн

(Москва)

Переход горения пористых ВВ в детонацию экспериментально исследовался в [1—3]. В [4] предложена математическая модель конвективного горения пористых порошкообразных систем, в рамках которой численно проанализированы возможные режимы развития конвективного горения пористых порохов, в том числе нестационарный двухфронтный режим и режим плавного перехода горения в детонацию. В данной работе на основе [4] исследуются возможные механизмы последнего процесса в пористом модельном ВВ или высококалорийном порохе, а именно режимы плавного и взрывного перехода. Отметим работы [5, 6], в которых содержатся теоретические модели конвективного горения пористых систем, близкие к модели, представленной в данной работе. Критический анализ [5, 6] дан в [4].

Основные уравнения. Постановка задачи

Рассмотрим плоское одномерное движение пористой среды, состоящей из твердых соприкасающихся частиц (гранул ВВ), пространство между которыми заполнено газом. Уравнения механики гетерогенных реагирующих смесей [7] для описания движения и горения таких сред имеют вид [4]

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

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

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

$$\frac{\partial \rho_1 e_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1 e_1}{\partial x} + p_1 \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) + \xi_1 p_f \frac{\partial v_2}{\partial x} = f(v_1 - v_2) - q + J e_2 + 1/2 J (v_1 - v_2)^2; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_{2T}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_{2T}}{\partial x} + \xi_{2T} p_f \frac{\partial v_2}{\partial x} = q - J e_{2T}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_{2p}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_{2p}}{\partial x} + \xi_{2p} p_f \frac{\partial v_2}{\partial x} = -J e_{2p}, \quad \xi_1 + \xi_{2T} + \xi_{2p} = 1;$$

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

$$e_1 = c_{v1} (T_1 - T_0), \quad e_2 = e_{2T} + e_{2p}, \quad e_{2T} = c_2 (T_2 - T_0) + Q, \quad \rho_2^0 = \text{const};$$

$$\alpha_{10} \leq \alpha_{1*}, \quad a_{20} = a_* + K (\alpha_{1*} - \alpha_{10}),$$

$$p_f = \begin{cases} \rho_2^0 a_{20}^2 \alpha_{10} (\alpha_{10} \alpha_1^{-1} - 1), & \alpha_1 \leq \alpha_{10}, \\ 0, & \alpha_1 > \alpha_{10}; \end{cases} \quad (6)$$

$$\alpha_{10} > \alpha_{1*}, \quad p_f = \begin{cases} \rho_2^0 a_*^2 \alpha_{1*} (\alpha_{1*} \alpha_1^{-1} - 1), & \alpha_1 \leq \alpha_{1*}, \\ 0, & \alpha_1 > \alpha_{1*}; \end{cases} \quad (7)$$

$$J = \begin{cases} \pi n d^2 \rho_2^0 u_s \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^\varphi, & T_2 \geq T_s, \\ 0, & T_2 < T_s; \end{cases} \quad (8)$$

$$q = \begin{cases} \pi n d \lambda_1 \text{Nu}_{12} (T_1 - T_2), & T_2 < T_s, \\ 0, & T_2 \geq T_s; \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
\text{Nu}_{12} &= \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{12} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_{12}^{0,67} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200; \end{cases} \\
\text{Re}_{12} &= \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_2| d}{\mu_1}, \quad \text{Pr} = \frac{c_{p1} \lambda_1}{\mu_1}; \\
f &= n \frac{\pi d^2}{4} C_d \rho_1^0 \frac{|v_1 - v_2| (v_1 - v_2)}{2}; \\
C_d &= \begin{cases} C_1 = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4,4}{\text{Re}_{12}^{0,5}} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,08, \\ C_2 = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150\alpha_2}{\alpha_1 \text{Re}_{12}} \right), & \alpha_2 \geq 0,45, \\ \frac{(\alpha_2 - 0,08) C_2 + (0,45 - \alpha_2) C_1}{0,37}, & 0,08 < \alpha_2 < 0,45. \end{cases}
\end{aligned} \quad (10)$$

Здесь (1) — уравнения неразрывности газа, частиц и сохранения числа частиц в единице объема n ; ρ_1, v_1, ρ_2, v_2 — средние плотности и скорости газовой и твердой фаз; (2) — уравнения импульсов фаз; p_1 — давление газа; p_f — эффективное межгранулярное давление, связанное только с деформацией и переупаковкой пористого скелета; α_1, α_2 — объемные концентрации газа и частиц соответственно; (3) — уравнение внутренней энергии газа; (4) — уравнения для тепловой e_{2T} и упругой e_{2p} составляющих внутренней энергии частиц; аккомодационные коэффициенты $\xi_1, \xi_{2T}, \xi_{2p}$ определяют, какая часть работы сил межгранулярного давления ($A_f = p_f \frac{\partial v_2}{\partial x}$) переходит во внутреннюю энергию газа, а какая в тепло-

вую или упругую энергию частиц соответственно. A_f представляет собой работу, затраченную как на деформацию пористого скелета, так и на преодоление сил сухого трения между частицами.

Тепловыделение за счет сухого трения происходит в тонких пограничных слоях у поверхности частиц, поэтому это тепло может идти на разогрев и твердой фазы, и газа. T_s — температура воспламенения; (5) — уравнение состояния газообразных продуктов сгорания; a, v, c — вириальные коэффициенты; R — газовая постоянная; c_{v1} — теплоемкость газа при постоянном объеме; ρ_1^0 — истинная плотность газовой фазы; (6), (7) — уравнения состояния пористого скелета в предположении, что он представляет собой совокупность несжимаемых, но деформируемых частиц [5]; ρ_2^0 — истинная плотность материала частиц.

В (6) предполагается, что когда начальная пористость меньше насыпной (α_{1*}), начальное напряжение в скелете отсутствует, а начальная скорость звука a_{20} линейно растет с уменьшением начальной пористости [3]; a_* — скорость звука в скелете в насыщенном состоянии. В (7) предполагается, что, когда начальная пористость больше насыпной, частицы не взаимодействуют и межгранулярное давление равно нулю. Если в процессе движения происходит уплотнение частиц до насыпной пористости и ниже, то возникает межгранулярное давление. Q — теплота химической реакции горения; (8)–(10) — уравнения для определения членов массового J , теплового q [8] и силового f [9, 10] взаимодействий между фазами; u_s и ϕ — эмпирические константы скорости горения; d — диаметр частиц; μ_2, λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа; $\text{Nu}_{12}, \text{Re}_{12}, \text{Pr}$ — числа Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля относительно обтекания; C_d — коэффициент трения между газом и частицами.

Рассмотрим полубесконечную область $0 \leq x < \infty$, заполненную порошкообразным пористым ВВ, в некоторой части которой $0 \leq x \leq x_0$ в начальный момент времени без повышения давления увеличивается температура частиц топлива $T_2 = T_s$ и начинается горение. Начальные

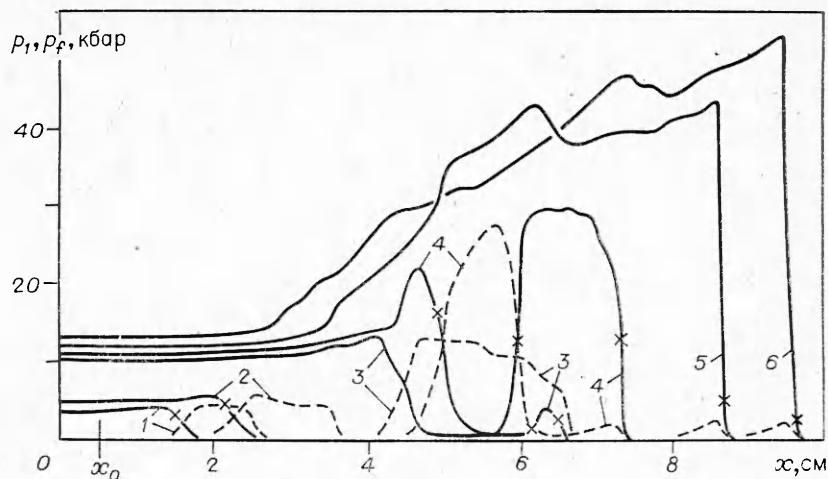


Рис. 1.

и граничные условия сформулированной задачи имеют вид:

$$\begin{aligned}
 t = 0: \quad & v_1 = v_2 = 0, \quad T_2 = T_1, \quad p_1 = p_0, \quad \rho_2 = \rho_{20}, \quad n = n_0, \\
 & p_f = p_f(d_{10}), \quad T_2 = T_0 \quad (x > x_0), \quad T_2 = T_s \quad (0 \leq x \leq x_0), \\
 x = 0: \quad & v_1 = 0 \quad (t \geq 0).
 \end{aligned}$$

Результаты расчетов

Рассчитывалось горение модельного порошкообразного ВВ при следующих термодинамических данных: $\rho_s^0 = 1550 \text{ кг/м}^3$, $c_2 = 1466 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $u_s = 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$, $\phi = 0,7$ [11]; $\alpha_{1*} = 0,37$, $a_* = 420 \text{ м/с}$ [5]; $K = 5454 \text{ м/с}$ [3]; $Q = 5,9 \text{ МДж/кг}$ [1]; $T_s = 327,6 \text{ К}$; $a = 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$, $b = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^6/\text{кг}^2$, $c = 0,3 \cdot 10^{-9} \text{ м}^9/\text{кг}^3$ [6]; $\rho_{10}^0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$, $c_{p1} = 10^3 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $c_{v1} = 713 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $T_0 = 273 \text{ К}$, $\mu_1 = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, $\lambda_1 = 2,57 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$, $R = 287 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $d_0 = 10^{-4} \text{ м}$, $x_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. В приведенных данных теплотворная способность соответствует тэну. Метод численного счета изложен в [4].

На рис. 1, 2 приведены результаты численного интегрирования системы (1)–(10), отображающие распределение давлений и температур фаз для $\alpha_{10} = 0,37$ при условии, что работа сил межгранулярного давления A_f полностью переходит в упругую составляющую внутренней энергии частиц $\xi_{2p} = 1$. Цифры на рисунках соответствуют моментам времени 36,5 (1), 46,4 (2), 69,4 (3), 73,1 (4), 77,4 (5) и 79,8 (6) мкс. Крестами отмечены места воспламенения частиц. Величины, относящиеся к газу, изображены сплошными линиями, к частицам — штриховыми. В процессе перехода горения в детонацию можно выделить три этапа.

Первый этап (линии 1, 2 на рис. 1, 2). Здесь формируется двухфронтная конфигурация [4], включающая волну уплотнения скелета и поддерживающий ее фронт конвективного горения. На фронте волны уплотнения скелета газ разогревается за счет его сжатия в порах, а скелет — за счет теплообмена с газом. По мере ускорения

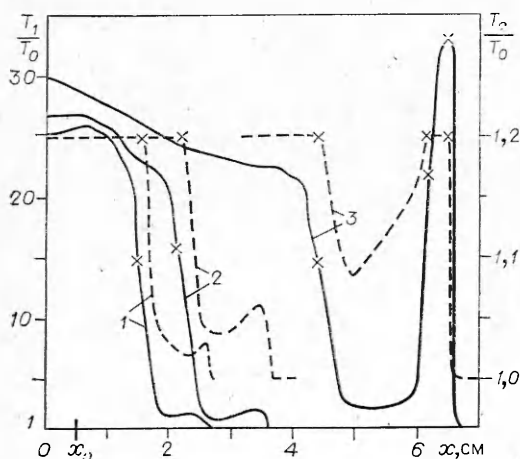


Рис. 2.

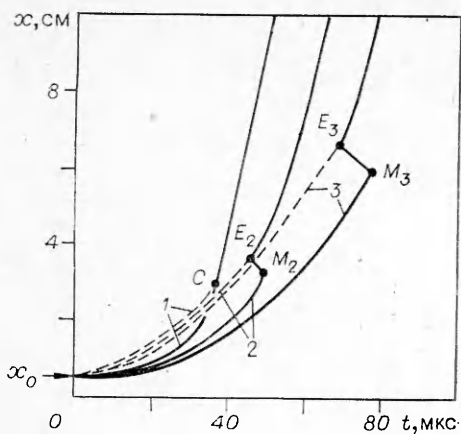


Рис. 3.

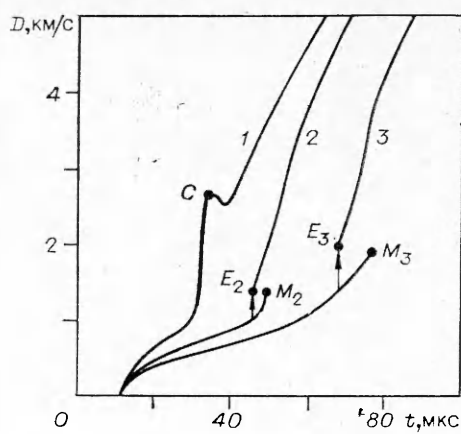


Рис. 4.

конвективного фронта интенсивность волны сжатия скелета увеличивается. Температура газа на фронте со временем возрастает. Поэтому частицы газа и скелета, по которым фронт волны сжатия проходит раньше, разогреваются до меньших температур. Последующий разогрев скелета до воспламенения осуществляется за конвективным фронтом горячих газов. При этом в распределениях $T_1(x)$, $T_2(x)$ образуются минимумы. Разность температур на фронте волны сжатия и в точке минимума увеличивается со временем. Вклад разогрева частиц в волне сжатия скелета по сравнению с разогревом за конвективным фронтом постепенно увеличивается и становится существенным на втором этапе.

На рис. 3 представлены траектории фронтов волн горения (сплошные линии) и сжатия скелета (штриховые линии). Данному варианту соответствуют линии 3. Интенсивность волны сжатия скелета, а следовательно, и разогрев скелета на фронте волны сжатия в данном случае существенно выше, чем при горении пороха [4], так как здесь тепловорная способность топлива выше, чем в [4].

На втором этапе (линии 3, 4 на рис. 1, 2) из-за увеличения со временем интенсивности волны сжатия в скелете температура частиц на ее фронте достигает температуры воспламенения T_s и в точке E_3 ($x = 65$ мм, рис. 3, 3) возникает новый (вторичный) очаг горения. Это приводит к образованию еще двух фронтов горения: возвратной волны конвективного горения (M_3E_3 , рис. 3), распространяющейся по разогретому уплотненному веществу справа налево, в сторону зоны инициирования, навстречу первоначальному фронту конвективного горения, и нестационарной детонационной волны, распространяющейся направо по невозмущенной среде. После образования нового очага горения в зоне между фронтами возвратной и детонационной волн происходит быстрый рост давления и температуры газа и уменьшение плотности второй фазы из-за выгорания.

На рис. 4 приведены зависимости скоростей фронтов горения от времени. Данному варианту соответствует линия 3. Из представленных результатов следует, что к моменту образования нового очага горения (точка E_3) скорость первоначального фронта конвективного горения составляет $\sim 1,4$ км/с, скорость нестационарной детонационной волны в этот момент ~ 2 км/с. Таким образом, после образования нового очага горения происходит резкое скачкообразное увеличение скорости распространения конвективного горения в среде.

В зоне между первоначальным фронтом конвективного горения и фронтом возвратной волны под действием движущихся навстречу друг другу волн горения вещество сжимается, что приводит к увеличению межгранулярного давления и плотности ВВ (см. рис. 1, 3, 4).

Поскольку возвратная волна распространяется по движущемуся навстречу ей веществу, ее скорость относительно этого вещества

(~ 770 м/с) заметно больше скорости в лабораторной системе координат (~ 470 м/с). К моменту $t = 76$ мкс возвратная и первоначальная волны горения встречаются (точка M_3 , рис. 3). В результате за фронтом нестационарной детонационной волны образуется сплошная область горения.

На третьем этапе (линии 5, 6, рис. 1) сформировавшаяся после образования вторичного очага горения нестационарная детонационная волна продолжает ускоряться (см. рис. 4, 3). Распределения параметров в зоне горения имеют сначала немонотонный характер, так как в месте встречи первоначальной и возвратной волн горения остается область с повышенной плотностью ВВ.

В некоторый момент времени ($t \sim 100$ мкс) за волной формируется плоскость Чепмена — Жуге, где скорость газа относительно волны равна местной замороженной скорости звука. После этого процесс развивается самопроизвольно и нестационарная детонационная волна асимптотически выходит на режим стационарной детонации. Отметим, что расчетная скорость стационарной детонации выше экспериментально наблюдаемой скорости детонации в тэне, которая при соответствующей плотности составляет ~ 6 км/с. Это отличие определяется приближенностью уравнения состояния продуктов детонации (5). Использование для продуктов горения уравнения состояния совершенного газа ($a = 0$, $b = 0$, $c = 0$ в (5)) дает заниженное по сравнению с экспериментом значение скорости стационарной детонации (3,4 км/с).

Расчеты, проведенные при $\xi_{2T} = 1$, когда работа сил межгранулярного давления A_f полностью переходит в тепловую энергию частиц, показывают, что в этом случае осуществляется тот же механизм перехода горения в детонацию, что и при $\xi_{2P} = 1$. Однако имеется ряд отличий. Если при $\xi_{2P} = 1$ повышение температуры частиц на фронте волны сжатия скелета происходит только из-за теплообмена с газом, нагретым при сжатии в порах, то при $\xi_{2T} = 1$ частицы разогреваются как за счет теплообмена с газом, так и непосредственно за счет A_f . Поэтому при $\xi_{2T} = 1$ частицы на фронте волны сжатия нагреваются быстрее, что облегчает их последующее воспламенение. Более быстрое воспламенение в данном случае приводит к тому, что зависимость $D(t)$ при $\xi_{2T} = 1$ (см. рис. 4, 2) проходит выше аналогичной зависимости при $\xi_{2P} = 1$.

Увеличение скорости фронта горения при $\xi_{2T} = 1$ вызывает усиление волны сжатия в скелете, что в свою очередь приводит к интенсификации разогрева частиц на фронте. Поэтому вторичный очаг горения (точка E_2) на фронте волны сжатия в данном случае возникает раньше ($x = 36$ мм), чем при $\xi_{2P} = 1$ (ср. точки E_2 и E_3 на рис. 3, 4). Размер зоны непрореагировавшего вещества в момент образования нового очага горения при $\xi_{2T} = 1$ составляет 8 мм, что меньше, чем при $\xi_{2P} = 1$ (18 мм).

Интенсивность волны сжатия и плотность второй фазы на фронте в момент образования нового очага горения при $\xi_{2T} = 1$ ниже, чем при $\xi_{2P} = 1$. Соответственно интенсивность газовыделения, рост давления в период после образования нового очага горения, а следовательно, и скорость нестационарной детонационной волны (точки E_2 , E_3 на рис. 4) при $\xi_{2T} = 1$ ниже ($\sim 1,4$ км/с), чем при $\xi_{2P} = 1$ (~ 2 км/с). В зоне между первоначальной и возвратной волнами конвективного горения так же, как и на фронте волны сжатия, температура частиц при $\xi_{2T} = 1$ выше. Поэтому скорость возвратной волны горения, в данном случае ~ 1200 м/с, больше скорости возвратной волны при $\xi_{2P} = 1$ (~ 470 м/с).

Выход на режим стационарной детонации происходит аналогично случаю $\xi_{2P} = 1$. Однако при $\xi_{2T} = 1$ вклад работы A_f в разогрев частиц на фронте детонационной волны по сравнению с разогревом за счет межфазного теплообмена q является определяющим. Это подтверждается тем, что результаты расчетов не меняются, если на третьем этапе перехода горения в детонацию положить $q = 0$. Величины скорости стационарной детонации D_f и давления в плоскости Чепмена — Жуге p_f не зависят от способа распределения работы сил межгранулярного давления между фазами.

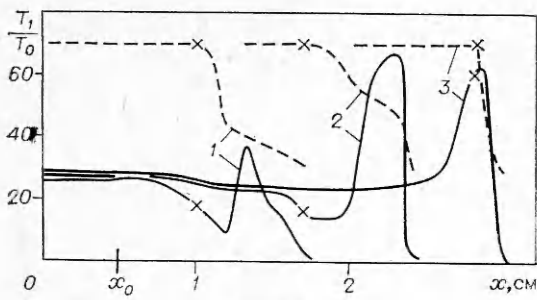


Рис. 5.

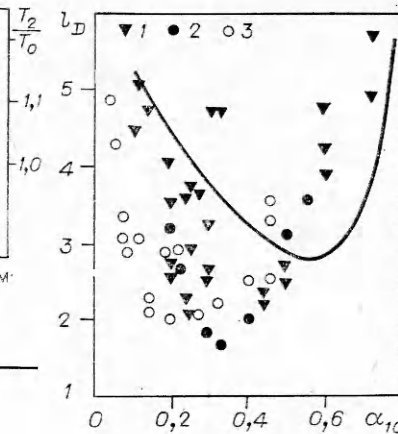


Рис. 6.

Расчеты, проведенные при $\xi_1 = 1$, когда A_f полностью идет на разогрев газа, показывают, что реализуется плавный переход горения в детонацию без образования вторичного очага горения. Аналогичный механизм перехода наблюдается при $\xi_1 = 1$ и $\xi_{2T} = 1$ в расчетах для порохов (т. е. при низких теплотворных способностях топлива), если температура воспламенения T_s достаточно низка [4]. Нагрев частиц происходит за счет теплообмена с газом, который сильно разогревается на фронте волны сжатия скелета за счет работы сил межгранулярного давления.

Соответствующие распределения температур фаз показаны на рис. 5 ($t = 23,2$ (1), $32,4$ (2) и $36,9$ (3) мкс). Из представленных данных следует, что температура газа на фронте волны сжатия со временем, по мере увеличения ее интенсивности, возрастает и частицы газа, по которым волна сжатия проходит раньше, разогреваются до меньших температур. Последующий подъем температуры газа осуществляется на конвективном фронте горячих газов, образуя, таким образом, минимум в распределении $T_1(x)$ (см. рис. 5, 1, 2), как это было при $\xi_{2T} = 1$ и $\xi_{2p} = 1$. Величина T_1 во всей области велика настолько, что, несмотря на наличие минимума в распределении $T_1(x)$, теплообмен между фазами во всей области протекает интенсивно и те частицы второй фазы, по которым волна уплотнения в скелете проходит раньше, разогреваются с течением времени до больших температур. Поэтому, в отличие от $\xi_{2p} = 1$ и $\xi_{2T} = 1$, распределение температур частиц $T_2(x)$ не имеет минимума, а монотонно возрастает по мере продвижения от фронта волны уплотнения к конвективному фронту. Это существенно облегчает воспламенение частиц за конвективным фронтом, что приводит к увеличению скорости фронта горения. В результате конвективный фронт догоняет и поглощает волну уплотнения в скелете (точка С на линии 1, рис. 3,4; рис. 5, 3) до того, как ее интенсивность достигает величины, достаточной для воспламенения частиц и образования вторичного очага горения на ее фронте. При этом формируется нестационарная детонационная волна, которая в последствии ускоряется и выходит на стационарный режим распространения.

Примем за величину преддетонационного расстояния в пористых ВВ l_D , аналогично работам [1—3], т. е. расстояние до места образования вторичного очага горения (x_1).

В достаточно разреженных ВВ ($\alpha_{10} > \alpha_{1*}$), в которых частицы топлива при переходе горения в детонацию не уплотняются до насыщенного состояния, процесс происходит плавно, как в аэровзвесьях [12]. За счет увлечения частиц холодным газом непосредственно перед фронтом горения происходит их накопление. Примем за величину l_D расстояние до места, в котором фронт пламени догоняет и поглощает это скопление частиц. Это место, так же как место образования вторичного горения в уплотненных ВВ, характеризуется резким ростом температуры, давления газа и скорости волны горения.

На рис. 6 представлена зависимость величины l_D от начальной пористости α_{10} при $\xi_{ст} = 1$ (сплошная линия). Из представленных данных видно, что кривая $l_D(\alpha_{10})$ имеет минимум при $\alpha_{10} \sim 0,5$. С уменьшением α_{10} , с одной стороны, увеличивается тепловыделение в единице объема смеси, а с другой — уменьшается газопроницаемость, т. е. растет сопротивление трения газов о скелет. В области высоких пористостей ($\alpha_{10} \geq 0,5$) сопротивление трения слабо влияет на процесс, и при уменьшении α_{10} 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 в области высоких пористостей ($\alpha_{10} \geq 0,5$) величина l_D при уменьшении α_{10} убывает.

В области низких пористостей при уменьшении α_{10} сопротивление трения увеличивается, что усиливает толкающее действие продуктов реакции на скелет. Скорость звука a_{20} при уменьшении α_{10} также возрастает. Поэтому волна сжатия в скелете достигает интенсивности, достаточной для образования вторичного очага горения на больших расстояниях, что приводит к возрастанию l_D .

Отметим, что расстояние, на котором расчетная скорость нестационарной детонационной волны достигает 80% стационарного значения скорости (обозначим его L_D), отличается от l_D , определенного указанным выше способом, примерно в 3 раза. Так, при $\alpha_{10} = 0,37$ и $\xi_{ст} = 1$ $l_D = 65$ мм, а $L_D = 235$ мм. Однако зависимость $L_D(\alpha_{10})$ носит немонотонный характер так же, как и $l_D(\alpha_{10})$.

На рис. 6 представлены экспериментальные значения l_D в тэне, полученные при различных начальных пористостях и диаметрах частиц [1, 2]: $d_0 = 20$ (1), 100 (2) и 500 (3) мкм. Видно, что величина $l_D(\alpha_{10})$ имеет минимум при $\alpha_{10} \sim 0,3$. Зависимость величины $l_D(d_0)$ в экспериментах достаточно явно не проявляется. Вместе с тем расчетная величина l_D при изменении d_0 меняется заметно. Это объясняется сильным влиянием размера частиц на скорость горения и силу трения. Так, для $\xi_{ст} = 1$ при $d_0 = 75$ мкм $l_D = 48$ мм; при $d_0 = 100$ мкм $l_D = 36$ мм; при $d_0 = 150$ мкм $l_D = 82$ мм. Некоторое рассогласование расчетных и экспериментальных данных, по-видимому, связано с дроблением частиц как при изготовлении опытных образцов, так и в волне сжатия скелета в процессе конвективного горения. Влияние дробления частиц на процесс перехода горения в детонацию отмечается в [1]. Принятые теплофизические свойства модельного ВВ, а именно плотность, кривая сжимаемости пористого ВВ и уравнение состояния продуктов горения, тэну не соответствуют. Поэтому проведенное сравнение расчетных и экспериментальных данных носит качественный характер.

Выводы

В результате проведенного численного анализа установлено, что если работа сил межгранулярного давления полностью идет на разогрев газа ($\xi_s = 1$), то реализуется плавный переход горения в детонацию пористых ВВ. Аналогичный процесс получен в расчетах для пористых порохов [4]. Если работа A_f переходит во внутреннюю энергию частиц (упругую или тепловую), то реализуется взрывной переход. При этом на некотором расстоянии от первоначального фронта конвективного горения образуется вторичный очаг, который приводит к возникновению детонации.

Взрывной механизм перехода горения в детонацию в пористом тэне зафиксирован экспериментально в [1—3]. В [13] процесс образования вторичного очага горения, сопровождающийся ярким свечением непосредственно вблизи ускоряющегося фронта горения, называется локальным взрывом. В расчетах локальному взрыву соответствует резкое повышение температуры газа в зоне между детонационной и ретонационной волнами.

В большинстве экспериментов по непрореагировавшему веществу,

расположенному между первоначальной и вторичной зонами горения, распространяется ретонационная волна ($D_R \sim 2$ км/с) [13]. В расчетах при $\xi_{2p} = 1$ или $\xi_{2T} = 1$ ретонационная волна имеет место всегда. В некоторых опытах [13] распространение ретонационной волны не зафиксировано. Это, по-видимому, связано с тем, что в этих случаях реализуются условия, характерные для низкой скорости распространения волны. В расчетах низкие скорости ретонации имеют место, например, при высоких начальных пористостях.

Наилучшее согласование расчетных значений преддетонационного расстояния ($l_D \sim 30$ мм), скорости ретонационной волны ($D_R \sim 1$ км/с) и критической интенсивности волны сжатия скелета ($p_{кр} \sim 5$ кбар) с экспериментом [1—13] получается при $\xi_{2T} = 1$, когда вся работа сил межгранулярного давления идет на разогрев скелета. Наличие минимума в зависимости $l_D(\alpha_{10})$ согласуется с экспериментом [1, 2, 13].

Структура стационарной волны детонации включает волну сжатия с последующей зоной химической реакции. В соответствии с принятой моделью частицы в волне сжатия воспламеняются по поверхности, причем воспламенение частиц происходит либо за счет теплообмена с горячим ударно-сжатым газом (при $\xi_{2p} = 1$), либо в основном за счет разогрева скелета при его ударном сжатии ($\xi_{2T} = 1$). После воспламенения происходит поверхностное гетерогенное выгорание частиц. Таким образом, реализуется так называемый «взрывной» [14] механизм распространения детонации. Структура детонации имеет характерный для таких сред химический пик.

Отметим, что при значениях давлений, характерных для стационарной детонации пористых ВВ ($p \sim 50$ кбар), для более точного анализа ее структуры необходим учет сжимаемости материала частиц и учет факторов нетеплового воспламенения и гомогенного выгорания ВВ за ударным фронтом.

*Поступила в редакцию 11/X 1982,
после доработки — 30/XI 1982*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. Н. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. И. В. Ащепков, В. В. Стеньгач. ФГВ, 1974, 10, 6.
3. R. R. Vernecker, D. Price. Comb. Flame, 1974, 22, 111—117, 119—129, 161—170.
4. И. Ш. Ахатов, П. Б. Вайнштейн. ФГВ, 1983, 19, 3.
5. P. S. Gough, F. J. Zwarts. AIAA J., 1979, 17, 1.
6. S. J. Hoffman, H. Krier. AIAA Paper, 1980, N 1205.
7. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
8. А. Ф. Чудновский. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
9. S. Ergun. Chem. Eng. Progress, 1952, 48, 2.
10. Л. Е. Стернин, Б. И. Маслов, А. А. Шрайбер и др. Двухфазное моно- и полидисперсное течение газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
11. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1940, 14, 8.
12. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин, В. В. Попов. ФГВ, 1980, 16, 5.
13. А. И. Коротков, А. А. Сулимов, А. В. Обменин и др. ФГВ, 1969, 5, 3.
14. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.

АНОМАЛЬНАЯ УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ АЛМАЗА

В. Ф. Анисичкин

(Новосибирск)

Свойства алмаза во многих отношениях уникальны. В теории и практике, в частности, при синтезе алмаза необходимо знать, насколько эти свойства сохраняются при высоких давлениях и температурах. Наиболее широкие возможности в этом отношении представляют импульсные