

4. Андреев В. В., Ершов А. П., Лукьянчикова Л. А. Двухфазная низкоскоростная детонация пористого ВВ // ФГВ.— 1984.— 20, № 3.— С. 89—93.
5. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. Н. и др. // Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
6. Воловец Л. Д., Златин Н. А. и др. // Проблемы прочности и пластичности твердых тел.— Л.: Наука, 1979.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 10/IX 1992

УДК 532.529 : 518.5

А. Г. Кутушев, О. Н. Пичугин

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПРЕРЫВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВ В ГАЗОВЗВЕСЯХ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА СЛОЕМ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

Выполнено численное исследование процесса прерывания распространения волны гетерогенной детонации в реагирующей дисперсной смеси слоем инертных частиц, находящимся внутри облака распыленного унитарного топлива. Установлено, что в зависимости от параметров унитарного топлива и взвеси инертных частиц возможны как режимы прерывания, так и непрерывания распространения волн детонации. Предпринята попытка объяснения механизма гашения волн горения слоем инертных частиц. Предложен энергетический критерий оценки возможности подавления детонационных волн прерывателем из взвеси инертных частиц.

В настоящее время во многих отраслях современной техники и технологии широко используются пневмотранспортные системы, с помощью которых осуществляется перенос по трубопроводам под действием сжатого газа горючих мелкодиспергированных материалов. В частности, пневмотранспортные системы применяются в технологии производства разнообразных взрывчатых веществ в процессе их сушки. К их числу относятся унитарные (окислительсодержащие) топлива типа порохов.

Практика эксплуатации пневмотранспортных систем с диспергированным унитарным топливом свидетельствует о сравнительно нередких и крайне нежелательных случаях возгорания дисперсных частиц в двухфазном потоке и последующего перехода горения в гетерогенную детонацию, т. е. взрыв. Ввиду того, что в реальных условиях практически невозможно устранить все причины, вызывающие воспламенение, горение и последующий взрыв газозвеси унитарного топлива, возникает необходимость в разработке систем взрывной защиты пневмотранспортных установок.

Одно из технических решений системы взрывной защиты предполагает импульсный ввод в транспортную магистраль распыленного огнетушащего порошка на пути распространения волны горения с целью ее ослабления и последующего полного затухания. Достоинство такой системы, именуемой также прерывателем детонации,— объемный пламегасящий эффект слоя частиц распыленного порошка и весьма кратковременный период подавления волн горения и детонации.

В настоящей работе предпринята попытка математического моделирования процесса прерывания волны гетерогенной детонации в газозвеси унитарного топлива, содержащей слой химически инертных частиц.

**Основные уравнения.** Пусть имеется трехфазная смесь газа, частиц унитарного топлива и инертных частиц. Для описания движения такой смеси принимаются обычные для механики сплошных многофазных дисперсных сред допущения [1]: расстояния, на которых параметры течения меняются существенно, много больше характерных размеров частиц и расстояний между ними; эффекты вязкости и теплопроводности существ-

венны лишь в процессах взаимодействия фаз; несущая газовая фаза представляет собой двухкомпонентную смесь инертного газа и газообразных продуктов сгорания частиц унитарного топлива; составляющие (компоненты) газовой фазы являются идеальными калорически совершенными газами; частицы унитарного топлива и инертные частицы несжимаемые и имеют сферическую форму; дисперсная смесь — локально-монодисперсная, т. е. в каждом элементарном объеме смеси все частицы топлива имеют одинаковый размер; процессы столкновения, слипания и дробления частиц отсутствуют.

Дополнительно, следуя [2], предполагается, что воспламенение частиц топлива осуществляется при разогреве их поверхности до температуры разложения  $T_s$ , близкой по значению среднemasсовой температуре частиц  $T_2$ ; горение воспламенившихся частиц протекает равновесно при температуре  $\bar{T}_s$ , при этом все тепло, подводимое из газа к частицам, расходуется на газификацию унитарного топлива; смесь инертного газа и газообразных продуктов горения рассматривается как односкоростная, однотемпературная среда — «эффективный» газ со своими особыми теплофизическими свойствами.

В рамках принятых допущений система дифференциальных уравнений одномерного плоского неустановившегося движения трехфазной реагирующей смеси с учетом возможных процессов горения частиц унитарного топлива может быть записана в следующем виде [2, 3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{11} v_1}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{12} v_1}{\partial x} &= J_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} &= -J_{12}, & \frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho_3 v_3}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + (1 - \beta - \beta') \frac{\partial p}{\partial x} &= -(\beta'' - \beta') F_{12} - \\ &- (\beta''' - \beta) F_{13} + J_{12} [(1 - \beta - \beta') (v_2 - v_1) + v_1], \\ \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \beta \frac{\partial p}{\partial x} &= -\beta'' F_{12} - \beta F_{13} + J_{12} [\beta (v_2 - v_1) - v_2], \\ \frac{\partial \rho_3 v_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho_3 v_3^2}{\partial x} + \beta' \frac{\partial p}{\partial x} &= \beta''' F_{13} - \beta' F_{12} + J_{12} [\beta' (v_2 - v_1)], \\ \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_2}{\partial x} &= \begin{cases} Q_{12}, & T_2 < T_s, \\ -J_{12} e_2, & T_2 \geq T_s, \end{cases} \\ \frac{\partial \rho_3 e_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho_3 e_3 v_3}{\partial x} &= Q_{13}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^3 \rho_i E_i + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{i=1}^3 (\rho_i v_i E_i + p \alpha_i v_i) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}, \rho_{11} = \rho_{11}^0 \alpha_1, \rho_{12} = \rho_{12}^0 \alpha_1, \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = 1, 2, 3).$$

Здесь и далее индексами 11, 12, 1, 2 и 3 внизу обозначены соответственно параметры инертного газа, газообразных продуктов сгорания, газовой смеси в целом, частиц унитарного топлива и инертных частиц.

Система уравнений (1) выражает собой запись уравнений сохранения масс инертного газа, газообразных продуктов химической реакции, частиц унитарного топлива и инертных частиц; уравнений сохранения числа частиц унитарного топлива, сохранения импульсов газовой и дисперсных фаз, притоков тепла к частицам топлива и инертной дисперсной фазе и сохранения полной энергии трехфазной смеси в целом.

В (1) через  $\rho_i$ ,  $\rho_i^0$ ,  $\alpha_i$ ,  $v_i$ ,  $e_i$ ,  $E_i$  обозначены соответственно средняя и истинная плотности, объемное содержание, массовая скорость, удельные

внутренняя и полная энергии  $i$ -й фазы ( $i = 1, 2, 3$ );  $\rho_{1k}$  и  $\rho_{1k}^0$  — средняя и истинная плотности  $k$ -го компонента газовой фазы ( $k = 1, 2$ );  $n_2$  и  $d_2$  — числовая плотность и текущий размер частиц унитарного топлива;  $p$  — давление газовой смеси;  $F_{1j}$  и  $Q_{1j}$  — интенсивности силового и теплового взаимодействия между несущей газовой фазой и частицами  $j$ -й дисперсной фазы ( $j = 2, 3$ );  $J_{12}$  — интенсивность объемного вдува газообразных продуктов химической реакции горения частиц унитарного топлива; параметры  $\beta, \beta', \beta'', \beta'''$  учитывают вклад нестационарных сил Архимеда и присоединенной массы в общие силы межфазового взаимодействия.

Система (1) замыкается заданием уравнений состояния фаз и законов межфазового взаимодействия. В качестве уравнений состояния компонентов газовой фазы (инертного газа и газообразных продуктов химической реакции горения) принимаются уравнения состояния идеального калорически совершенного газа

$$p_{1k} = \rho_{1k}^0 R_{1k} T_1, \quad e_{1k} = c_{1k} (T_1 - T_0) + e_{1k}^0, \quad (2)$$

$$R_{1k}, c_{1k}, e_{1k}^0, T_0 = \text{const}, \quad k = 1, 2.$$

Здесь  $R_{1k}, c_{1k}$  соответственно газовая постоянная и удельная теплоемкость при постоянном объеме  $k$ -й составляющей газовой смеси;  $e_{1k}^0$  — удельная внутренняя энергия  $k$ -го компонента газовой фазы при температуре  $T_1 = T_0$ .

В соответствии с законом Дальтона

$$p = p_{11} + p_{12} = \rho_1^0 R_1 T_1, \quad (3)$$

$$\rho_1^0 = \sum_{k=1}^2 (x_{1k} \rho_{1k}) / \alpha_1, \quad R_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} R_{1k}, \quad x_{1k} = \rho_{1k} \left| \sum_{k=1}^2 \rho_{1k} \right.$$

где  $x_{1k}$  — массовая концентрация  $k$ -го компонента газовой фазы;  $R_1$  — среднemasовая газовая «постоянная» смеси инертного газа и продуктов химической реакции горения унитарного топлива.

Аналогичное (3) выражение для внутренней энергии газовой смеси записывается в следующем виде:

$$e_1 = c_1 (T_1 - T_0) + e_1^0, \quad c_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} c_{1k}, \quad e_1^0 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} e_{1k}^0, \quad (4)$$

$c_1$  — удельная теплоемкость газовой смеси.

В качестве уравнений состояния несжимаемых дисперсных частиц унитарного топлива ( $j = 2$ ) и инертных частиц ( $j = 3$ ) принимаются следующие выражения:

$$\rho_j^0 = \text{const}, \quad e_j = c_j (T_j - T_0) + e_j^0 \quad (e_j^0 = \text{const}; \quad j = 2, 3). \quad (5)$$

Здесь  $c_j$  и  $T_j$  соответственно удельная теплоемкость и температура  $j$ -й дисперсной фазы,  $e_j^0$  — ее удельная внутренняя энергия ( $j = 2, 3$ ) при  $T_0$ .

Постоянные  $e_{11}^0$  и  $e_2^0$ , входящие в уравнения состояния инертного газа и инертных частиц, могут быть произвольными ввиду того, что соответствующие выражения для удельных внутренних энергий входят в систему (1) под знаками производных. Постоянные  $e_{12}^0$  и  $e_2^0$ , входящие в уравнения состояния газообразных продуктов химической реакции и твердого топлива, для обеспечения сохранения баланса энергии в реагирующей смеси нормированы следующим образом [2]:

$$e_2^0 - e_{12}^0 = Q^0 - \left( \frac{p_0}{\rho_2^c} - \frac{p_{120}}{\rho_{120}^0} \right), \quad (6)$$

где  $Q^0$  — теплотворная способность унитарного топлива;  $p_0, p_{120}, \rho_{120}^0$  — соответственно давление газовой смеси в целом и продуктов химической реакции, а также истинная плотность продуктов сгорания при  $T_0$ .

Интенсивности силового и теплового взаимодействия фаз задаются на основе известных соотношений [3]

$$F_{1j} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_j}{d_j} C_{dj} \rho_1^0 |v_1 - v_j| (v_1 - v_j),$$

$$Q_{1j} = \frac{6\alpha_j}{d_j^2} \lambda_1 \text{Nu}_{1j} (T_1 - T_j),$$
(7)

где  $C_{dj}$  — коэффициент аэродинамического сопротивления частиц, имеющих диаметр  $d_j$  ( $j = 2, 3$ );  $\text{Nu}_{1j}$  — число Нуссельта газовой фазы при ее взаимодействии с частицами  $j$ -й фазы;  $\lambda_1$  — коэффициент теплопроводности газовой фазы в целом:

$$\lambda_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \lambda_{1k}. \quad (8)$$

Коэффициент сопротивления  $C_{dj}$  задается в соответствии с работами [4, 5] на основе следующих эмпирических и интерполяционных зависимостей:

$$C_{dj} = \begin{cases} C_{dj}^{(1)} = \frac{24}{\text{Re}_{1j}} + \frac{4,4}{\sqrt{\text{Re}_{1j}}} + 0,42, & 0,92 \leq \alpha_1 < 1, \\ C_{dj}^{(2)} = \frac{4}{3\alpha_1} \left( 1,75 + \frac{450(1-\alpha_1)}{\alpha_1 \text{Re}_{1j}} \right), & 0 < \alpha_1 \leq 0,55, \\ \frac{(0,92 - \alpha_1) C_{dj}^{(2)} + (\alpha_1 - 0,55) C_{dj}^{(1)}}{0,37}, & 0,55 < \alpha_1 < 0,92, \end{cases} \quad (9)$$

$$\text{Re}_{1j} = \rho_1^c |v_1 - v_j| d_j / \mu_1, \quad \mu_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \mu_{1k}.$$

Здесь  $\text{Re}_{1j}$  — число Рейнольдса относительного движения газа и частиц  $j$ -й дисперсной фазы;  $\mu_1$  и  $\mu_{1k}$  — соответственно динамические вязкости газовой фазы в целом и  $k$ -й составляющей смеси;  $C_{dj}^{(1)}$  — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной сферической твердой частицы в изотермическом несжимаемом безграничном потоке ( $0 \leq \text{Re}_{12} \leq 2 \cdot 10^5$ );  $C_{dj}^{(2)}$  — коэффициент трения дисперсных частиц в насыпных средах различной пористости, полученный в экспериментах [6] по стационарной продувке газа через слой неподвижных частиц ( $0 \leq \text{Re}_{12} \leq 4 \cdot 10^3 \cdot (1 - \alpha_1) / \alpha_1$ ); последняя зависимость в (9) для  $C_{dj}$  является линейной интерполяцией  $C_{dj}^{(1)}$  и  $C_{dj}^{(2)}$  в область достаточно концентрированных (псевдооживленных) смесей газа и дисперсных частиц.

Для задания числа Нуссельта используется эмпирическая зависимость [7]

$$\text{Nu}_{1j} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{1j} \text{Pr}_1^{1/3}, & \text{Re}_{1j} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_{1j}^{2/3} \text{Pr}_1^{1/3}, & \text{Re}_{1j} > 200, \end{cases} \quad (10)$$

$$\text{Pr}_1 = \frac{c_{p1} \mu_1}{\lambda_1}, \quad c_{p1} = \sum_{k=1}^2 x_{1k} c_{p1k},$$

где  $\text{Pr}_1$  — число Прандтля газовой смеси;  $c_{p1}$  и  $c_{p1k}$  — удельные теплоемкости при постоянном давлении газовой смеси в целом и  $k$ -го компонента в отдельности.

Интенсивность межфазного массообмена, обусловленного горением частиц унитарного топлива, задается на основе полуэмпирической зависимости скорости нормального (послойного) горения от давления газовой среды [8, 9]

$$J_{12} = \begin{cases} \frac{6\rho_2}{d_2} u_s \left( \frac{P}{P_0} \right)^\varphi, & T_2 \geq T_s, \\ 0, & T_2 < T_s, \end{cases} \quad (11)$$

где  $u_s$  и  $\varphi$  — эмпирические константы.

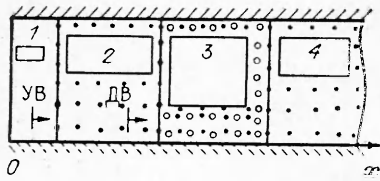


Рис. 1.

**Постановка задачи.** В начальный момент времени  $t = 0$  из области инертного газа ( $0 \leq x < x_*$ ) в направлении облака унитарного топлива ( $x_* \leq x < \infty$ ), содержащего внутри себя слой химически инертных частиц ( $x_L \leq x \leq x_R$ ,  $x_L > x_*$ ), движется УВ с треугольным профилем массовой скорости газа. После взаимодействия набегающей ударной волны с облаком горючей газозвеси частицы унитарного топлива в проходящей УВ воспламеняются и возникает волна горения, переходящая в волну гетерогенной детонации, распространяющейся в режиме Чепмена — Жуге (при условии, что параметры УВ и горючей двухфазной среды допускают возникновение детонации и преддетонационные расстояния  $L_{c-j}$  меньше расстояния  $(x_L - x_*)$ ). Волна гетерогенной детонации взаимодействует со слоем трехфазной смеси газа, частиц унитарного топлива и инертных частиц ( $x_L \leq x \leq x_R$ ) и благодаря диссипации своей энергии на взвешенных включениях дисперсной инертной фазы трансформируется в ударную волну, за фронтом которой осуществляется или прекращается процесс горения. В последующем УВ распространяется по невозмущенной двухфазной смеси газа и частиц унитарного топлива в области  $x > x_R$ . При этом в зависимости от параметров слоя инертных частиц УВ в области  $x_R < x < \infty$  может распространяться как в режиме усиления, так и в режиме затухания.

В связи со сказанным, цель сформулированной задачи — изучение закономерностей прерывания распространения детонационных волн в газозвезях унитарного топлива слоем инертных частиц.

Схематическое представление задачи показано на рис. 1, где через УВ и ДВ обозначены соответственно фронты набегающей ударной и формирующейся детонационной волны (1 — газ, 2, 4 — частицы унитарного топлива, 3 — частицы унитарного топлива + инертные частицы).

Математическая постановка задачи сводится к заданию следующих начальных и граничных условий типа [10]:

$$\begin{aligned}
 \rho_{11}^0 &= \rho_{11n}^0 [1 - ((\gamma_{11} - 1)/2) |v_1 - v_{1n}| / a_{1n}]^{2/(\gamma_{11} - 1)}, \quad \rho_1^0 = \rho_{11}^0, \quad \alpha_1 = 1, \\
 \rho_{11} &= \rho_{11}^0 \alpha_1, \quad \rho_{12} = 0, \quad \rho_1 = \rho_{11}, \quad v_1 = v_{1n} x / x_*, \\
 T_1 &= T_{1n} [1 - ((\gamma_{11} - 1)/2) |v_1 - v_{1n}| / a_{1n}]^2, \quad n_2 = 0, \quad \alpha_2 = \alpha_3 = 0 \\
 &\quad (0 \leq x < x_*); \\
 \rho_{11}^0 &= \rho_{110}^0, \quad \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \rho_1 = \rho_{110}^0 \alpha_{10}, \quad \rho_{12} = 0, \quad v_1 = 0, \\
 T_1 &= T_0, \quad \alpha_2 = 1 - \alpha_{10}, \quad \alpha_3 = 0, \quad \rho_2 = \rho_2^0 (1 - \alpha_{10}), \quad n_2 = n_{20}, \\
 v_2 &= 0, \quad T_2 = T_0 \quad (x_* \leq x < x_L); \\
 \rho_{11}^0 &= \rho_{110}^0 = \rho_1^0, \quad \alpha_1 = 1 - \alpha_{20} - \alpha_{30}, \quad \rho_1 = \rho_{110}^0 (1 - \alpha_{20} - \alpha_{30}), \\
 \rho_{12} &= 0, \quad v_1 = 0, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}, \quad \alpha_3 = \alpha_{30}, \quad n_2 = n_{20}, \\
 \rho_2 &= \rho_2^0 \alpha_{20}, \quad \rho_3 = \rho_3^0 \alpha_{30}, \quad v_2 = v_3 = 0, \quad T_2 = T_3 = T_0, \\
 &\quad (x_L \leq x \leq x_R); \\
 \rho_{11}^0 &= \rho_{10}^0 = \rho_{110}^0, \quad \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \rho_1 = \rho_{110}^0 \alpha_{10}, \quad \rho_{12} = 0, \\
 v_1 &= 0, \quad T_1 = T_0, \quad \alpha_2 = 1 - \alpha_{10}, \quad \alpha_3 = 0, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_{20}, \\
 \rho_3 &= 0, \quad n_2 = n_{20}, \quad v_2 = 0, \quad T_2 = T_0 \quad (x_R < x < \infty).
 \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь индекс и внизу соответствует начальному состоянию за фронтом набегающей ударной волны. Параметры газа перед скачком связаны с параметрами газа за скачком заданной интенсивности с числом Маха  $M$

соотношениями Ренкина — Гюгонио

$$\frac{\rho_{1H}^0}{\rho_{110}^0} = \frac{(\gamma_{11} + 1) M^2}{[2 + (\gamma_{11} - 1) M^2]}, \quad \frac{v_{1H}}{a_{110}} = \frac{2}{(\gamma_{11} + 1)} \left( M - \frac{1}{M} \right),$$

$$\frac{T_{1H}}{T_0} = \frac{1 + 2(\gamma_{11} - 1)(M^2 - 1)(1 + \gamma_{11} M^2)}{(\gamma_{11} + 1)^2 M^2}. \quad (13)$$

В соотношениях (12), (13) через  $\gamma_{11}$  и  $a_{11}$  обозначены показатель адиабаты и адиабатическая скорость звука инертного газа.

На левой границе расчетной области ( $x = 0$ ) ставилось условие свободного протекания газа

$$v_1(0_-, t) = v_1(0_+, t). \quad (14)$$

Граничное условие при  $x = 0$  для частиц унитарного топлива и инертных частиц не ставилось, так как они отсутствовали в исследуемом процессе.

На правой границе расчетной области ( $x = \infty$ ) ставилось граничное условие свободного протекания для всех фаз

$$v_i(\infty_-, t) = v_i(\infty_+, t). \quad (15)$$

Численное интегрирование системы уравнений (1) — (11) с начальными (12), (13) и граничными (14), (15) условиями осуществлялось методом крупных частиц [11] с использованием алгоритмов локализации границ газ — газозвесь [12, 13]. Расчеты выполнялись для смесей воздуха, газообразных продуктов горения пороха, частиц пороха и кварцевого песка. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров и компонентов при  $T_0 = 300$  К и давлении  $p_0 = 0,1$  МПа:

$$\rho_{110}^0 = 1,29 \text{ кг/м}^3, \quad c_{p11} = 1000 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град}), \quad \gamma_{11} = 1,4,$$

$$\lambda_{11} = 2,57 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град}), \quad \mu_{11} = 1,73 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}),$$

$$\rho_{120}^0 = 1,03 \text{ кг/м}^3, \quad c_{p12} = 1675 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град}), \quad \gamma_{12} = 1,3,$$

$$\lambda_{12} = 8,37 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^3 \cdot \text{град}), \quad \mu_{12} = 1,73 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}),$$

$$\rho_2^0 = 1550 \text{ кг/м}^3, \quad c_2 = 1465 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град}),$$

$$Q^0 = 1,93 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2, \quad u_s = 0,65 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}, \quad \varphi = 0,7,$$

$T_s = 473$  К,  $\rho_3^0 = 2500$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_2 = 710$  м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> · град). Вычисления проводились для экранирующих слоев инертной газозвеси протяженностью  $x_R - x_L = 4$  м. Начальная длина и число Маха инициирующей ударной волны полагались равными соответственно  $x_{\varphi} \approx 1,7$  м,  $M \sim 5 \div 10$

**Некоторые результаты.** Ниже приводятся характерные примеры математического моделирования процесса инициирования и распространения волны гетерогенной детонации в газозвеси унитарного топлива, а также последующего прохождения детонационной волны через слой инертных взвешенных частиц.

На рис. 2, б представлены расчетные профили давления газа, реализующиеся в пространстве в моменты времени 0, 8,5, 25,5 мс (кривые 0—2) на этапе формирования стационарной волны гетерогенной детонации в газозвеси унитарного топлива ( $m_{20} = \rho_{20}/\rho_{10} = 2,4$ ;  $d_{20} = 40$  мкм) в результате воздействия взрывной волны

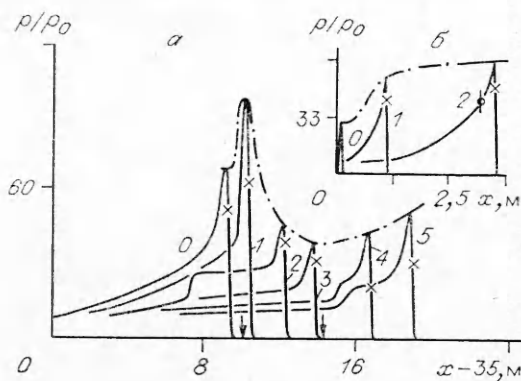


Рис. 2.

с  $M = 5$ . Значками  $\times$ ,  $\circ$  и вертикальной линией обозначены точки воспламенения, полного выгорания и плоскость Чепмена — Жуге.

Как видно из рис. 2 на момент времени  $t \approx 25,5$  мс в газозвеси унитарного топлива формируется волна гетерогенной детонации, распространяющаяся в режиме Чепмена — Жуге с постоянной для данной смеси скоростью  $D_{c-j} \approx 1413$  м/с. Соответствующее аналитическое значение  $D_{c-j} \approx 1450$  м/с, что выше расчетного численного решения на  $\sim 3\%$ . Из рис. 2 следует также, что характерное преддетонационное расстояние составляет  $\sim 34$  м. Полученное решение, описывающее распространение стационарной ДВ в газозвеси унитарного топлива используется в дальнейшем в качестве «начальных» данных при расчете прерывателя детонации слоем инертных частиц.

Рис. 2, а иллюстрирует процесс прохождения ранее сформировавшейся волны стационарной гетерогенной детонации через однородный слой инертных взвешенных частиц протяженностью  $l_s = 4$  м ( $m_{30} = \rho_{30}/\rho_{10} = 19,4$ ,  $d_3 = 40$  мкм, положения границ  $x_L$  и  $x_R$  указаны стрелками), находящийся внутри газозвеси унитарного топлива ( $m_{20} = 2,4$ ,  $d_{20} = 40$  мкм). Показаны распределения давления в пространстве в моменты времени  $t - t_0$ , равные 0; 0,7; 4,47; 8,25; 12,02 и 13,9 мс (кривые 0—5;  $t_0 = 25,5$  мс). Штрихпунктирной линией изображена огибающая пиковых давлений за проходящей нестационарной волной горения.

Из рис. 2 видно, что в процессе взаимодействия детонационной волны со слоем инертной газозвеси формируются проходящая волна горения с лидирующим ударным скачком, распространяющаяся в глубь трехфазной смеси, и отраженная волна сжатия, распространяющаяся по догорающей смеси газа и частиц унитарного топлива. На начальном этапе этого взаимодействия (см. кривую 1) наблюдается заметное повышение давления в проходящей волне из-за торможения набегающего потока в плотном слое инертных частиц. Рост давления в проходящей волне стимулирует горение частиц пороха и вместе с тем усиливает теплообмен между горячим газом и инертными частицами. Поглощение тепла инертными частицами в конечном итоге приводит к ослаблению проходящей волны горения и она интенсивно затухает (2 и 3).

В последующем (см. рис. 2, а кривые 4 и 5) проходящая волна достигает правой границы слоя инертных частиц, где распадается на проходящую УВ, движущуюся в зоне унитарного топлива ( $x > x_R$ ), и волну разрежения, распространяющуюся в область трехфазной смеси ( $x \leq x_R$ ). Волна разрежения в значительной степени способствует ослаблению затухающей волны горения. Однако в рассматриваемом на рис. 2, а примере расчета процесс горения частиц унитарного топлива не прекращается и после воздействия на трехфазную дисперсную среду волны разгрузки.

С точки зрения реализации режимов прерывания или непрерывания распространения волны горения через слой инертных частиц представляется целесообразным из физических соображений записать следующее необходимое условие разрушения детонационной волны

$$\frac{m_{20}(l_b + l_s)Q^0}{c_3 \Delta T l_s m_{30}} \leq 1, \quad (16)$$

где  $l_b$  — характерная толщина набегающей детонационной волны;  $\Delta T$  — характерная предельная величина прогресса инертных частиц в волне, равная по порядку величине  $T_s - T_0$ . Условие (16) предполагает, что энергия детонационной волны вместе со скрытой теплотой горения массы унитарного топлива в экранирующем слое должна быть не больше количества максимально возможного поглощения тепла общей массой инертных частиц.

В рассмотренном на рис. 2 варианте расчета характерная толщина волны гетерогенной детонации, равная по порядку расстоянию от фронта волны до плоскости Чепмена — Жуге, составляет  $\approx 1$  м, и необходимое условие гашения волны не выполнено.

Ниже продемонстрированы примеры расчетов, когда критерий (16) выполнен. На рис. 3 приведены профили давления, реализующиеся в пространстве на ряд моментов времени ( $t - t_0 = 0,64; 2,53; 6,3; 13,85; 17,62$  и  $27,05$  мс — кривые 1—6) в результате прохождения волны гетерогенной детонации в газозвеси унитарного топлива ( $m_{20} = 0,6; d_{20} = 40$  мкм), содержащей слой инертных частиц ( $m_{30} = 19,4; d_3 = 700$  мкм) протяженностью 4 м. Кривая 0 соответствует распределению давления в набегающей стационарной детонационной волне в «начальный» момент времени  $t - t_0 = 0$  мс. Соответствующие рис. 3 распределения плотностей и массовых частиц реагирующей (сплошные линии) и инертной (штриховые линии) дисперсных фаз на моменты движения 6,3 и 27,05 мс (кривые 1, 2) изображены на рис. 4.

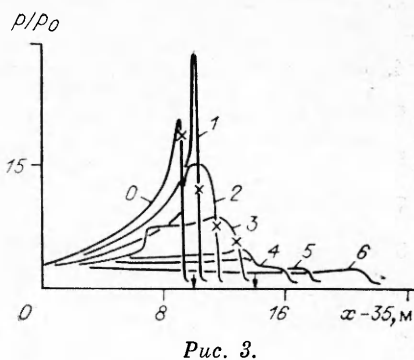


Рис. 3.

Анализ представленных на рис. 3, 4 численных решений свидетельствует, что при выполнении условия (16) наиболее эффективное гашение волны горения реализуется при наличии существенной скоростной неравновесности дисперсных фаз. В этом случае слой инертной газозвеси выполняет роль фильтра, пропускающего сквозь себя поток горячей газозвеси унитарного горючего и отбирающего энергию реагирующей дисперсной смеси, выделяющуюся в процессе химической реакции. Дополнительным фактором, способствующим прерыванию распространения волны горения является волна разрежения, образующаяся в момент выхода лидирующей ударной волны из слоя инертных частиц и выносящая малоинерционные частицы топлива из высокотемпературной зоны.

Расчетным путем установлено, что при фиксированных параметрах экранирующего слоя инертной газозвеси ( $l_s = 4$  м;  $d_3 = 700$  мкм) с увеличением относительного массового содержания частиц унитарного топлива ( $d_{20} = 40$  мкм) зависимость минимально необходимого для полного гашения волны горения относительного массового содержания инертных частиц ( $m_{30}^*$ ) линейно возрастает и имеет вид

$$m_{30}^* = 22,2m_{20} + 3,9, \quad 0,2 \leq m_{20} \leq 2,3.$$

Таким образом, методом математического моделирования показана возможность прерывания распространения волны гетерогенной детонации слоем инертной монодисперсной взвеси твердых частиц.

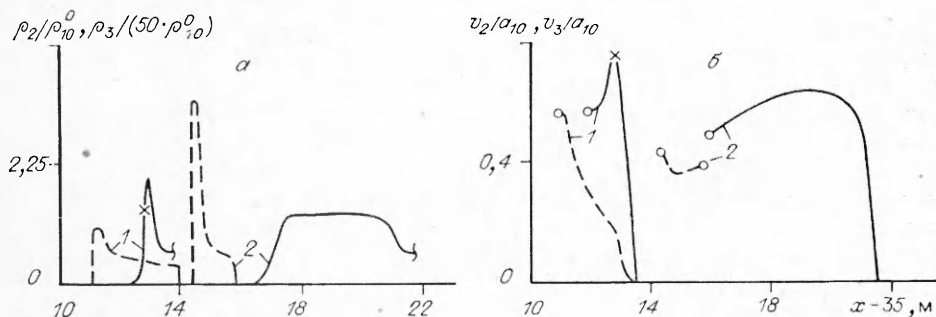


Рис. 4.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— Ч. 1.— М.: Наука, 1987.— 464 с.
2. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. Переход конвективного горения аэрозвесей унитарного топлива в детонацию // ФГВ.— 1980.— 16, № 5.— С. 102—105.



3. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа.— Т. 16.— М.: ВИНТИ, 1982.— С. 209—289.
4. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А. и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами.— М.: Машиностроение, 1980.— 172 с.
5. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б. Нестационарные режимы горения пористых порохов // ФГВ.— 1983.— 19, № 3.— С. 53—61.
6. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Prog.— 1952.— 48, N 2.— P. 89—94.
7. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах.— М.: Гостехиздат, 1954.— 441 с.
8. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха.— М.: Наука, 1973.— 176 с.
9. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.— 176 с.
10. Кутушев А. Г., Назаров У. А. Ослабление УВ слоями однородной и неоднородной моно- и полидисперсной газовзвеси // ФГВ.— 1991.— 27, № 3.— С. 129—134.
11. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.— 392 с.
12. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Модифицированный метод «крупных частиц» для расчета нестационарных волновых процессов в многофазных дисперсных средах // ЖВМиМФ.— 1977.— 17, № 6.— С. 1531—1544.
13. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газовзвесей с выделением границ двухфазных областей и контактных разрывов в несущем газе // ЧММСС.— Новосибирск, 1983.— 14, № 6.— С. 58—82.

г. Тюмень

Поступила в редакцию 8/V 1992

УДК 534.222.2 533.6.011

А. А. Афанасьев, В. А. Левин

### О ВОЗМОЖНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ДЕТОНАЦИИ В РЕЖИМЕ ЧЕПМЕНА — ЖУГЕ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Рассматривается распространение волны детонации в покоящейся горючей неоднородной смеси газов, начальное состояние которой характеризуется значениями давления и плотности, в общем случае являющимися функциями координаты — расстояния от плоскости, оси или центра симметрии, и времени. За фронтом детонации предполагается наличие источников массы, импульса и энергии. Определяются соответствующие необходимые условия, при выполнении которых волна детонации может распространяться в режиме Чепмена — Жуге. Проводится анализ полученных соотношений для некоторых неоднородных сред: с переменной плотностью, с изменяющимся с расстоянием тепловыделением и сред с источниками догорания за фронтом детонации.

При распространении детонации в горючей смеси газов горение локализуется в узкой зоне за ударной волной (УВ) достаточно большой интенсивности. В этом случае для масштабов времени и расстояния, больших по сравнению с характерными масштабами протекания химических реакций, комплекс из лидирующей УВ и примыкающей к ней зоны горения можно заменить поверхностью сильного разрыва, на которой должны выполняться законы сохранения массы, импульса и энергии [1]. При этом в общем случае не обязательно знать внутреннюю структуру детонационной волны (ДВ) и нет нужды вводить какие-либо предположения о ее деталях.

Математическая постановка задачи здесь сводится к решению уравнений классической газовой динамики с удовлетворением соответствующих условий на ДВ, скорость которой неизвестна, начальных данных и других условий. Так, в задаче о поршне должно выполняться условие непротекания, в задаче о распространении ДВ от неподвижного поджигающего источника — равенство скорости газа нулю в центре иницииро-