

Рис. 6. Качественная картина изменения дисперсности продуктов горения магния от давления.

Рис. 7. Зависимости средних размеров частиц фракции М от давления.
1 — кубы; 2 — сферы.

3. Температура в зоне горения магния на 200° выше равновесной температуры горения состава и на 600° выше температуры окислительной среды перед началом горения частиц магния.

4. Крупные частицы окиси магния — это полые сферы, образовавшиеся либо в результате гетерогенного окисления магния, либо за счет частичной конденсации продуктов парофазного окисления на поверхности горящей частицы.

5. Частицы магния при горении в составе агломератов не сливаются в одну каплю.

Поступила в редакцию
24/XII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Риген, Томпсон, Хогланд. РТК, 1971, 4, 233.
2. Д. Г. Эллиот, Д. И. Черни, Е. Вайнберг. Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы. 1965, вып. 11/40, 1965, стр. 3.
3. Карлсон, Хогланд. РТК, 1964, 11, 104.
4. Е. С. Озеров, И. И. Скворцов. ФГВ, 1971, 7, 2.
5. А. Мачек, Р. Фридман, Дж. Сэмпл. В сб. «Гетерогенное горение». М., «Мир», 1967.
6. В. М. Фейсел, К. А. Папп и др. В сб. «Исследование ракетных двигателей на твердом топливе». М., ИЛ, 1963.

УДК 536.46

ОБ ИЗМЕНЕНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ ПРИ ГОРЕНИИ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

З. В. Кирсанова
(Москва)

Горение смесевого твердого топлива приводит к образованию газового потока, содержащего конденсированные частицы [1, 2]. Характеристикой такого двухфазного потока является функция распределения Φ

частиц по размерам (диаметрам δ), которая в общем случае нестационарного течения определяет число частиц dN диаметром от δ до $\delta + d\delta$, содержащихся в элементарном объеме потока вдоль OX в интервале от x до $x + dx$ и с единичным сечением в момент t

$$dN = \Phi(x, t, \delta) \cdot dx \cdot d\delta.$$

В потоке с меняющейся скоростью течения частицы увлекаются газом с некоторым запаздыванием, зависящим от размера частиц: чем крупнее частица, тем медленнее достигается ею скорость газового потока. При ускорении газового потока мелкие частицы сравнительно быстро увеличивают свою скорость до скорости газового потока. Крупные частицы, отставая от потока, создают эффективное увеличение доли крупных частиц на этих участках ускорения потока, изменяя тем самым функцию $\Phi(x, t, \delta)$ распределения частиц по размерам. Столкновение и слияние жидких частиц в потоке — еще одна причина изменения функции распределения. Вероятность столкновения двух частиц за единицу времени в единице объема P определяется эффективным сечением сливающихся частиц $\frac{\pi}{4}(\delta_k + \delta_l)^2$ и их относительной скоростью $(v_k - v_l)$ [3]:

$$P = \frac{\pi}{4} (\delta_k + \delta_l)^2 \cdot |v_k - v_l|.$$

Учет столкновений и слияний частиц требует знания распределения частиц по скоростям аналогично их распределению по размерам. Поэтому при расчете изменения распределения частиц удобно рассматривать скорость частицы v как еще одну переменную новой функции распределения $f(v, x, t, \delta)$, для которой в каждом сечении потока

$$\int_0^\infty f(v, x, t, \delta) dv = \Phi(x, t, \delta).$$

Функция $f(v, x, t, \delta)$ задает нестационарное распределение частиц в фазовой плоскости V, X , уравнение неразрывности потока частиц в которой имеет вид [4]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(U \cdot f) = K, \quad (1)$$

где U — обобщенная скорость в фазовой плоскости V, X ; K — изменение концентрации частиц диаметром δ в фазовой точке (v, x) из-за столкновений и слияний частиц; величина K равна разности между количеством K_1 частиц, поступающих в рассматриваемую группу $f(v, x, t, \delta)$ в результате слияний более мелких частиц, и количеством частиц K_2 , покидающих эту группу в результате столкновений и слияний с другими частицами:

$$K_1 = \int_0^{\delta/\sqrt[3]{2}} \int_0^\infty f(v_i, x, t, \delta_k) \cdot f(v_i, x, t, \delta_l) \cdot \frac{\pi}{4} (\delta_k + \delta_l)^2 \cdot |v_i - v_l| \cdot d\delta_k \cdot dv_l,$$

где

$$\delta_l = \sqrt[3]{\delta^2 - \delta_k^3}, \quad v_i = \frac{v\delta^3 - v_i\delta_k^3}{\delta^3 - \delta_k^3},$$

$$K_2 = \int_0^\infty \int_0^\infty f(v, x, t, \delta) \cdot f(v_i, x, t, \delta_l) \cdot \frac{\pi}{4} (\delta_k + \delta)^2 \cdot |v - v_i| \cdot d\delta_l \cdot dv_i.$$

В интеграле K_1 взаимосвязь параметров сливающихся частиц определена законами сохранения массы и импульса при слиянии, т. е. объем и импульс образовавшейся частицы равен сумме объемов и импульсов сливающихся частиц:

$$\delta_k^3 + \delta_i^3 = \hat{\delta}^3, \quad v_i \delta_i^3 + v_j \cdot \delta_k^3 = v \cdot \hat{\delta}.$$

Различие в индексах отражает отсутствие однозначной связи между размером частицы и ее скоростью. Интеграл K_2 учитывает возможные соударения частиц с параметрами (v, x) в точке x со всеми другими частицами. Заметим, что при каждом таком соударении образуется частица с параметрами

$$\delta_n^3 \sqrt{\delta^3 + \delta_k^3}, \quad v_m = (v \cdot \delta^3 + v_i \delta_i^3) / (\delta^3 + \delta_k^3),$$

входящая в новую группу частиц $f(v_m, x, t, \delta_n)$.

Правая часть уравнения (1) выражается через интегралы, содержащие в себе неизвестную функцию f . Таким образом, уравнение (1) является интегро-дифференциальным уравнением, описывающим распределение частиц по размерам в двухфазном потоке с учетом кинетики столкновений частиц, аналогичной рассмотренной в интегральном уравнении Максвелла — Больцмана [3].

Решение уравнения (1) определяет нестационарную функцию распределения частиц в любом сечении потока. Но интегрирование этого уравнения при произвольных начальных и граничных условиях возможно, видимо, только численными методами на ЭВМ, хотя некоторые практические важные случаи могут быть сведены к квадратурам и дать характеристики двухфазного потока, например, в зоне горения.

1. Рассмотрим стационарное течение вещества от поверхности горящего смесевого твердого топлива (СТТ) до фронта пламени; в потоке содержатся газообразные продукты и конденсированные частицы, и существенно изменение их распределения по размерам вдоль потока. В системе координат, связанной с движущейся поверхностью горящего пороха, положим $x=0$ на этой поверхности. Начальная скорость частиц, вылетающих с поверхности конденсированной фазы (к-фазы), равна скорости v_0 распространения горения относительно к-фазы для частиц всех размеров. В потоке частицы ускоряются, увеличивая свою скорость до скорости газового потока $V=v_0 \rho_t / \rho_r$, где ρ_t — плотность к-фазы, ρ_r — плотность газовой фазы. Заметим, что скорость газа V превосходит v_0 примерно на два порядка. Без учета слияний частиц уравнение (1) в стационарном случае значительно упрощается

$$\operatorname{div}(U \cdot f) = 0$$

или

$$\frac{\partial}{\partial x} (v \cdot f) + \frac{\partial}{\partial v} (w \cdot f) = 0, \quad (2)$$

$v = \frac{\partial x}{\partial t} = U_x$ и $w = \frac{\partial v}{\partial t} = U_v$ — составляющие обобщенной скорости U в фазовом пространстве V, X , причем $w = \frac{dv}{dt} = v \cdot \frac{dv}{dx}$.

По Стоксу [4] обтекание частицы в потоке создает ускорение

$$w = 18\eta(V - v)/\rho_m \cdot \delta^2,$$

где η — вязкость газа; ρ_m — плотность конденсированных частиц. Введя $\tau = \rho_m \cdot \delta^2 / 18\eta$, преобразуем уравнение (2):

$$\tau v \partial_x f + (V - v) \partial_v f = f. \quad (3)$$

Полученное квазилинейное уравнение первого порядка в частных производных имеет характеристическую систему

$$\frac{dx}{v\tau} = \frac{dv}{V-v} = \frac{df}{f}. \quad (4)$$

Первое уравнение системы (4) при условии постоянства V дает решение, определяющее скорость частицы диаметром δ в любом сечении

$$\exp(y - y_0 + x/\tau V) = (1 - y_0)/(1 - y), \quad (5)$$

где $y = \frac{v}{V} \geq \frac{v_0}{V} = y_0$.

Полученное решение — характеристика уравнения (3) — является решением уравнения движения отдельной частицы в ускоряющем ее потоке.

Равенство (5) определяет однозначную связь параметров v , x и δ , а потому число частиц данного диаметра δ со скоростью v в каком-либо сечении x является одновременно полным числом частиц этого размера в рассматриваемом сечении x , т. е.

$$f(v, x, \delta) = \Phi(x, \delta).$$

Закон сохранения потока частиц каждого размера вдоль течения имеет вид

$$v(x, \delta) \cdot \Phi(x, \delta) = \text{const.}$$

Правая часть закона сохранения определена потоком частиц в $x=0$

$$\text{const} = v_0 \cdot \Phi(0, \delta).$$

Если известна функция распределения по размерам заложенного в СТТ порошка, то $\Phi(0, \delta) = \Phi_0(\delta)$ и

$$\Phi(x, \delta) = \Phi_0(\delta) \cdot (y_0/y). \quad (6)$$

Соотношения (5) и (6) позволяют рассчитать функцию распределения частиц в любом сечении потока.

На рис. 1 представлены результаты расчета, проведенного для алюминиевого порошка в качестве наполнителя СТТ, в котором функция распределения задана в виде

$$\Phi_0(\delta) = A \exp(-\delta/\delta^*), \quad (7)$$

где $\delta^* = 6 \text{ мк}$ — параметр, характеризующий дисперсность частиц. A определяет концентрацию наполнителя. Кривые 1 и 1^* — исходное распределение $\Phi_0(\delta)$, кривые 2 и 2^* — функция распределения в точке $x=0,06 \text{ мм}$, кривая 3 — распределение в точке $x=0,5 \text{ мм}$. Для больших значений диаметра δ , когда $\Phi(x, \delta)$ мало, масштаб увеличен в 10 раз (кривые 1^* , 2^* , 3). Все $\Phi(x, \delta)$ даны с точностью до постоянного множителя, приводящего

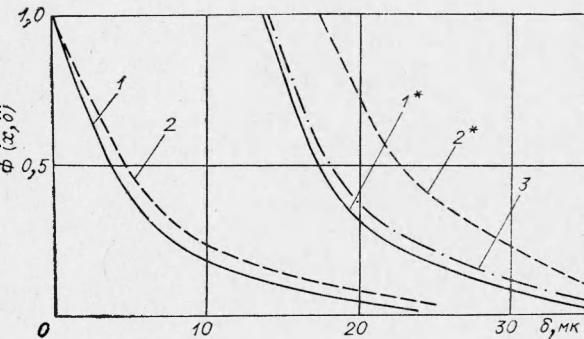


Рис. 1.

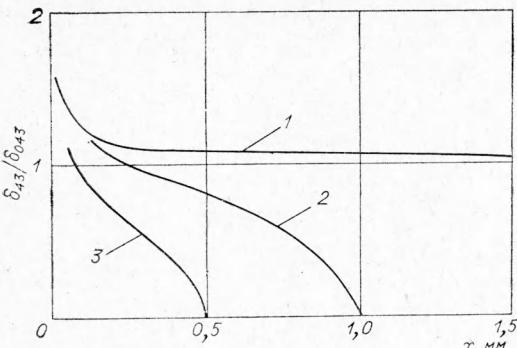


Рис. 2.

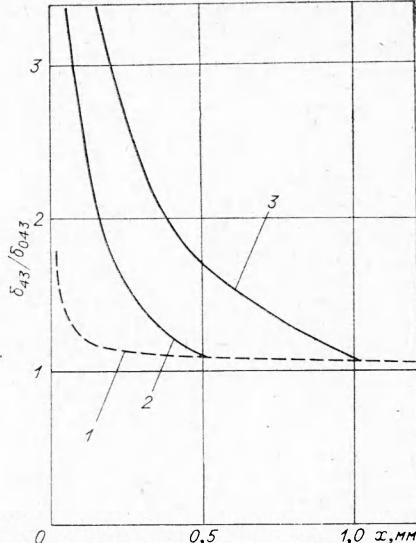


Рис. 3.

к единице $\Phi(x, \delta)$ при $\delta=0$, для наглядности изменения отдельных фракций частиц. На рис. 1 видно увеличение доли крупных частиц, особенно вблизи к-фазы.

Общей характеристикой различных распределений частиц является среднемассовый диаметр

$$\delta_{43} = \int_0^\infty \delta^4 \cdot \Phi(\delta) \cdot d\delta / \int_0^\infty \delta^3 \cdot \Phi(\delta) \cdot d\delta.$$

При зависимости (7) для функции $\Phi(\delta)$ величина $\delta_{43}=4\delta^*$. Величина среднемассового диаметра δ_{43} была определена для каждого сечения после аппроксимации численного решения (6) функцией $\exp[-\delta/\delta^*(x)]$. Результаты расчета представлены на рис. 2, где кривая 1 описывает изменение величины δ_{43} вдоль стационарного потока. Увеличение δ_{43} по сравнению со среднемассовым диаметром в к-фазе (δ_{043}) значительно и достигает 80% в начале течения; с ростом x оно падает. Однако увеличенное значение δ_{43} сохраняется при значениях x в диапазоне 0,5—1,0 мм, что соответствует положению фронта пламени. Таким образом, среднемассовый размер частиц, вступающих в реакцию во фронте пламени, отличается от заложенного в СТТ при изготовлении. Это отличие влияет на многие параметры горения, и его следует учитывать при расчете характеристик процесса горения в СТТ. Увеличение среднемассового размера частиц получено в расчете, не учитывающем возможные слияния на поверхности горящего СТТ [1] и слияния в потоке.

2. Нестационарное течение двухфазного потока возникает из-за неоднородностей в структуре любого реального состава. Если однородный по структуре элемент объема СТТ с заложенными в нем частицами располагается за кристаллом окислителя, то газификация и отток газообразных продуктов разложения кристалла создают у поверхности СТТ зону, свободную от частиц, т. е. зону однофазного течения. Пусть в момент $t=0$ произошло вскрытие очередного элемента СТТ с частицами, распределенными по размерам, согласно $\Phi_0(\delta)$. Тогда при $t>0$ распределение частиц в пространстве $x>0$ нестационарно и без учета столкновений и слияний частиц описывается уравнением (1) без правой части:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(Uf) = 0$$

или

$$\tau \frac{\partial f}{\partial t} + \tau \cdot v \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + (V - v) \frac{\partial f}{\partial v} = f. \quad (8)$$

Уравнение (8) — квазилинейное уравнение первого порядка в частных производных, характеристическая система которого

$$\frac{dt}{\tau} = \frac{dx}{\tau \cdot v} - \frac{dv}{V - v} - \frac{df}{f} \quad (9)$$

подобна системе характеристических уравнений (4), но теперь время t входит в явном виде. Интегрирование первого и второго уравнений системы (9) с начальными и граничными условиями (при $t=0$ и $x=0$ для всех частиц $y=y_0$; при $t \rightarrow \infty$ и $x \rightarrow \infty$ для всех частиц $y=1$) дает

$$y = 1 - (1 - y_0) \exp(-t/\tau), \quad (10)$$

$$x = V \{ t - \tau(1 - y_0) [1 - \exp(-t/\tau)] \}.$$

Поскольку τ пропорционального δ^2 , то крупные частицы медленнее набирают скорость, равную V , и отстают от потока. В каждый момент t существует значение $x^* = V \cdot t$, соответствующее фронту двухфазного течения: при $x > x^*$ частиц в пространстве нет. В области $x < x^*$ каждому значению x соответствует некоторое значение δ_{\max} , определяющее максимальный диаметр частиц, достигших к моменту t координаты x . Значение δ_{\max} для любого $x < x^*$ в момент t определяется из решения (10), задающего зависимость $x(t, \delta)$, причем значения скоростей всех частиц в диапазоне $[0, \delta_{\max}]$ совпадают со значениями скоростей для стационарного течения в форме (5).

Закон сохранения потока частиц внутри диапазона $[0, \delta_{\max}]$ в нестационарном случае совпадает со стационарным в форме (6). Поэтому кривые 2 и 2^* , и 3 на рис. 1 описывают и нестационарное двухфазное течение левой частью кривой, ограниченной значением $\delta = \delta_{\max}$. При этом кривые 2 и 2^* соответствуют распределению в сечении $x = 0,06$ мм при $\delta \leq 23$ мк в момент $t = 0,25$ мс, т. е. в диапазоне $[0; 23]$ мк, эти кривые задают функцию $\Phi(0,06 \text{ мк}; 0,25 \text{ мс}; \delta)$. Кривая 3 на рис. 1 представляет распределение Φ в сечении $x = 0,5$ мм в момент $t = 1$ мс в диапазоне размеров $[0; 27]$ мк, т. е. $\Phi(0,5 \text{ мм}; 1 \text{ мс}; \delta)$ в диапазоне $[0; 27]$ мк. С ростом t значение δ_{\max} в каждой точке x увеличивается, и нестационарное распределение $\Phi(x, t, \delta)$ в пределе дает стационарное распределение $\Phi(x, \delta)$.

Среднемассовый диаметр δ_{43} при нестационарном течении был определен после аппроксимации зависимости от δ распределения $\Phi(x, t, \delta)$ функцией вида $\exp(-\delta/\delta^*)$, в которой значение δ^* зависит от x и t . Расчет значений δ_{43} при такой аппроксимации

$$\delta_{43} = 4\delta^* + \delta_{\max} \cdot \left\{ 1 + 3 \frac{\delta^*}{\delta_{\max}} + 6 \left(\frac{\delta^*}{\delta_{\max}} \right)^2 + \right. \\ \left. + 6 \left(\frac{\delta^*}{\delta_{\max}} \right)^3 \cdot [1 - \exp(\delta_{\max}/\delta^*)] \right\}^{-1} \quad (11)$$

представлен на рис. 2 для двух значений t : кривая 2 соответствует моменту $t = 0,5$ мс, кривая 3 — моменту $t = 1$ мс. Фронт двухфазного потока располагается при $x^* = 0,5$ и 1 мм соответственно и переносится по течению со скоростью V . С ростом t , x^* стремится к бесконечности и значения отношения δ_{43}/δ_{043} вдоль течения приходят к стационарным значениям отношения — к кривой 1 на рис. 2.

3. Пусть в момент $t=0$ в точке $x=0$ на границе к-фазы перестали поступать в поток конденсированные частицы. Тогда при $t>0$ возникает нестационарное течение, описываемое нестационарным уравнением (8), его характеристиками (10) и соотношением (6). Быстрый унос мелких частиц по сравнению с крупными приводит к изменению распределения

и к обогащению потока крупными частицами, причем в области $x > x^{**}$, где $x^{**} = V \cdot t$, двухфазный поток сформировался при $t \leq 0$, и в этой области функция распределения тождественна со стационарной функцией $\Phi(x, \delta)$.

В области $x < x^{**}$ распределение частиц по размерам определяется отставшими от потока крупными частицами, т. е. для любого сечения x в момент $t > 0$ существует минимальный диаметр δ_{\min} , определяющий диапазон размером частиц $[\delta_{\min}, \infty]$, присутствующих в этом сечении x в момент t . Значения δ_{\min} как функция от x и t были определены из характеристик (10), причем функция распределения в диапазоне $[\delta_{\min}, \infty]$ совпадает со стационарной функцией распределения в этом же диапазоне. Результат расчета нестационарной функции распределения в этом случае представляют правые части кривых на рис. 1. Например, кривая 2* при $\delta \geq 23$ мк соответствует распределению в сечении $x = 0,06$ мм в момент $t = 0,25$ мс, т. е. $\Phi(0,06 \text{ мм}; 0,25 \text{ мс}; \delta)$ при $\delta \geq 23$ мк. Кривая 3 определяет $\Phi(0,5 \text{ мм}; 1 \text{ мс}; \delta)$ при $\delta \geq 27$ мк. С ростом t величина δ_{\min} растет, и число частиц в диапазоне $[\delta_{\min}, \infty]$ уменьшается; в пределе двухфазное течение превращается в однофазное.

Среднемассовый диаметр в этом случае нестационарного течения можно рассчитать если зависимость нестационарной функции распределения от δ аппроксимировать функцией $\exp(-\delta/\delta^*)$

$$\delta_{43} = 4\delta^* + \delta_{\min} \cdot \left[1 + 3 \frac{\delta^*}{\delta_{\min}} + 6 \left(\frac{\delta^*}{\delta_{\min}} \right)^2 + 6 \left(\frac{\delta^*}{\delta_{\min}} \right)^3 \right]^{-1}, \quad (12)$$

где значения $\delta^* = \delta^*(x, t)$ определялись численным расчетом. Результаты расчета представлены на рис. 3: по сравнению со стационарным изменением δ_{43}/δ_{043} (кривая 1) нестационарные значения δ_{43}/δ_{043} (кривые 2 для момента $t = 0,5$ мс и 3 для момента $t = 1$ мс) указывают на резкое увеличение среднемассового диаметра.

4. Слияния расплавленных частиц при столкновениях их в двухфазном потоке увеличивают количество крупных частиц и уменьшают количество мелких, поэтому функция распределения $f(v, x, t, \delta)$ и $\Phi(x, t, \delta)$ изменяется наиболее заметно близ к-фазы, так как там скорости частиц разного размера различаются максимально. Заметим, что при удалении от к-фазы скорости всех частиц приближаются к скорости газа; в потоке, где скорости всех частиц одинаковы, частицы не сталкиваются и не сливаются.

На основе (5) и (6) можно оценить количество слияний в любом слое Δx близ к-фазы. Для простоты и обозримости расчета функция $\Phi(x, \delta)$ внутри Δx была аппроксимирована бимодальным распределением частиц: все частицы диаметром до 5 мк характеризовались среднемассовым диаметром $\delta_1 = 3,6$ мк, концентрацией N_1 и единой скоростью v_1 , все частицы диаметром свыше 5 мк — среднемассовым диаметром $\delta_2 = 48,2$ мк, концентрацией N_2 и скоростью v_2 . При 20% алюминиевого порошка в СТТ величина А в формуле (7) составляет $2,83 \cdot 10^{19}$, $N_1 = 2,24 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, различие скоростей в слое $\Delta x = 50$ мк близ к-фазы $(v_1 - v_2) = 0,6$ м/с. Вероятность слияния малых частиц с большими в слое Δx за единицу времени составит

$$\Delta\Pi = N_2 \cdot \frac{\pi}{4} (\delta_1 + \delta_2)^2 \cdot (v_1 - v_2) \cdot \Delta x = 0,14.$$

Это означает, что в слое, составляющем всего один калибр по размерам крупных частиц, исчезает значительное количество мелких частиц (14%). При экспериментальном изучении явления эти слияния могут выглядеть как слияния на поверхности СТТ [1], однако они учтены предлагаемым рассмотрением. Продолжение проведенного для одного

слоя расчета может дать оценку суммарного изменения распределения частиц по размерам с учетом слияний частиц.

Полученные в работе решения определяют изменения функции распределения частиц в стационарном и нестационарном двухфазных потоках при горении СТТ и изменения среднемассового диаметра частиц, вступающих в зону горения (в стационарном и нестационарном случаях), необходимые для расчета процесса горения и для управления им.

Автор выражает глубокую благодарность О. И. Лейпунскому за внимание к работе, обсуждение результатов и замечания.

*Поступила в редакцию
27/VI 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М., «Наука», 1972.
2. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., «Наука», 1967.
3. С. Челмен, Г. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. М., ИЛ, 1960.
4. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., Физматгиз. 1959.

УДК 662.215.4+532.593

ИНИЦИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ВОДОНАПЛНЕННОМ ГРАНУЛИРОВАННОМ ТРОТИЛЕ

*К. К. Шведов, А. Н. Дремин, А. Л. Кривченко,
Н. А. Мурашова, В. С. Козлов
(Москва)*

В настоящее время трудами многих исследователей установлено, что инициирование детонации ударными волнами в гомогенных (жидких) и гетерогенных (твердых) ВВ осуществляется различными путями [1]. Для жидких ВВ характерно наличие периода индукции адиабатического теплового взрыва, после которого формируется детонация в скатом веществе позади фронта инициирующей ударной волны. В твердых же ВВ (немонокристаллах) инициирующая ударная волна УВ практически без задержки вызывает частичное разложение ВВ в очагах. Вследствие этого УВ с самого начала вызывает реакцию, но из-за малого процента разложения ВВ и передачи энергии на фронт процесс развития идет медленно и имеет сравнительно большую протяженность в пространстве и во времени.

Частичное разложение пористых твердых ВВ в очагах, приводящее к детонации, может быть вызвано при сравнительно небольших давлениях (10—20 кбар), тогда как для разложения гомогенных ВВ необходимы давления порядка 100 кбар [1, 2].

Водонаполненные ВВ по структуре можно рассматривать как некоторую промежуточную между жидким и пористым ВВ систему, поэтому при возбуждении в них детонации ударной волной могут проявиться особенности, характерные для жидких или пористых ВВ.