

верхность ампулы, составляющий $42 \div 45^\circ$, что согласуется со значением $\arcsin(D_1/D_2)$, где D_1 и D_2 — скорости детонаций аммонита и гексогена соответственно. Метод двухслойных зарядов позволяет в широком диапазоне варьировать параметры динамической нагрузки, как отмечено в [5].

В двух опытах при $H = 275$ мм зафиксировано свечение под стенками ампулы и пристеночным слоем порошка. Свечение возникало за $0,5\text{--}0,8$ мкс до выхода ДВ на торец заряда (см. рис. 2, 3). В работе [6] при регистрации профилей давления в порошке Al_2O_3 отмечены предвестники, опережающие основной ударный фронт на интервалы указанного выше порядка. Но наиболее вероятным представляется объяснение этого предсвечения возмущениями, убегающими по стенкам ампулы в условиях дозвуковой по отношению к металлу детонационной волны. На рентгенограмме, приведенной в [3], видно, что подобные убегающие возмущения уплотняют пристеночный слой ВВ перед ДВ и отрывают его от металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордонолов Ю. А., Шихвердиев Р. М. Расчет давления на поверхности пластины, метаемой продуктами взрыва при скользящей детонации // ФГВ.— 1990.— 26, № 2.— С. 123.
2. Митрофанов В. В. Детонационные волны в гетерогенных средах.— Новосибирск: НГУ, 1989.
3. Дубнов Л. В., Бахаревич Н. С., Романов А. И. Промышленные взрывчатые вещества.— М.: Недра, 1988.— С. 84—133.
4. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С., Бойко Н. М. Критический диаметр стационарной детонации высокоплотных ВВ. Влияние оболочки // ФГВ.— 1983.— 19, № 4.— С. 120.
5. Штерцер А. А., Пятин С. А. Нанесение покрытий из быстрозакаленных гранул с использованием комбинированных зарядов // Int. Seminar on High Energy Working of Rapidly Solidified Materials.— Новосибирск, 1988.— С. 66.
6. Ставер А. М., Кузьмин Г. Е., Нестеренко В. Ф. Экспериментальное исследование ударных волн в пористых средах // 2-е совещание по обработке материалов взрывом.— Новосибирск, 1981.— С. 150.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 20/VII 1992,
после доработки — 30/X 1992

УДК 534.222.2

В. С. Лановец, В. А. Левин, Н. К. Рогов, Ю. В. Туник, К. Н. Шамшев

РАЗЛЕТ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВВ С ТВЕРДОФАЗНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Численно исследуется разлет продуктов детонации заряда конденсированной взрывчатки, имеющего форму шара и содержащего равномерно распределенные по объему химически инертные твердофазные частицы. Расчеты выполнены на основе двухскоростной и двухтемпературной модели проникающих континуумов, один из которых представляет собой газообразные продукты детонации ВВ или газ атмосферы, а другой — среду, соответствующую химически нейтральным тяжелым частицам.

Рассматривается разлет продуктов детонации (ПД) заряда конденсированной взрывчатки, имеющего форму шара радиуса R_* и содержащего равномерно распределенные по объему химически инертные твердофазные частицы. Детонация инициируется в центре и распространяется к периферии заряда.

Детонационная волна считается бесконечно тонкой. В соответствии с [1] предполагается также, что ПД представляют собой совершенный

© В. С. Лановец, В. А. Левин, Н. К. Рогов, Ю. В. Туник, К. Н. Шамшев, 1993.

газ с показателем адиабаты γ_1 , который вычисляется по его плотности ρ [г/см³] [2]: $\gamma_1 = 1 + \frac{0,09 + 2\rho^2}{0,3 + \rho^2}$. Вязкость и теплопроводность газа λ учитываются только при расчете межфазного взаимодействия. Считается, что частицы имеют сферическую форму с диаметром d , а внутреннее состояние описывается температурой T_s , постоянной внутри каждой из них, по отличной в общем случае от температуры газа T .

При выходе из заряда в атмосферу детонационная волна (ДВ) трансформируется в ударную. Следующая за ней поверхность контактного разрыва отделяет расширяющиеся газообразные продукты детонации от окружающего взрывчатку газа. Развитие взрыва при этом зависит, в частности, от свойств самого ВВ (его плотности ρ_0 , теплотворной способности Q), размера заряда, от общей массы инертных включений, размера частиц, истинной плотности ρ_s^0 и теплоемкости c_s их вещества.

В настоящей работе распространение детонации внутри взрывчатки и разлет ее продуктов в атмосфере исследуются численно на основе двухскоростной и двухтемпературной модели проникающих континуумов, один из которых представляет собой газообразные продукты детонации ВВ или газ атмосферы, а другой — среду, соответствующую химически нейтральным тяжелым частицам. Уравнения движения такой двухфазной среды за головной детонационной или ударной волной в случае, когда удельный объем диспергированной фазы мал по сравнению с удельным объемом газа, имеют вид [3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial nr^v}{\partial t} + \frac{\partial nvr^v}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_i r^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i ur^v}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial \rho_s r^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s vr^v}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial \rho_i ur^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u^2 r^v}{\partial r} &= - \left(f + \frac{\partial p}{\partial r} \right) r^v, \quad \rho_s \frac{dv}{dt} = f, \\ \frac{\partial \rho_i e_i r^v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u e_i r^v}{\partial r} &= - \left(p \frac{\partial u}{\partial r} - f(u-v) + q \right) r^v, \quad \rho_s \frac{de_s}{dt} = q, \\ f &= \frac{\rho_s (u-v)}{\tau_u}, \quad q = \frac{\rho_s c_s (T - T_s)}{\tau_\lambda}, \\ \tau_u &= \frac{4}{3} \frac{d\rho_s^0}{\rho_i |u-v| c_d}, \quad \tau_\lambda = \frac{d^2 \rho_s^0 c_s}{6Nu\lambda_i}, \\ e_i &= \frac{1}{(\gamma_i - 1)} \frac{p}{\rho_i}, \quad e_s = c_s T_s, \quad p = \frac{R}{\mu_i} \rho_i T, \\ \mu_i &= \frac{\mu_i^0}{1 + \beta_i}, \quad \beta_2 = 0, \quad \beta_1 = 4\bar{\rho}_1 \end{aligned}$$

($\bar{\rho}_1$ численно совпадает с величиной ρ_1 [г/см³] [2]). Здесь p , ρ_i , u , e_i , μ_i , γ_i — давление, плотность, скорость, внутренняя энергия, молекулярный вес, показатель адиабаты и теплопроводность газообразных продуктов детонации ВВ ($i=1$) и атмосферного газа ($i=2$); n , v , c_s — концентрация, скорость и теплоемкость частиц; ρ_s , e_s — массовая плотность и внутренняя энергия диспергированной фазы; v — параметр симметрии пространства; $v=0, 1, 2$ соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев. Зависимости коэффициента межфазного трения C_d и числа Нуссельта Nu от чисел Маха M_{12} и Рейнольдса Re_{12} относительного движения фаз ($M_{12}^2 = (u-v)^2 / (\gamma p / \rho)$ и $Re_{12} = \rho |u-v| d / \eta$) заимствованы из [4, 5].

В начальный момент ($t=0$) частицы считаются неподвижными $v=0$ и холодными $T_s=T_0$, их концентрация постоянна во всем объеме заряда ($n=n_0$). Окружающее пространство не содержит частиц. В близкой постановке в [6] рассматривалась задача о разлете сжатого объема газозвеси.

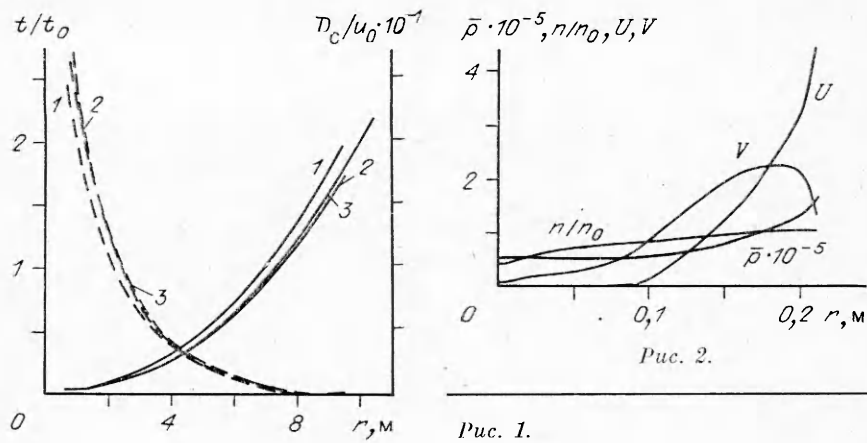


Рис. 1.

В основе численной схемы — метод С. К. Годунова [7] с выделением головного скачка и контактной поверхности, развитый для использования в случае двухфазной среды [8]. Расчеты проводились при следующих фиксированных значениях параметров: $\nu = 2$, $\rho_{10} = \rho_1(r)|_{t=0} = 1500 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{20} = \rho_2(r)|_{t=0} = 1 \text{ кг/м}^3$, $R_* = 0,5 \text{ м}$, $T_0 = 293 \text{ К}$, $\gamma_1 = 2,8$, $\gamma_2 = 1,4$, $c_s = 1700 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\mu_1 = \mu_2 = 30$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 2,44 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T}{273}\right)^{0,82} \times H/(c \cdot \text{К})$, $\eta_i = \frac{\lambda_i \text{Pr}}{\varepsilon \rho_i} = \frac{\gamma_i R_0}{\gamma_i - 1 \mu_i}$, $\text{Pr} = 0,75$, $d = 5 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, массовая плотность твердой инертной фазы $\rho_{s0} = 150 \div 750 \text{ кг/м}^3$ и истинная плотность частиц $\rho_s^0 = 2700 \div 5000 \text{ кг/м}^3$. Скорость детонации $D_j = 5900 \text{ м/с}$ определяется тепловыделением $Q = 4,2 \text{ МДж/кг}$.

На рис. 1 штриховыми линиями представлено изменение безразмерной скорости контактной поверхности $D_c = D_c/u_0$ ($u_0 = R_0/\mu_2 \cdot T_0 = 293 \text{ м/с}$) и траектории головного скачка при $\rho_{s0} = 500 \text{ кг/м}^3$, $d = 10^{-4} \text{ м}$; 1 — $d = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, 2 — $d = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, 3 — соответствует отсутствию частиц при $\rho_s^0 = 3250 \text{ кг/м}^3$ ($t_0 = 1/u_0$).

На рис. 2 представлены распределения давления $P = p/\rho_0$, концентрации частиц n/n_0 , а также безразмерных скоростей фаз U и V ($U = u/u_0$, $V = v/u_0$) при подходе детонации к границе заряда при $\rho_{s0} = 500 \text{ кг/м}^3$, $\rho_s^0 = 3250 \text{ кг/м}^3$, $d = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$. Давление за детонационной волной достигает 16,5 ГПа, вовлекаемые в движение частицы приобретают высокую скорость и группируются в области, примыкающей к лидирующему фронту.

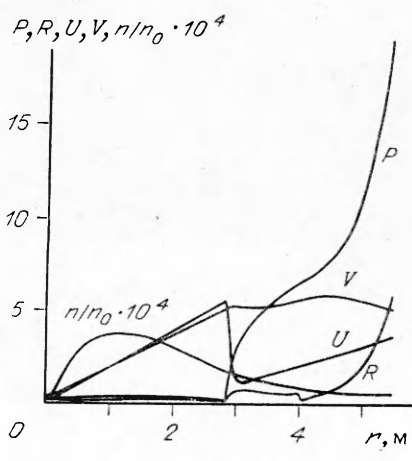


Рис. 3.

При выходе волны в окружающую заряд атмосферу скорость частиц оказывается большей скорости контактного разрыва. Частицы обгоняют продукты детонационного горения (рис. 3), что на практике оказывает дестабилизирующее воздействие на контактную поверхность. Особенность течения при разлете ПД конденсированного ВВ — формирование внутренней ударной волны, распространяющейся по ПД к центру взрыва. В момент, когда головная УВ находится на расстоянии $r_w \sim 5,5$, ее расположение на рис. 3 определяется резким уменьшением скорости газообразных продуктов U , скачком давления и плотности $R = \rho/\rho_{20}$ в окрестности точки $r = 3 \text{ м}$. Между

центром и детонационной волной формируется обширная область разрежения. Контактная поверхность фиксируется скачком плотности газовой фазы в точке $r=r_c-4$ м. Разлет ПД приводит к перераспределению твердофазных включений, значительная часть которых оказывается перед контактной поверхностью. Следует отметить, что в данном случае скорость этой части диспергированной фазы превышает не только скорость газа, но и лидирующей ВВ так, что некоторые частицы, получившие разгон в потоке за детонационной волной при выходе ее в окружающую заряд атмосферу, способны обогнать лидирующий фронт волны.

Интерес представляет изменение во времени относительного количества частиц, обгоняющих контактную поверхность

$$\frac{N_c}{N_0} = \int_0^t n(v - D_c) r^2 |_{r=r_c} 4\pi dt / N_0 = \int_0^{r_w} n \left(\frac{v}{D_w} - \frac{D_c}{D_w} \right) r^2 |_{r=r_c} 4\pi dr_w / N_0$$

и головную ударную волну

$$\frac{N_w}{N_0} = \int_0^t n(v - D_w) r^2 |_{r=r_w} 4\pi dt / N_0 = \int_0^{r_w} n \left(\frac{v}{D_w} - 1 \right) r^2 |_{r=r_w} 4\pi dr_w / N_0,$$

а также переносимый ими импульс

$$i_c = \int_0^t \rho_s v (v - D_c) r^2 |_{r=r_c} 4\pi dt = \int_0^{r_w} \rho_s v \left(\frac{v}{D_w} - \frac{D_c}{D_w} \right) r^2 |_{r=r_c} 4\pi dr_w,$$

$$i_w = \int_0^t \rho_s v (v - D_w) r^2 |_{r=r_w} 4\pi dt = \int_0^{r_w} \rho_s v \left(\frac{v}{D_w} - 1 \right) r^2 |_{r=r_w} 4\pi dr_w.$$

Здесь N_0 — общее количество тяжелых инертных частиц в заряде; D_c , D_w — скорости контактной поверхности и ударной волны.

Расчеты показывают, что D_c и D_w монотонно уменьшаются с увеличением ρ_{s0} , уменьшением d и истинной плотности ρ_s^0 , что связано с интенсификацией межфазного силового взаимодействия и, следовательно, ростом потерь импульса и энергии газовой фазы, так как при этом снижается характерное время выравнивания скоростей и растет сила f , тормозящая газ. Безразмерное отношение числа вынесенных частиц к их общему количеству N/N_0 практически не зависит от начальной плотности ρ_{s0} инертных включений, что может быть достаточно просто объяснено в случае слабого влияния диспергированной фазы на движение газа. При фиксированных d и ρ_s^0 время выравнивания скоростей фаз τ_u , а следовательно, и ускорение частиц dv/dt , приводящее к перераспределению относительной концентрации n/n_0 , не зависит от ρ_{s0} . Поэтому в выражении для N/N_0 значения всех подынтегральных функций мало меняются при изменении массового содержания частиц. В то же время переносимый с частицами импульс пропорционален ρ_s , поэтому величина $I_c = i_c / \rho_{s0} u_0$ монотонно растет вместе с ρ_{s0} .

Более сложное влияние на функции N/N_0 и I оказывают размер частиц и их истинная плотность ρ_s^0 , что связано с зависимостью силы f от d и ρ_s^0 через характерное время τ_u .

При очень больших размерах частиц или высокой плотности их вещества τ_u возрастает, т. е. частицы плохо разгоняются потоком, поэтому не могут обогнать толкающий газ. С другой стороны, при малых d и ρ_s^0 газозвесь становится практически равновесной по скоростям фаз, т. е. односкоростной, поэтому поток частиц через контактную поверхность отсутствует.

В рассматриваемом диапазоне размера d имеется значение, при котором в интервале $0,5 < t/t_0 < 1,4$ реализуется максимальный выход ча-

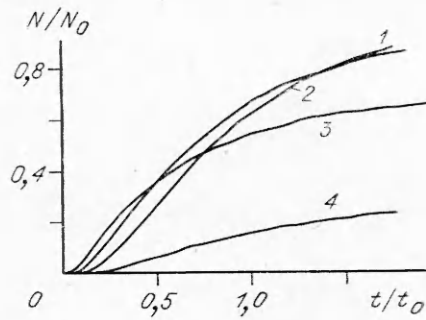


Рис. 4.

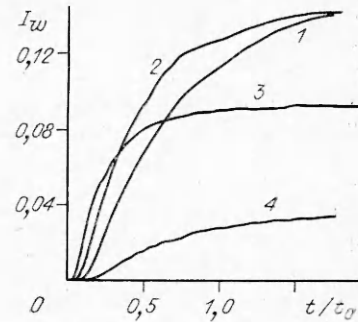


Рис. 5.

стиц (рис. 4, кривые 1—3 для $d = 5 \cdot 10^{-4}$, 10^{-4} , $5 \cdot 10^{-5}$ м соответственно). При наибольшем диаметре $d = 5 \cdot 10^{-4}$ м количество обгоняющих лидирующую ударную волну частиц достигает 20 % от их общего числа (см. рис. 4, 4), а связанный с ними импульс $I_w = i_w / \rho_{20} u_0$ (рис. 5, 4) составляет 25 % от импульса, переносимого через контактную поверхность I_c , который, как и отношение N_c/N_0 , немонотонно зависит от размера частиц (рис. 5, 1—3).

Аналогичное влияние на N_c/N_0 и I_c , но менее ярко выраженное в рассматриваемом диапазоне, оказывает истинная плотность твердой фазы ρ_s^0 .

Таким образом, с увеличением массового содержания инертных твердофазных включений до 1/3 массы конденсированного ВВ монотонно растет число частиц, обгоняющих контактную поверхность, а также переносимый ими импульс. Изменение размера частиц d от $5 \cdot 10^{-5}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ м и их истинной плотности ρ_s^0 от 2700 до 5000 кг/м³ оказывает немонотонное влияние на вынос частиц и их импульса из продуктов детонации ВВ; существуют оптимальные значения d и ρ_s^0 , обеспечивающие максимальный выброс твердофазных включений и их импульса. В определенном диапазоне параметров некоторые частицы, получившие разгон в потоке за детонационной волной в конденсированном ВВ, обгоняют не только продукты детонации, но и головную ударную волну, распространяющуюся перед ними.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
2. Брод Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. Сер. Новое в зарубежной науке. Механика.— М.: Мир, 1976.
3. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
4. Хендерсон С. В. Коэффициент сопротивления сферы в течениях разреженного газа и сплошной среды // РТК.— 1976.— 14, № 6.— С. 707.
5. Fox T. W., Racket C. W., Nicholls J. A. Shock wave ignition of magnesium powders // Proc. 11th Int. Shock Tubes and Wave Symp.— Seattle, 1978.— P. 262.
6. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Расчет разлета сжатого объема газозвеси // ПМТФ.— 1987.— № 5.— С. 139.
7. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отходящей ударной волной // ЖВММФ.— 1961.— 4, № 6.— С. 1020—1050.
8. Levin V. A., Wolanski P., Tunik Yu. V. Model matematyczny procesu wybuchu mieszaniny pylna powiet znej. Buletyn informacji technicznej. Kwartalnik komedy glownej strazy pozarnych.— Warszawa.— 1980.— № 3—4.

г. Москва

Поступила в редакцию 8/V 1991,
после доработки — 10/IV 1992