ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. 2814555 США/W. H. Rinkenbach, W. J. Caroll.— 1957.
2. Пат. 299960 Испания/H. M. Hurtado.— 1964.
3. Пат. 1014071 Великобритания/W. E. Gordon.— 1965.
4. Пат. 3166555 США/W. E. Gordon.— 1965.
5. Maranda A., Papinski A., Wlodarczyk E. // Biul. WAT.— 1988.— 37, N 6.
6. Бахман Н. П. // Докл. АН СССР.— 1961.— 137, 1141.
7. Боболев В. К., Карпухин И. А., Теселкин В. А. О механизме возбуждения взрыва ударом в смесях перхлората аммония с горючими добавками // ФГВ.— 1971.— 7, № 2.— С. 261—264.
8. Карпухин И. А., Боболев В. К., Балинец Ю. М. и др. О некоторых особенностях возбуждения взрыва ударом и детонационной способности смесей окислитель — горючее // ФГВ.— 1979.— 15, № 2.
9. Манелис Т. Б., Рубцов Ю. И., Раевский А. Б. Механизм термического разложения неорганических окислителей // ФГВ.— 1970.— 6, № 1.
10. Болдырев В. Б. Влияние дефектов в кристаллах на скорость термического разложения твердых веществ.— Томск: ТГУ, 1963

г. Варшава *Поступила в редакцию 3/X 1989, после доработки — 2/III 1990*

УДК 539.4 : 623.565

В. А. Одинцов

РАСШИРЕНИЕ ЦИЛИНДРА С ДОНЬЯМИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

Определены асимптотические скорости цилиндрической оболочки и ее доньев при равновесном расширении первоначально покоящихся продуктов детонации. Из баланса энергии при разлете получены аналитические выражения для скоростей, представляющие обобщения известных формул Покровского и Станюковича.

Известны асимптотические формулы Покровского — Джерни

$$v_0 = \frac{D}{2}\sqrt{\frac{\beta}{2+\beta}}$$

и Станюковича

$$v_0 = \frac{D}{2\sqrt{2}}\sqrt{\frac{3\beta}{3+\beta}}$$

($\beta - C/M$ — отношение масс ВВ и металла) для определения радиальной скорости бесконечно длинной оболочки без прочности, ускоряющейся под действием равновесно расширяющихся из состояния первоначального покоя продуктов детонации (ПД).

В том же предположении о равновесном расширении ПД, т. е. мгновенном выравнивании давления внутри оболочки, могут быть получены выражения для оболочки конечной длины L с массой M, имеющей донья (крышки) с массами m_1, m_2 и заряд ВВ массой C (рис. 1). Предполагается, что за время разгона заметного изменения конфигурации оболочки не происходит. В конце разгона оболочка приобретает радиальную скорость v_0, а донья — осевые скорости v_1, v_2.

Баланс энергии в конце разгона имеет вид

$$\frac{Mv_0^2}{2} + \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + W_r + W_z = CQ_v, \tag{1}$$

W_z, W_r — кинетическая энергия осевого и радиального движения ПД; Q_v — удельная теплота взрыва;

$$W_r = \int\limits_C \frac{u^2}{2}dC = \pi L\rho_0 \int\limits_0^{r_0} u^2(r)\, r dr = \zeta C v_0^2,$$

$$W_z = \int\limits_C \frac{u_z^2}{2}\,dC = \frac{\pi d^2 \rho_0}{8} \int\limits_0^L \left(\frac{v_2 + v_1}{L} z - v_1 \right)^2 dz = \frac{C}{6} \left(v_1^2 - v_1 v_2 + v_2^2 \right). \qquad (2)$$

Величина ζ определяется законом изменения радиальной компоненты скорости по радиусу $u(r)$ и составляет для линейного закона (Покровский — Джерни) 1/4, для параболического (Станюкович) — 1/6. В дальнейшем примем закон Покровского — Джерни:

$$W_r = Cv_0^2/4. \qquad (3)$$

Закон изменения осевой компоненты скорости ПД по координате z также примем в линейной форме

$$u_z = \frac{v_2 + v_1}{L} z - v_1.$$

Скорости v_1, v_2 взяты по модулю. Уравнение (1) с учетом (2) и (3) и с использованием известного соотношения $Q_v = D^2/16$ (при $k = 3$) [1] приобретает вид

$$\frac{Mv_0^2}{2} + \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + \frac{Cv_0^2}{4} + \frac{C}{6} \left(v_1^2 - v_1 v_2 + v_2^2 \right) = \frac{CD^2}{16} \qquad (4)$$

и содержит неизвестные величины v_0, v_1, v_2, для определения которых необходимо привлечь еще два уравнения. Последние можно получить из условия равенства удельных импульсов i (условия равновесности расширения ПД) на внутренней поверхности оболочки и доньев:

$$i = M'v_0 = m_1' v_1 = m_2' v_2.$$

Здесь $M' = \frac{M}{\pi d L}$, $m_1' = \frac{4m_1}{\pi d^2}$, $m_2' = \frac{4m_2}{\pi d^2}$ — удельные массы (массы, приходящиеся на единицу внутренней поверхности) соответственно для оболочки и обоих доньев. Для отношения удельных масс получаем

$$\mu_1 = \frac{m_1'}{M'} = 4\lambda_0 \frac{m_1}{M}, \quad \mu_2 = \frac{m_2'}{M'} = 4\lambda_0 \frac{m_2}{M},$$

где $\lambda_0 = L/d$ — удлинение заряда.

Определим отношения масс

$$m_1/M = \mu_1/4\lambda_0, \quad m_2/M = \mu_2/4\lambda_0, \qquad (5)$$

а скорости доньев найдем по выражениям

$$v_1 = v_0/\mu_1, \quad v_2 = v_0/\mu_2. \qquad (6)$$

Используя (4) — (6), получаем

$$v_0^2 \left[2 + \frac{1}{2\lambda_0 \mu_1} + \frac{1}{2\lambda_0 \mu_2} + \frac{2}{3} \beta \left(\frac{1}{\mu_1^2} - \frac{1}{\mu_1 \mu_2} + \frac{1}{\mu_2^2} \right) + \beta \right] = \frac{\beta D^2}{4},$$

откуда

$$v_0 = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\beta}{2 + \beta + \frac{1}{2\lambda_0} \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} \right) + \frac{2}{3} \beta \left(\frac{1}{\mu_1^2} - \frac{1}{\mu \mu_2} + \frac{1}{\mu_2^2} \right)}}. \qquad (7)$$

При жестких торцах (бесконечно больших массах доньев) $\mu \to \infty$, в результате чего получаем формулу Покровского — Джерни

$$v_0 = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\beta}{2 + \beta}}.$$

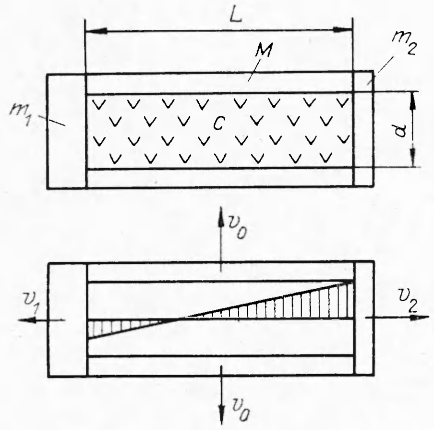

Рис. 1.

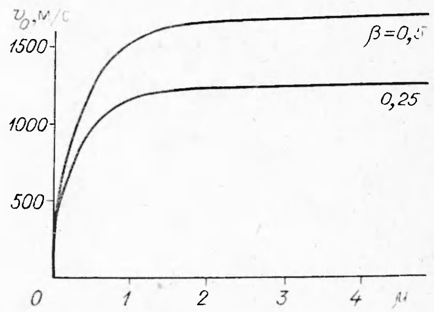

Рис. 2.

С уменьшением толщины доньев величина знаменателя в подкоренном выражении будет увеличиваться, а v_0 — уменьшаться. При доньях равной массы ($\mu_1 = \mu_2 = \mu$) (7) приобретает вид

$$v_0 = \frac{D}{2}\sqrt{\frac{\beta}{2+\beta+\frac{1}{\lambda_0\mu}+\frac{2}{3}\frac{\beta}{\mu^2}}}. \tag{8}$$

Относительные доли компонент энергии определяются выражениями

$$\overline{W}_0 = \frac{W_0}{CQ_v} = \frac{8}{\beta D^2}v_0^2, \quad \overline{W}_r = \frac{W_r}{CQ_v} = \frac{4}{D^2}v_0^2,$$

$$\overline{W}_1 = \frac{W_1}{CQ_v} = \frac{2}{\beta D^2\lambda_0\mu_1}v_0^2, \quad \overline{W}_z = \frac{8v_0^2}{3D^2}\left(\frac{1}{\mu_1^2} - \frac{1}{\mu_1\mu_2} + \frac{1}{\mu_2^2}\right),$$

$$\overline{W}_2 = \frac{W_2}{CQ_v} = \frac{2}{\beta D^2\lambda_0\mu_2}v_0^2.$$

В качестве примера рассмотрим оболочку с $\lambda_0 = 2$, наполненную ВВ, со скоростью детонации $D = 8000$ м/с. Изменение v_0 в зависимости от μ представлено в таблице и на рис. 2.

При $\mu \to 0$, т. е. при доньях нулевой массы (при открытых торцах заряда) $v_0 \to 0$. Этот теоретический результат не отвечает реальной физике процесса и объясняется особенностью принятой расчетной схемы — мгновенным выравниванием давления в объеме. Отсюда следует, что получаемые оценки будут справедливы при ограничении по величине μ ($\mu > \mu_*$).

Вообще из физических соображений очевидно, что схема равновесного расширения ПД приемлема для сравнительно коротких зарядов и не очень тонких доньев, для длинных зарядов — только при тяжелых доньях. Анализ имеющихся численных решений двумерных задач о разлете цилиндров с доньями (например, [2, 3]) показывает, что это условие приближенно имеет вид $\mu_{min} \geqslant \lambda_0/4$.

Для получения представлений о балансах энергии рассмотрим два примера при $\lambda_0 = 2$, $\beta = 0{,}25$, $D = 8000$ м/с.

β	v_0 (м/с) при μ, равном						
	∞	5	2	1	0,5	0,2	0
0,25	1333	1303	1255	1171	1010	670	0
0,50	1789	1750	1680	1549	1287	775	0

Для одинаковых доньев при $\mu = 1$ получим $v_0 = v_1 = v_2 = 1171{,}08$ м/с, $W_0 = 0{,}68571$, $W_r = 0{,}08571$, $W_1 + W_2 = 0{,}17142$, $W_z = 0{,}05714$. Общая относительная энергия осевого движения доньев и ПД составляет 0,22856, т. е. достаточно значительную часть энергии ВВ.

В случае $\mu_1 = 5$, $\mu_2 = 1$ получаем $v_0 = v_2 = 1219{,}42$ м/с, $v_1 = 243{,}88$ м/с. Относительная энергия тяжелого дна $W_1 = 0{,}01859$, т. е. составляет меньше 2 % полной энергии взрыва.

В заключение отметим, что использование схемы равновесного расширения ПД с линейным распределением скоростей, являющейся искусственной конструкцией, приводит к некоторым погрешностям принципиального характера. В частности, не выполняется строго закон сохранения количества движения в проекции на ось z:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 + \frac{\pi d^2}{4} \rho_0 \int_0^L \left(\frac{v_2 + v_1}{L} z - v_1 \right) dz = 0,$$

после интегрирования

$$m_1 v_1 = m_2 v_2 + \frac{C}{2} (v_1 - v_2). \tag{9}$$

Выше показано, что условие равновесного расширения ПД приводит к соотношению другого вида

$$m_1 v_1 = m_2 v_2. \tag{10}$$

Уравнения (9), (10) совпадают только при равных $m_1 = m_2$, когда $v_1 = v_2$ или при $C \to 0$. Чем больше отношение масс, тем менее точно выполняется соотношение (10).

При расчете некоторой реальной конфигурации с оболочкой и доньями в условиях скользящей детонации и торцевых разгрузок ПД величина радиальной скорости оболочки, рассчитанная по (7), должна рассматриваться как средняя величина, определяемая при заданном законе $v(z)$ изменения скорости по длине оболочки с помощью выражения

$$v_0 = \frac{1}{L} \int_0^L v(z)\, dz.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. **Физика** взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
2. **Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А.** Расширение толстостенной оболочки под действием взрывной нагрузки // Изв. АН СССР. Мех. тверд. тела.— 1975.— № 5.— С. 161—168.
3. **Одинцов В. А., Селиванов В. В., Мороз Н. Ю., Агурейкин В. А.** Разрушение цилиндров при внутреннем импульсном нагружении: Сб. докл. II респ. семинара «Динамическая прочность и трещиностойкость конструкционных материалов».— Киев, 1988.— С. 151—156.

г. Москва *Поступила в редакцию 26/III 1990, после доработки — 5/VI 1990*

УДК 621.7.044.2 : 621.762.4.01

В. А. Батырев, О. Г. Епанчинцев, В. Ф. Нестеренко, С. А. Першин, Н. С. Цикунов, В. К. Бушуева, И. А. Орлова

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ВТСИ-КЕРАМИКИ СИСТЕМЫ Y—Ba—Cu—O ПОСЛЕ ВЗРЫВНОГО КОМПАКТИРОВАНИЯ

Исследованы структуры и свойства прессовок из ВТСП-материалов системы Y — Ba — Cu — O, изготовленных методом взрывного компактирования по осесимметричной схеме при технологическом давлении 2,2 и 6,5 ГПа. Установлено,