9. **Чепмен С., Каулинг Т.** Математическая теория неоднородных газов.— М.: ИЛ, 1960.
10. **Kestin J., Khalita H. E., Wakeham W. A.** The viscosity and diffusion coefficients of the binary mixtures of xenon with other noble gases // Physica.— 1978.— V. 90A, N 2.
11. **Center R. E.** Measurement of shock-wave structure in helium — argon mixtures // Phys. Fluids.— 1967.— V. 10, N 8.
12. **Harnett L. N., Muntz E. P.** Experimental investigation of normal shock wave velocity distribution functions in mixtures of argon and helium // Phys. Fluids.— 1972.— V. 15, N 4.
13. **Григорьев Ю. Н., Иванов М. С.** Метод Монте-Карло и структура ударной волны для бинарной смеси газов // ЧММСС.— 1977.— Т. 8, № 6.
14. **Sherman F. S.** Shock-wave structure in binary mixtures of chemically inert perfect gases // J. Fluid Mech.— 1960.— V. 8, pt 3.
15. **Бочкарев А. А., Ребров А. К., Тимошенко Н. И.** Структура ударной волны в смеси Ar—He // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1976.— № 3, вып. 1.
16. **Abe K., Oguchi H.** Shock wave structure in binary gas mixtures // Rarefied Gas Dynamics.— N. Y.; L.: Acad. Press, 1969.— V. 1.
17. **Schmidt B., Seiler F., Worner M.** Shock structure near a wall in pure inert gas and in binary inert-gas mixtures // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 143.— P. 305.
18. **Bird G. A.** The structure of normal shock waves in a binary gas mixture // J. Fluid Mech.— 1968.— V. 31, N 4.
19. **Bird G. A.** Shock wave structure in gas mixtures // Rarefied Gas Dynamics.— Tokyo: University of Tokyo Press, 1984.— V. 1.
20. **Руев Г. А., Фомин В. М.** Структура ударной волны в бинарной смеси вязких газов // ПМТФ.— 1984.— № 5.

г. Новосибирск

Поступила 30/XI 1987 г.,
в окончательном варианте — 17/II 1988 г.

УДК 534.222.2+539.375

С. П. Киселев, В. М. Фомин

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛЕТА ОБОЛОЧКИ С УЧЕТОМ РАЗРУШЕНИЯ И ИСТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ МЕЖДУ ОСКОЛКАМИ

Теоретическому изучению разлета оболочки под действием продуктов детонации посвящено большое число работ [1—13]. Несмотря на это, вопрос о влиянии разрушения на максимальную скорость оболочки до сих пор остается невыясненным. В данной работе предложена математическая модель, учитывающая разрушение и истечение продуктов детонации между осколками. Показано, что при осевой детонации учет разрушения приводит к уменьшению максимальной скорости оболочки на 20—30 % по сравнению со случаем без разрушения.

1. Рассмотрим цилиндрическую оболочку с внутренним радиусом a^0, внешним b^0 и толщиной H. Внутри оболочки находится заряд взрывчатого вещества, вне оболочки — воздух. После выхода детонационной волны на внешнюю поверхность оболочки она начинает быстро расширяться. В оболочке и продуктах детонации (ПД) наблюдается сложная ударно-волновая картина, условно изображенная на рис. 1 ломаными линиями. Здесь область D_1 занимают ПД, D_2 — сплошная оболочка, D_3 — разрушенная оболочка, D_4 — воздух, Γ_1 — границы разрушенной оболочки, на которых имеет место комбинированный разрыв (КР), Γ_2 —контактный разрыв ПД — воздух, Γ_3 — ударная волна в воздухе. До разрушения оболочка описывается уравнениями идеальной упругопластической среды [14]

$$(1.1)\qquad \rho_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} = -\frac{\partial p_2}{\partial r} + \frac{\partial S_1}{\partial r} + (k-1)\frac{(S_1 - S_2)}{r}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u_2,$$
$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \rho_2 \frac{\partial u_2}{\partial r} + (k-1)\frac{\rho_2 u_2}{r} = 0,$$
$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} - \frac{p_2}{\rho_2^2}\frac{\partial \rho_2}{\partial t} - \left(S_1 \frac{\partial u_2}{\partial r} + (k-1) S_2 \frac{u_2}{r}\right)/\rho_2 = 0,$$
$$p_2 = (\gamma_2 - 1)\rho_2\varepsilon_2 + c_0^2(\rho_2 - \rho_2^0),$$

$$\frac{\partial S_1'}{\partial t} = 2\mu\left(\frac{\partial u_2}{\partial r} + \frac{1}{3\rho_2}\frac{\partial \rho_2}{\partial t}\right),$$

$$\frac{\partial S_2'}{\partial t} = 2\mu\left(\frac{u_2}{r} + \frac{1}{3\rho_2}\frac{\partial \rho_2}{\partial t}\right), \quad S_1' + S_2' + S_3' = 0,$$

$$S_i = \begin{cases} S_i', (S_1')^2 + (S_2')^2 + (S_3')^2 \leqslant \frac{2}{3} Y^2, \\ \sqrt{2/3}\, S_i' Y / \sqrt{(S_1')^2 + (S_2')^2 + (S_3')^2}, \end{cases} \quad \sigma_i = S_i - p,$$

где u_2, ρ_2, p_2, ε_2, S_i, σ_i, c_0, Y, μ — скорость, плотность, давление, удельная внутренняя энергия, компоненты девиатора и полного тензора напряжений, скорость звука, предел текучести и модуль сдвига оболочки; $k = 1, 2, 3$ — параметр симметрии. ПД и воздух в областях D_1, D_4 описываются уравнениями идеального газа с $\gamma = 3$ для ПД и $\gamma = 1{,}4$ для воздуха [1]:

$$\text{(1.2)} \qquad \rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial r}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u_1, \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial r} + (k-1)\frac{\rho_1 u_1}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} - \frac{p_1}{\rho_1^2}\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = 0, \quad p_1 = (\gamma_1 - 1)\rho_1\varepsilon_1$$

(u_1, ρ_1, ε_1, p_1 — скорость, плотность, удельная внутренняя энергия, давление газа и ПД). Уравнения (1.1), (1.2) справедливы до момента разрушения t^*, который определялся из известного критерия Тейлора [2—4], согласно которому оболочка считается разрушенной, если в ней всюду действуют растягивающие напряжения $\sigma_2 > 0$. Разрушение происходит путем хрупкого отрыва (радиальными трещинами) на ряд осколков, число которых может быть найдено из полуэмпирических формул [10, 11]. Для рассмотренных в данной работе скоростей движения оболочек их число было порядка 60. В области D_3 разрушенная оболочка моделировалась несжимаемым пористым поршнем:

$$\text{(1.3)} \qquad \frac{d\langle u_2\rangle}{dt} = (p^+ - p^-)/(\rho_{22}h), \quad \frac{d\langle r_2\rangle}{dt} = \langle u_2\rangle,$$

$$p^{\pm} = p_1(\langle r_2\rangle \mp h/2), \; \rho_{22} = \mathrm{const}, \; m_2^* = (\langle r_2\rangle(t^*)/\langle r_2\rangle(t))^{(k-1)},$$

$$m_1^* = 1 - m_2^*,$$

где $\langle u_2\rangle$, $\langle r_2\rangle$, h, ρ_{22} — скорость, координата, толщина и истинная плотность поршня; $p^{\pm}$ — давление ПД слева и справа от поршня; m_1^*, m_2^* — минимальная пористость и максимальная объемная концентрация частиц в поршне. Скачок пористости на входе и выходе из пористого поршня размазывался, так что

$$\text{(1.4)} \qquad m_2(t, r) = \begin{cases} m_2^*(t)\dfrac{r + h' - \langle r_2\rangle}{h' - l}, & \langle r_2\rangle - h' \leqslant r \leqslant \langle r_2\rangle - l, \\ m_2^*(t), & \langle r_2\rangle - l < r < \langle r_2\rangle + l, \\ m_2^*(t)\dfrac{h' + \langle r_2\rangle - r}{h' - l}, & \langle r_2\rangle + l < r < \langle r_2\rangle + h' \end{cases}$$

($l = h/4$, $h' - l = h/4$ — ширина размазки). Физически это означает, что каждая пора моделируется соплом с кусочно-линейным профилем. Отметим, что при выполнении неравенства $h' - l \ll \langle r_2\rangle$ ширина размазки не влияет на течение ПД вне пористого поршня. Начальные условия для системы (1.3) при $t = t^*$ находятся по формулам

$$\langle u_2\rangle = \int_{a(t^*)}^{b(t^*)} u_2\rho_2 r\,dr \Bigg/ \int_{a(t^*)}^{b(t^*)} \rho_2 r\,dr, \quad \langle r_2\rangle = (a(t^*) + b(t^*))/2.$$

Уравнения для ПД в пористом поршне получены из полной системы урав-

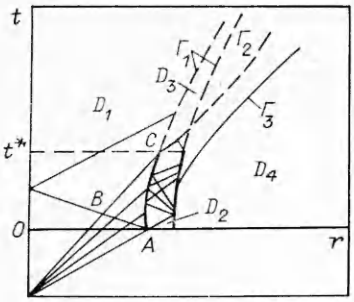

Рис. 1

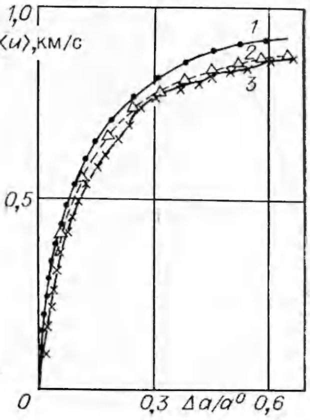

Рис. 2

нений, описывающей течение газа в области КР [12], и имеют вид

$$(1.5)\quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho_1 u_1) + (k-1)\frac{\rho_1 u_1}{r} = 0, \quad \rho_1 = \rho_{11} m_1,$$

$$\rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(p_1 m_1) = p^{\sigma}\frac{\partial m_1}{\partial r}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u_1, \quad m_1 + m_2 = 1,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + p_1 \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho_{11}}\right) = (\langle u_2\rangle - u_1)\left(\frac{p^{\sigma} - p_1}{\rho_1}\right)\frac{\partial m_1}{\partial r},$$

$$p^{\sigma} = \begin{cases} p_1, & \left(\dfrac{\partial m_1}{\partial r} < 0,\ \mathrm{M}_{12} < 1,\ \dfrac{\partial m_1}{\partial r} > 0,\ \mathrm{M}_{12} > 1\right), \\ p^{-}, & \left(\dfrac{\partial m_1}{\partial r} > 0,\ \mathrm{M}_{12} < 1\right), \quad \mathrm{M}_{12} = |u_1 - \langle u_2\rangle|/c_0, \quad c_0 = \sqrt{\gamma_1 p_1/\rho_{11}}. \end{cases}$$

Здесь $m_2(t, r)$ определяется из (1.4), $\langle u_2\rangle$ — из (1.3); M_{12} — число Маха; ρ_{11} — истинная плотность газа. Для системы уравнений (1.1)—(1.5) ставится задача в области $0 \leqslant t < +\infty$, $0 \leqslant r < +\infty$ с начальными условиями $u_1 = u_1(r)$, $\rho_1 = \rho_1(r)$, $\varepsilon_1 = \varepsilon(r)$, $0 \leqslant r < a^0$, $u_2 = 0$, $\rho_2 = \rho_2^0$, $\varepsilon_2 = 0$, $\sigma_i = 0$, $a^0 < r < b^0$, $u_1 = 0$, $\rho_1 = \rho_1^0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_1^0$, $r > b^0$, граничным условием $u_1(r = 0) = 0$. На контактных разрывах выполняется равенство скоростей и нормальных напряжений. Решение системы уравнений (1.1)—(1.5) при заданных начальных и граничных условиях находится численно по явной схеме «крест» [13, 14] с первым порядком точности $O(\tau, \Delta h)$ (τ, Δh — шаги по времени и пространству).

2. Рассмотрим два примера разлета оболочки в режиме мгновенной детонации при отсутствии воздуха ($\rho_1^0 = 0$).

Пример 1. Тестовый расчет разлета алюминиевой оболочки до момента ее разрушения. Характеристики материала оболочки: $\rho_2^0 = 2{,}7$ г/см³, $\gamma_2 = 2{,}18$, $\mu = 0{,}25 \cdot 10^2$ ГПа, $Y = 0{,}3$ ГПа, толщина оболочки $h = 0{,}26$ см. ПД с параметрами $\gamma_1 = 3$, $\rho^0 = 0{,}68$ г/см³, $\varepsilon^0 = 4{,}2$ кДж/г находятся в цилиндре радиусом $a^0 = 0{,}36$ см, при этом $\beta = 0{,}127$, где $\beta = m/M$, m — масса ПД, M — масса оболочки. На рис. 2 приведена зависимость скорости оболочки от относительного радиуса $\langle u\rangle(\Delta a/a^0)$. Кривые *1*, *2* описываются уравнением (2.1) из [2] без учета ($Y = 0$) и с учетом ($Y \neq 0$) прочности, а *3* соответствует численному расчету.

В наших обозначениях

$$(2.1)\quad \langle u\rangle = D\sqrt{\frac{\beta}{8}\left(1 - (a^0/a)^4\right) - \frac{2Y}{\rho^0 D^2}\ln(a/a^0)}, \quad D = \sqrt{8(\gamma_1^2 - 1)\varepsilon^0}$$

(D — скорость детонационной волны). Как следует из рис. 2, рассчитанное значение скорости оболочки достаточно хорошо описывается аналитической зависимостью $\langle u\rangle(a/a^0)$, полученной для несжимаемой идеально пластической оболочки.

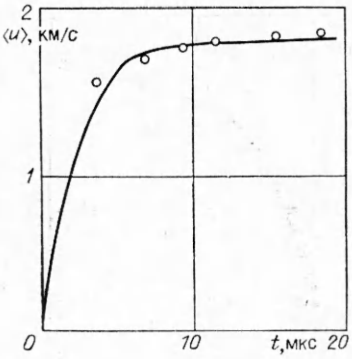

Рис. 3

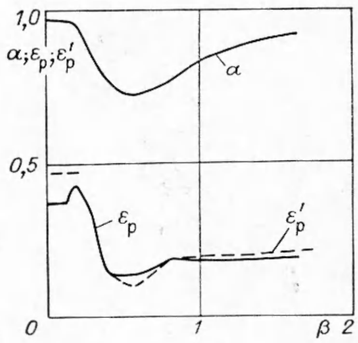

Рис. 4

Пример 2. Разлет медной цилиндрической оболочки под действием ПД, образовавшихся после детонации октогена. Эта задача изучалась экспериментально [9]. Оболочка представляла собой длинную тонкую трубку с $a^0 = 1{,}27$ см, $b^0 = 1{,}53$ см и длиной $L = 30$ см. Детонация инициировалась с одного конца, а регистрация скорости расширения оболочки производилась в среднем сечении на расстоянии 15 см от конца трубки. В данном случае можно пренебречь влиянием истечения ПД через торцевую поверхность трубки на скорость ее расширения в среднем сечении. Это позволяет сравнить полученную экспериментально и рассчитанную зависимости скорости разлета оболочки от времени. На рис. 3 показана зависимость $\langle u \rangle(t)$ для случая, когда ПД образованы октогеном с параметрами $\gamma_1 = 3$, $\rho^0 = 1{,}89$ г/см^3, $\varepsilon^0 = 5$ кДж/г, характеристики оболочки (медь): $\rho_2^0 = 8{,}93$ г/см^3, $c_0 = 3{,}93$ км/с, $\gamma_2 = 2{,}69$, $\mu = 0{,}39 \cdot 10^2$ ГПа, $Y = 1{,}8$ ГПа, $\beta = 0{,}5$. Кривая соответствует нашему расчету, точки — экспериментам [9]. Оболочка разрушается в момент $t^* = 6$ мкс, после чего имеет место интенсивное истечение ПД в режиме запирания потока в каналах пористого поршня [12, 15]. В минимальном сечении (минимум m_1) $\mathrm{M}_{12} = 1$, слева $\mathrm{M}_{12} < 1$, справа $\mathrm{M}_{12} \gg 1$, $u_1 - \langle u_2 \rangle > 0$. Учет разрушения и истечения ПД приводит к небольшому (на 5—6 %) уменьшению максимальной скорости оболочки по сравнению со случаем без разрушения. Было проведено шесть расчетов для различных параметров ПД, отвечающих [9], и получено хорошее совпадение с экспериментом по зависимости скорости оболочки от времени $\langle u \rangle(t)$.

3. Рассмотрим разлет медной оболочки в режиме, когда детонация инициирована на оси. Характеристики материала оболочки и геометрические параметры задачи те же, что и в примере 2. ПД образованы при детонации октогена с добавками: $\rho^0 = 1{,}862$ г/см^3, $D = 8{,}82$ км/с [1]. Начальные условия для ПД определялись путем численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений (5.151), (5.152) из [1], описывающей соответствующее автомодельное решение. В данной постановке изучено влияние разрушения оболочки на скорость и степень отбора оболочкой энергии ПД. Расчеты проводились при нескольких значениях β, варьировалась толщина оболочки. Для каждого β рассчитывалась среднемассовая скорость оболочки с разрушением v_p и без разрушения v_0 на момент $t = 20$ мкс. К этому моменту времени оболочка успевает набрать максимальную скорость. Составим отношение $\alpha = v_p/v_0$ и построим α как функцию β (рис. 4). Оказывается, что на интервале $0{,}3 < \beta < 1$ имеется провал в α от 0,97 до 0,73. Таким образом, разрушение оболочки и истечение ПД между осколками приводит на этом интервале к существенному уменьшению скорости оболочки и степени отбираемой энергии $\varphi = Mu^2/(2m\varepsilon^0) = 8u^2/(\beta D^2)$.

На рис. 5 представлена зависимость $\varphi(\beta)$: $\varphi_0(\beta)$ для оболочки без разрушения и $\varphi_p(\beta)$ при разрушении. Видно, что пик кривой $\varphi_0(\beta)$ в точке $\beta = 0{,}4$ совершенно исчезает в случае разрушаемой оболочки. Причина сильного провала на кривой $\alpha(\beta)$ состоит в том, что при увеличении β от

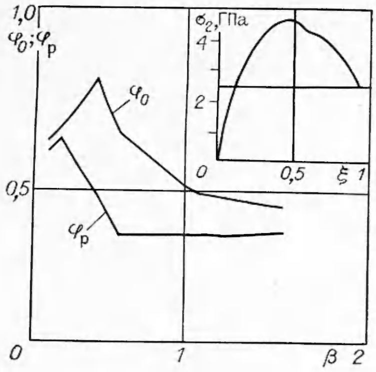

Рис. 5

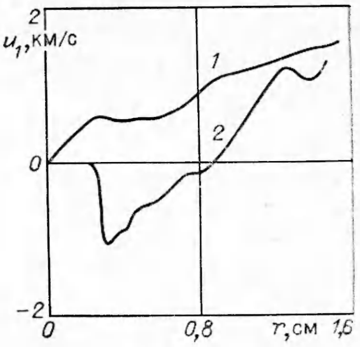

Рис. 6

0,2 до 0,4 резко падает (более чем в 2 раза) критическая деформация ε_p, которая находилась по формуле $\varepsilon_p = (a^+ - a^0)/a^0$ (a^+ — внутренний радиус оболочки, при котором происходит ее разрушение). Вместе с $\varepsilon_p(\beta)$ сильно уменьшается время разрушения. Так, при $\beta < 0{,}2$ характерное время разрушения $t^* \simeq 7$—8 мкс, а на интервале $0{,}3 < \beta < 1{,}66$ $t^* \simeq$ $\simeq 1{,}3$—2 мкс. В области $\beta > 0{,}6$ происходит увеличение $\alpha(\beta)$, связанное с тем, что оболочка успевает набрать достаточно большую скорость, прежде чем произойдет ее разрушение. При этом $\varepsilon_p(\beta)$ остается практически постоянной. Уменьшение $\varepsilon_p(\beta)$ при $0{,}3 < \beta < 0{,}4$ связано с волновыми процессами в ПД. При $\beta < 0{,}2$ отраженная от оболочки ударная волна успевает отразиться от оси и догнать оболочку, прежде чем произойдет ее разрушение. Поэтому в разгоне оболочки участвует вся область, занятая ПД. При $\beta > 0{,}4$ оболочка разрушается раньше, чем отраженная от центра ударная волна догонит оболочку, и в ее разгоне участвует лишь часть ПД, прилегающих к ее поверхности. После разрушения оболочки вследствие истечения ПД и падения давления ускорение оболочки практически прекращается. При разгоне сплошной оболочки отраженная ударная волна догоняет оболочку, и это приводит к ее дополнительному ускорению.

На рис. 6 приведены распределения скорости $u_1(r)$ в ПД для $\beta =$ $= 0{,}57$ на момент разрушения (кривая *1* — мгновенная детонация, *2* — осевая). При мгновенной детонации в разгоне оболочки участвует вся область ПД ($u_1 > 0$), а при осевой — лишь часть ПД, лежащая в слое 0,9 см $< r <$ 1,44 см. В слое 0,25 см $< r <$ 0,9 см ПД движутся к оси заряда ($u_1 < 0$), а в слое $0 < r <$ 0,25 см ПД покоятся ($u_1 = 0$). Из данного анализа следует, что ε_p, α зависят от формы импульса давления в ПД и характеристик материала оболочки. Так, при мгновенной детонации $\varepsilon_p =$ $= 0{,}37$, $\alpha = 0{,}89$, а при осевой $\varepsilon_p = 0{,}14$, $\alpha = 0{,}72$, в обоих расчетах $\beta =$ $= 0{,}57$. Отметим, что в этих случаях существенно различаются волновые картины не только в ПД (рис. 6), но и в оболочке. При мгновенной детонации зависимость $\sigma_2(r)$ хорошо аппроксимируется линейной функцией, достигающей максимума на внешней поверхности оболочки [2]. Для осевой детонации эта зависимость сильно отличается от линейной.

На рис. 5 представлена зависимость $\sigma_2(\xi)$ на момент $t = t^*$ ($\beta = 0{,}57$) ($\xi = (r - a)/h$). Максимум $\sigma_2(\xi)$ достигается внутри оболочки и более чем в 2 раза превышает предел текучести Y и разрушающее напряжение σ_p [1]. В предложенной модели пренебрегалось отколами в оболочке под действием радиальных растягивающих напряжений [1]. Это связано с тем, что основное влияние на разрушение цилиндрической оболочки оказывают волновые процессы в ПД и предел текучести материала оболочки. Поэтому влияние откольных процессов на разрушение оболочки, по-видимому, будет мало.

4. Дадим теоретические оценки критической деформации и скорости оболочки при осевой детонации для произвольных β. В случае малых β

скорость оболочки может быть рассчитана по (2.1) без учета прочности ($Y = 0$), а $\varepsilon_р$ — по уравнению [2]

$$a^+/a^0 = (p_0/Y)^{1/(2\gamma_1)},\quad p_0 = p_н/2,\quad \varepsilon_р = (a^+ - a^0)/a^0. \tag{4.1}$$

Формулы (2.1), (4.1) получены в приближении мгновенной детонации, поэтому, как это следует из расчетов, они справедливы для $\beta < 0{,}2$. При $\beta \geqslant 0{,}4$ становятся существенными волновые явления в ПД, для описания которых воспользуемся аналитическим решением о разгоне несжимаемого поршня детонационной волной в плоском случае [1]. Ясно, что для цилиндрической оболочки решение будет приближенным, тем не менее приближение в данном случае оказывается достаточно хорошим. Во-первых, это связано с тем, что распределения параметров ПД за фронтом детонационной волны в плоском и цилиндрическом случае близки между собой. Во-вторых, из расчетов следует, что относительное расширение оболочки до разрушения мало ($\varepsilon_р \leqslant 0{,}2$), поэтому мало и соответствующее изменение инварианта Римана. Согласно [1], для цилиндрического случая и $\gamma_1 = 3$ имеем $d(u_1 + c) = -(u_1 c/r)dt$, отсюда в области ABC вдоль характеристики $dr = (u + c)dt$ получим $|\Delta(u_1 + c)/(u_1 + c)| \leqslant \langle u\rangle \Delta t/r \simeq \varepsilon_р \ll 1$. Прежде чем воспользоваться решением из [1], необходимо отметить, что отражение детонационной волны происходит не от жесткой стенки, а от медной оболочки, и давление в отраженной волне увеличивается в 1,56 раза. С учетом этого обстоятельства и цилиндрической симметрии задачи формулы из [1] перепишутся в виде

$$\begin{gathered} c = a^0\theta/t,\ \theta = (1 + 2\eta(1 - a^0/Dt))^{-1/2}, \\ a = Dt(1 - (1 - \theta)/\eta\theta), \\ \langle u\rangle = D(1 - (1 - \theta)/\eta\theta) - a^0\theta/t,\ \eta = k\beta/2, \\ p = kp_н(c/D)^3,\ p_н = \rho_0 D^2/(\gamma_1 + 1), \end{gathered} \tag{4.2}$$

где c, p — скорость звука и давление на поверхности оболочки; $\langle u\rangle$, a — скорость и координата оболочки; k — коэффициент отражения ударной волны. Момент разрушения оболочки определяем из условия Тейлора $p = Y$. Отсюда, используя (4.2), найдем

$$kp_н(a^0/Dt')^3/(1 + 2\eta(1 - a^0/Dt'))^{3/2} = Y\quad (t' = t^* + a^0/D).$$

Разрешая это уравнение относительно t', получим

$$t' = \frac{a^0}{D}\Big/\left(\sqrt{\eta^2\zeta^{4/3} + (1 + 2\eta)\,\zeta^{2/3}} - \eta\zeta^{2/3}\right)\quad (\zeta = Y/kp_н). \tag{4.3}$$

По формулам (4.1)—(4.3) для нескольких значений β были вычислены критическая деформация $\varepsilon_р'$ и скорость оболочки $\langle u\rangle$. Для оболочек с $\beta < 0{,}2$ $\varepsilon_р'$ вычислялась по формуле (4.1), а при $\beta \geqslant 0{,}4$ — по (4.2), (4.3), в которых полагалось $k = 1{,}56$, $a^0 = 1{,}3$ см, $D = 0{,}882$ см/мкс, $p_н = 0{,}362\cdot 10^2$ ГПа, $Y = 1{,}8$ ГПа, $\eta = 0{,}78\ \beta$, $\zeta = 0{,}032$. Зависимость $\varepsilon_р'(\beta)$, показанная на рис. 4 штриховой линией, хорошо согласуется с $\varepsilon_р(\beta)$, полученной из численных расчетов. В таблице приведена скорость оболочки $\langle u\rangle$ на момент разрушения для нескольких значений β, во втором столбце даны ее значения, найденные по (2.1), (4.1) при $\beta \leqslant 0{,}18$ и по (4.2), (4.3) при $\beta \geqslant 0{,}57$, в третьем — значения, полученные из численных расчетов. Видно, что при фиксированном β обе скорости достаточно близки друг к

β	$\langle u\rangle$, см/мкс		β	$\langle u\rangle$, см/мкс	
	Теория	Расчет		Теория	Расчет
0,1	$8{,}2\cdot 10^{-2}$	$7{,}35\cdot 10^{-2}$	0,8	0,157	0,164
0,13	$9{,}4\cdot 10^{-2}$	$8{,}4\cdot 10^{-2}$	1	0,179	0,188
0,18	0,11	$1{,}04\cdot 10^{-1}$	1,66	0,24	0,236
0,57	0,1	0,133	4,6	0,37	0,3

другу. После разрушения вследствие истечения ПД оболочка набирает не более 10 % от максимальной скорости. Это позволяет использовать формулы (2.1), (4.1)—(4.3) для оценки скорости оболочки в инженерных расчетах. В данной работе был выбран критерий разрушения Тейлора, справедливый для толстых оболочек [3, 4]. В случае тонких оболочек необходимо применять энергетический критерий [10], что приведет к некоторому изменению скорости оболочки и деформации разрушения, в частности к возникновению масштабного эффекта.

В заключение отметим, что обнаруженный эффект существенного уменьшения скорости оболочки в результате разрушения будет, по-видимому, иметь место и для тонких оболочек, так как он обусловлен волновыми процессами в продуктах детонации. Однако этот вопрос требует дополнительного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др.** Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
2. **Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А.** Расширение идеально пластической оболочки под действием продуктов детонации // ПМТФ.— 1974.— № 2.
3. **Taylor G. I.** Scient. Papers. — Cambridge, 1963.— V. 3.
4. **Hoggat G., Recht R. F.** Fracture behavior of tubular bomb // J. Appl. Phys.— 1968.— V. 39, N 3.
5. **Каширский А. В., Коровин Ю. В., Одинцов В. А.** Движение оболочки при осевой детонации // ПМТФ.— 1971.— № 1.
6. **Одинцов В. А., Чудов Л. А.** Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации // Проблемы упругопластических сред.— М.: Мир, 1975.
7. **Мержиевский Л. А., Реснянский А. Д.** Расширение металлических трубок под действием продуктов детонации // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1983.— Вып. 60.
8. **Гладышев А. М., Сапожников Г. А.** Численный расчет метания пластин под действием продуктов детонации // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
9. **Finger M., Honing H. C., Lee E. L., Kury J. W.** Metal acceleration by composite explosives // Fifth Symp. (Intern.) on Detonation.— Pasadena, California, 1970.
10. **Иванов А. Г., Кочкин Л. И. и др.** Высокоскоростное разрушение тонкостенных труб из мягкой стали // ПМТФ.— 1983.— № 1.
11. **Сериков С. В.** Оценка осколкообразования при разрушении шаровой оболочки // ПМТФ.— 1983.— № 3.
12. **Фомин В. М., Киселев С. П.** Комбинированный разрыв в смеси газа и твердых частиц // ЧММСС.— 1984.— Т. 15, № 2.
13. **Рождественский Б. Л., Яненко Н. И.** Система квазилинейных уравнений.— М.: Наука, 1978.
14. **Уилкинс М.** Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
15. **Крайко А. Н., Миллер Л. Г., Ширковский И. А.** О течениях газа в пористой среде с поверхностями разрыва пористости // ПМТФ.— 1982.— № 1.

г. Новосибирск

Поступила 1/VII 1987 г.,
в окончательном варианте —
15/III 1988 г.

УДК 536.421

И. Г. Гетц, А. М. Мейрманов

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БИНАРНОГО СПЛАВА

Предлагается модель обобщенного движения (ОД), описывающая кристаллизацию бинарного сплава с переходной фазой. Модель ОД содержит в себе как частный случай общепринятую модель с выделенной границей фазового перехода и удобна для численных расчетов, например, методом сквозного счета с использованием неявных схем.

В рамках феноменологической теории задача о кристаллизации бинарного сплава, как правило, формулируется следующим образом: в области Ω требуется определить гладкую поверхность $\Gamma(t)$ (граница фазового перехода), разбивающую область Ω на две подобласти $\Omega^+(t)$ и $\Omega^-(t)$, за-