

В таблице представлено сравнение теоретических W_p и экспериментальных W_e значений скорости разлета оболочки для двух стандартных значений приращения радиуса $\Delta R = R - R_0$. В качестве эталонного ВВ выбран октоген. Определенное по данным таблицы среднеквадратичное отклонение расчетных и экспериментальных значений скорости равно 0,03 км/с. В таблице имеется ряд фторсодержащих ВВ. Схема записи уравнения взрывчатого превращения при расчете Q_{\max} для этих ВВ предполагает преимущественное образование фтористого водорода по сравнению с другими возможными фторсодержащими ПВ. Используемый метод нахождения Q и состава ПВ предполагает также, что продукты, соответствующие реальному значению Q , содержат фтористый водород в той же концентрации. Анализируемые ВВ содержат сравнительно небольшие количества фтора в молекуле, и для них наблюдается хорошее согласие данных. Однако не исключена вероятность образования в условиях высоких давлений и других фторсодержащих продуктов, например CF_4 , COF_2 и др.

В работе [6] представлены результаты исследований композиций, в состав которых входят ВВ (октоген), перхлорат аммония или перхлорат калия и органическое связующее, проведенных на установках с зарядами разного диаметра (при условии геометрического подобия). В [6] обнаружено влияние масштабного фактора. Его роль ослабевает с уменьшением размера частиц перхлората, однако оно имеет место даже для композиций с мелкодисперсным перхлоратом (размер зерна менее 5 мкм) [6]. Эти особенности свидетельствуют о неполноте реагирования продуктов разложения компонентов за характерные времена процесса. В расчеты для подобных систем необходимо вводить дополнительные условия, учитывающие влияние на полноту реагирования продуктов разложения компонентов отмеченных выше факторов. Анализ экспериментальных данных для композиций, содержащих порошкообразный алюминий [6], приводит к аналогичным выводам.

Таким образом, методика «цилиндр-тест» позволяет получать универсальные характеристики только для систем, при взрывчатом разложении которых химические реакции заканчиваются на начальных стадиях расширения продуктов до момента начала регистрации процесса ускорения оболочки. Критерий универсальности — в отсутствии влияния масштабного фактора. Предлагаемый метод расчета скорости разлета оболочки применим для объектов, удовлетворяющих этому критерию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Short J. M., Helm F. H., Finger M. et al. Comb. Flame, 1981, 43, 1, 99.
2. Kamlet M. J., Short J. M., Finger M. et al. Comb. Flame, 1983, 51, 3, 325.
3. Фингер М., Ли Е., Хелм Ф. и др. Детонация и взрывчатые вещества.— М.: Мир, 1981.
4. Пепекин В. И., Махов М. И., Лебедев Ю. А. Докл. АН СССР, 1977, 232, 4, 852.
5. Makhov M. N., Pepikin V. I. Polish J. Chemistry, 1981, 55, 1381.
6. Finger M., Horning H. C., Lee E. L. et al. // Fifth Symp. (Intern.) on Detonation, ACR-184, 1970.

Поступила в редакцию 29/X 1987

УДК 532.546 : 534.222

ВЗРЫВ В СИЛЬНОПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Н. А. Кудряшов, В. В. Мурзенко
(Москва)

Широкое применение взрывов в народном хозяйстве стимулирует исследование факторов, влияющих на их механические действия. Лабораторные эксперименты [1, 2] по взрывам в сильнопористых средах показали, что количество энергии, передаваемое твердой фазе, уменьшается из-за истечения продуктов детонации на стадии динамического расширения полости. Теоретический расчет конечного размера полости, выпол-

ненный в [3] в приближении мгновенного прорыва газов в поровое пространство, дает значение радиуса полости на момент ее остановки на 20 % меньше, чем без учета истечения газов. Численное моделирование фильтрации газа в упругодеформируемой пористой среде [4] позволило установить, что с увеличением проницаемости среды конечные размеры полости уменьшаются вследствие истечения газов также на 15—20 %.

В данной работе проводится теоретическое изучение взрыва в сильнопористой среде. Для описания взрыва используется наиболее полная модель, в которой учтены теплообмен между газом и частицами пористой среды, дилатационное разрыхление разрушенной породы, реальное уравнение состояния продуктов детонации, а также инерционные слагаемые в уравнении движения газа.

Система уравнений, описывающая движение твердой фазы, имеет вид [5, 6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 u r^2)}{\partial r} \frac{1}{r^2} &= 0, \quad \rho_1 = \rho_s (1 - m), \\ \rho_1 \frac{d_1 u}{dt} &= \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r}, \quad \frac{d_1}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r}, \\ \rho_1 \left(\frac{d_1 e_s}{dt} + p_1 \frac{d_1 \rho_1^{-1}}{dt} \right) &= \frac{2}{3} \tau \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right), \quad p_1 = -\frac{\sigma_r + 2\sigma_\theta}{3}, \quad \tau = \sigma_r - \sigma_\theta, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_s — плотность вещества твердой фазы; u — скорость движения; m — пористость; e_s — удельная внутренняя энергия среды; σ_r, σ_θ — радиальная и азимутальная компоненты тензора эффективных напряжений в среде; r — расстояние до центра полости; t — время.

Напряжения σ_r и σ_θ за фронтом ударной волны (УВ) предполагаются связанными по закону Кулона [7]

$$\tau = -\chi + 3\beta_1 p_1 \quad (2)$$

(χ — сцепление; β_1 — коэффициент внутреннего трения). Уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} = \Lambda \left| \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right| \quad (3)$$

определяет связь объемных и сдвиговых деформаций (Λ — скорость дилатации) [6—8].

Система (1)—(3) замыкается уравнением состояния

$$e_s = c_s T_s \quad (4)$$

(e_s — удельная теплоемкость, T_s — температура) и условием несжимаемости вещества твердой фазы $\rho_s = \text{const}$. На фронте УВ $r = R(t)$ выполняются следующие условия [5]:

$$u^1 = \varepsilon \dot{R}, \quad \sigma_r^1 = -\rho_1^0 \varepsilon \dot{R}^2, \quad e_s^1 = e_s^0 + \frac{\varepsilon^2 \dot{R}^2}{2}, \quad \varepsilon = \frac{m_0 - m^1}{1 - m^1}, \quad (5)$$

где величины, снабженные верхним индексом 1, соответствуют значениям за фронтом волны, а индексом 0 — перед фронтом; $\dot{R} = dR/dt$. Условия на границе полости $r = a(t)$ имеют вид

$$\sigma_r = -p_c(t), \quad u = \frac{da}{dt}, \quad (6)$$

где $p_c(t)$ — давление газов в полости.

Движение продуктов детонации в пористой среде описывается следующими уравнениями [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_2 m)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (\rho_2 m v r^2)}{\partial r} &= 0, \quad \rho_2 m \frac{d_2 v}{dt} = -m \frac{\partial p_2}{\partial r} - m R_s, \\ \rho_2 m \left(\frac{d_2 e_2}{dt} + p_2 \frac{d_2 \rho_2^{-1}}{dt} \right) &= Q + w R_s, \quad \frac{d_2}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r}, \\ R_s &= \mu w k_1^{-1} + \rho_2 w^2 k_2^{-1}, \quad w = m(v - u), \quad Q = (T_s - T_2)/v. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь ρ_2 — плотность; v — скорость движения; p_2 — давление; e_2 — удельная внутренняя энергия; μ — вязкость; T_2 — температура газа; R_s — сила межфазного трения; Q — плотность потока тепла из твердой фазы в газ; k_1 и k_2 — ламинарная и турбулентная проницаемости; ν — коэффициент теплообмена. Система (7) замыкается уравнениями состояния газообразных продуктов детонации типичного химического ВВ [9]

$$\begin{aligned} p_2 &= \varphi A_1 T_2 \rho_2 / \mu_0 + p_x, \\ \mu_0 e_2 &= a_1 T_2^{\alpha_1} + 0,3 A_1 T_2 (\varphi - 1) + \mu_0 e_x, \\ p_x &= 2,406 \cdot 10^4 (\rho_2 / \mu_0)^3 - 7,875 \cdot 10^5 (\rho_2 / \mu_0)^2, \\ \mu_0 e_x &= 1,203 \cdot 10^4 (\rho_2 / \mu_0)^2 - 7,875 \cdot 10^5 (\rho_2 / \mu_0), \\ \varphi &= 1 + (2,7\tau_1 + 15\tau_1^4) / (1 + 2,6\tau_1^4), \\ \tau_1 &= 0,143 \rho_2 / T_2^{0,3} \mu_0, \end{aligned} \quad (8)$$

которое справедливо при $500 \leq T_2 \leq 4700$ К. Здесь $A_1 = 8314$ Дж/К \times \times кмоль) — универсальная газовая постоянная; μ_0 — молекулярная масса газа; a_1 и α_1 — константы.

Проницаемости k_1 и k_2 связаны с массой заряда q и расстоянием до центра взрыва r формулами [10]

$$\begin{aligned} k_1 &= 2,3 \cdot 10^{-13} (q^{1/3}/r)^{2,7}, \text{ м}^2, \\ k_2 &= 6,3 \cdot 10^{-12} (q^{1/3}/r)^{4,8}, \text{ м}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для определения коэффициента ν используется критериальное уравнение [11], справедливое для $22 < \text{Re} < 8 \cdot 10^3$:

$$\text{Nu} = \text{Pr}^{1/3} (0,5 \text{Re}^{0,5} + 0,2 \text{Re}^{2/3}), \quad (10)$$

$$\text{Nu} = \frac{\delta \alpha m}{\kappa (1-m)}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\kappa}, \quad \text{Re} = \frac{\delta v \rho_2}{m \mu (1-m)}, \quad \nu = \frac{\delta}{6\alpha (1-m)},$$

где α — коэффициент теплоотдачи; κ — теплопроводность газа; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.

В качестве начальных условий для системы (7), (8) использовались условия нулевые: $\rho_2 = p_2 = v = 0$, а при $r = a(t)$ они имели вид

$$p_2 = p_c(t), \quad \rho_2 = \rho_c(t) \quad (11)$$

($\rho_c(t)$ — плотность газа в полости). Связь $p_c(t)$ и $\rho_c(t)$ может быть установлена из выражений

$$\frac{d(\rho_c a^3)}{dt} = -3a^2 \rho_c w_c, \quad \frac{d(\rho_c e_c a^3)}{dt} = -3a^2 \left(p_c \left(w_c + \frac{da}{dt} \right) + \rho_c e_c w_c \right), \quad (12)$$

отражающих законы сохранения массы и энергии газов в полости, и уравнений состояния (8) ($e_c(t)$ — удельная внутренняя энергия газов; $w_c = \lim_{r \rightarrow a(t)} w(r, t)$). При этом предполагается, что энергия и плотность газа равномерно распределены в полости при ее расширении.

Задача (1) — (6) при постоянных ε и Λ имеет следующее решение [6, 12]:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \frac{\rho_s (1 - m_0)}{1 - \varepsilon} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{n-2}, \quad u = \frac{da}{dt} \left(\frac{a}{r} \right)^n, \\ r^{n+1} &= a^{n+1} + (1 - \varepsilon) (r_0^{n+1} - a_0^{n+1}), \\ \varepsilon R^{n+1} &= a^{n+1} - (1 - \varepsilon) a_0^{n+1}, \quad n = \frac{2 - \Lambda}{1 + \Lambda}, \\ \sigma_r &= -\frac{\chi}{3\beta_1} + \frac{C_1(t)}{r^{\alpha_2}} + \frac{\rho_s (1 - m_0)}{r^{\alpha_2}} [(\ddot{a} a^n + \dot{n} a^2 a^{n-1}) F_1(r_0, t) - \\ &\quad - \dot{n} a^2 a^{2n} F_2(r_0, t)], \end{aligned} \quad (13)$$

$$F_k(r_0, t) = \int_{a_0}^{r_0} r(r_0, t)^{\alpha_2 - kn - 1 - k} r_0'^2 dr_0', \quad k = 1; 2,$$

$$\alpha_2 = 6\beta_1 / (1 + 2\beta_1), \quad C_1(t) = a^{v_2} [\chi / 3\beta_1 - p_c(t)],$$

$$e_s = e_s^0 + \int_{t^*}^t \frac{a^n \dot{a}}{(1 + 2\alpha_2)} r^{-n-1} \{ [2 - n - 2\alpha_2(n + 1)] \sigma_r + 2\chi \} \frac{dt'}{\rho_1}.$$

Здесь r_0 — лагранжева координата для твердой фазы, $r(r_0, t)$; t^* — время прихода УВ в точку с эйлеровой координатой r_0 . Зависимость $a(t)$ в формулах (13) определяется из «камуфлетного» уравнения

$$\frac{d^2 a}{dt^2} + \left[A(a) \left(\frac{da}{dt} \right)^2 - B(a, t) \right] / F(a) = 0;$$

$$A(a) = na^{n-1} \psi_1(R) - na^{2n} \psi_2(R) + a^{2n} R^{\alpha_2 - 2n} / \varepsilon,$$

$$B(a, t) = [\chi / 3\beta_1 - C_1(t)] / \rho_s (1 - m_0),$$

$$F(a) = a^n \psi_1(R), \quad \psi_s(R) = F_s(R(t), t), \quad s = 1; 2,$$

начальными условиями при $t = 0$ для которого являются

$$a = a_0, \quad \frac{da}{dt} = \left(\frac{p_c(t=0) \varepsilon}{\rho_s (1 - m_0)} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Для решения системы (7) — (10) использовались разностные схемы. Интегрирование уравнения (7) проводилось по методу коррекции потоков [13]. Устойчивость схемы обеспечивалась выбором шага по времени в соответствии с условием $\Delta t < Ca_g^* \Delta r$ [13], где $C = 0,1 \div 1$; a_g^* — максимальное значение скорости звука в газе, или максимальное значение скорости w .

Рассмотрим влияние теплообмена между газом и твердой фазой на динамику взрыва в сильнопористой среде. С этой целью сравним результаты расчетов камуфлетного взрыва для двух режимов истечения газов из полости — адиабатического ($v \rightarrow \infty$ в (7)) и при наличии теплообмена с породой (v определяется из (10)) — для следующих значений параметров: $e_c = 5,9 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\rho_c = 1,4$ г/см³, $\mu_0 = 28,7$ кмоль, $a_0 = 5,13$ мм, $\mu = 2,5 \cdot 10^{-5}$ Па · с, $p_x = 0$, $e_x = 0$, $\varphi = 1$, $\alpha_1 = 1$, $a_1 = A_1 / (\gamma - 1)$, $\gamma = 1,4$, $\delta = 0,2$ мм, $\chi = 1,8$ МПа, $\rho_s = 1,55$ г/см³, $\varepsilon = 0,07$, $n = 1,65$, $\beta_1 = 0,1$, $c_s = 10^3$ Дж/(кг · К), $m_0 = 0,4$, $T_s^0 = 300$ К. Уравнения состояния (8) переходят в этом случае в уравнения состояния идеального газа

$$\rho_2 e_2 = p_2 (\gamma - 1)^{-1}, \quad p_2 = \rho_2 A_1 T_2 / \mu_0. \quad (15)$$

На рис. 1 представлены профили давления газа в пористой среде в моменты времени $t = 0,24$ и $0,42$ мс (кривые 1 и 2); сплошные линии соответствуют движению газа с учетом теплообмена, штриховые — адиабатическому течению. На рис. 2, 1 показана относительная доля газов в полости $\eta(t)$, 2 — координата фронта фильтрации $R_g(t)$, 3 — радиус полости $a(t)$. Сплошные линии соответствуют режиму движения газа с учетом теплообмена, штриховые — адиабатическому режиму движения.

В результате решения задачи (1) — (12) получено, что учет теплообмена между газом и твердой фазой приводит к увеличению расчетного значения относительного количества газов, вышедших из полости к моменту ее остановки, и к уменьшению конечных размеров полости по сравнению с адиабатическим случаем. При этом скорость распространения продуктов детонации в пористой среде уменьшается вследствие учета теплообмена при решении задачи.

На рис. 2 также приведены результаты расчетов с учетом реального уравнения состояния продуктов детонации (8) (штрихпунктирные ли-

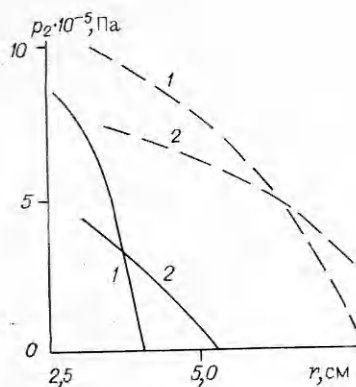


Рис. 1.

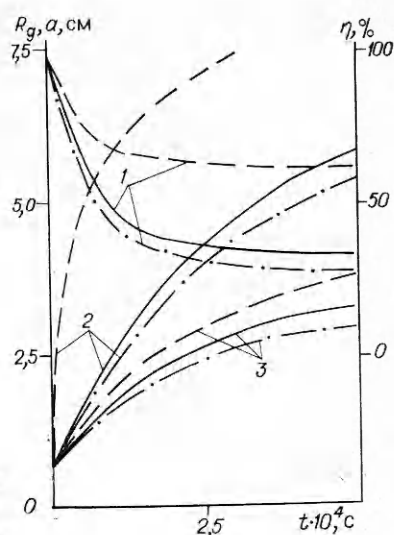


Рис. 2.

нии) для $a_1 = 6700$, $\alpha_1 = 1,205$. Видно, что расчет конечного размера полости по (8) приводит к уменьшению значения a по сравнению со случаем идеального газа. Этот факт можно объяснить следующим образом. Определение начального давления p_c по (8) приводит к величине примерно в 2 раза большей, чем в случае идеального газа, при одних и тех же величинах ρ_c , e_c и μ_0 . Как следует из (14), большей оказывается начальная скорость расширения полости. Но, как указано в [7], наибольшая эффективность в передаче твердой среде энергии газов имеет место при более медленном движении среды. Поэтому конечные размеры полости, полученные при решении задачи о камуфлетном взрыве с (8), оказываются меньше, чем для случая, когда продукты взрыва являются идеальным газом. При этом уменьшается и расчетное количество газов, оставшихся в полости к моменту ее остановки (см. сплошные и штриховые кривые 1 на рис. 2).

Коэффициент теплообмена ν определяется из (10) и зависит от w и ρ_2 , и его значение на различных стадиях движения газа изменяется на несколько порядков. Для изучения влияния зависимости ν от w и ρ_2 на динамику распространения газа результаты проведенных расчетов сравнивались с решением задачи (1)–(12) при постоянном ν . Оценка по (10) при $w = 100$ м/с, $\rho_2 = 500$ кг/м³ (характерные значения данных величин, полученные из решения предыдущей задачи), $\kappa = 0,02$ Дж/(м·с·К) дает $\nu = 10^{-12} \div 10^{-11}$ К·с/Па. В расчете использовано $\nu = 5 \cdot 10^{-12}$ К·с/Па. Сравнение полученных результатов с найденным ранее решением для переменного коэффициента ν показало, что различия в поведении динамических характеристик газа не превышают нескольких процентов. В дальнейшем эти различия не учитываются и оправданно использование при расчетах постоянного значения ν .

Температура газообразных продуктов при химическом взрыве превышает начальную температуру среды на порядок, поэтому величина вязкости газа μ , зависящая от температуры, может принимать различные значения на разных стадиях движения газа. С целью определения влияния зависимости $\mu(T_2)$ на динамику истечения газа выполнен расчет камуфлетного взрыва для $\mu(T_2) = \mu^*(T_2/T^*)^{0,76}$ [14], где $\mu^* = 2,5 \cdot 10^{-5}$ Па·с; $T^* = 300$ К. Сравнение полученных результатов с решением задачи для случая постоянной вязкости ($\mu = 2,5 \cdot 10^{-5}$ Па·с) показало, что различия в поведении характеристик газа также несущественны. Это подтверждает правомерность использования при расчетах камуфлетного взрыва предположения о постоянстве μ .

Для оценки влияния дилатансии сравнивались решения задачи (7)–(14) с $\Lambda = 0$ и $\Lambda \neq 0$. Оказалось, что различия в конечных значениях $a(t)$ не превышают 15%, причем только 5% было обусловлено дополнительной утечкой газа в разрыхленную среду. Это означает,

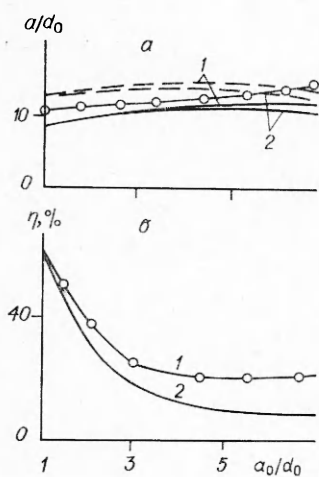


Рис. 3.

что на ранней стадии расширения полости влияние дилатансии на фильтрационные характеристики сильнопористой среды мало и зависимостью Λ от величины пластических деформаций [6] можно пренебречь. На более поздних стадиях Λ можно считать постоянной [6].

Экспериментальное изучение маломощных химических взрывов в песке с использованием воздушных полостей показало, что количество газообразных продуктов, проникающих в пористую среду на динамической стадии взрыва, возрастает с увеличением начальных размеров полости при постоянной мощности заряда [1]. С целью теоретического исследования указанного явления проведены расчеты камуфлетных взрывов в песке зарядов одной и той же мощности, но при различных размерах начальной полости.

По результатам измерений распределения массовых скоростей и плотности песка при камуфлетном химическом взрыве, представленным в [15], определены характерные значения тех параметров, которые следует использовать в уравнениях (1)–(5) для адекватного описания поведения твердой среды при взрыве: $\rho_s = 1,55 \text{ г/см}^3$, $\beta_1 = 0,1$, $\chi = 0,25 \text{ МПа}$, $n = 1,65$, $c_s = 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $m_0 = 0,4$, $\varepsilon = 10^{-3}$, $\delta = 0,2 \text{ мм}$.

В экспериментах, описанных в [1], использовался тэн, газообразные продукты детонации которого характеризуются следующими параметрами: $e_c(0) = 5,9 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $\mu_0 = 28,7 \text{ кмоль}$, $\mu^* = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $\alpha_1 = 1,205$, $a_1 = 6700$. Начальная плотность заряда $\rho_c(0) = 1,4 \text{ г/см}^3$, начальный радиус $d_0 = 5,13 \text{ мм}$ (это соответствует $q \approx 0,8 \text{ г}$).

Расчеты выполнены для указанных значений параметров при начальных размерах полости, равных соответственно: $a_0 = d_0$, $a_0 = 3,6d_0$ и $a_0 = 6,33d_0$. На рис. 3, а кривыми 2 показаны зависимости конечного радиуса полости a/d_0 от начального, полученные с учетом (сплошная линия) утечки газов из полости и без учета (штриховая). Видно, что с увеличением a_0/d_0 расчетное значение a/d_0 также возрастает. При этом, если утечка газов из полости отсутствует, данная зависимость имеет максимум, после которого конечный радиус полости уменьшается.

Здесь не учитывалось наличие воздуха в первоначальной полости, окружающей заряд. Для определения влияния данного фактора на параметры взрыва решена задача (1)–(12) с использованием предположения о равномерном перемешивании газообразных продуктов детонации тэна с воздухом, параметры которого: $e_0 = 2,2 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $\rho_0 = 1,2 \text{ г/см}^3$. Результаты решения представлены на рис. 3, а кривыми 1. Видно, что конечные размеры полости несколько выше, чем в случае, когда расчет производился без учета воздуха в полости. Линией с точками на рис. 3, а представлены результаты лабораторных измерений конечного размера полости [1]. Сравнение экспериментальных и расчетных данных (сплошная линия 1) показывает, что имеется качественное согласие между ними, причем расчетная кривая повторяет ход экспериментальной зависимости.

На рис. 3, б (кривая 2) приведено расчетное значение количества газообразных продуктов η , оставшихся в полости к моменту остановки в зависимости от a_0/d_0 . Кривая 1 отражает экспериментальную зависимость $\eta(a_0/d_0)$, взятую из [1]. В этом случае расчетная кривая также качественно следует ходу экспериментальной кривой, подтверждая вывод о возрастании количества газов, выходящих из полости на динамической стадии взрыва, при увеличении начального размера полости [1].

В связи с тем, что все экспериментальные результаты, использованные в данной работе, получены для маломощных химических взрывов,

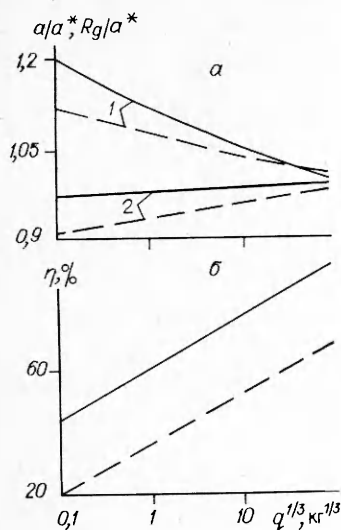


Рис. 4.

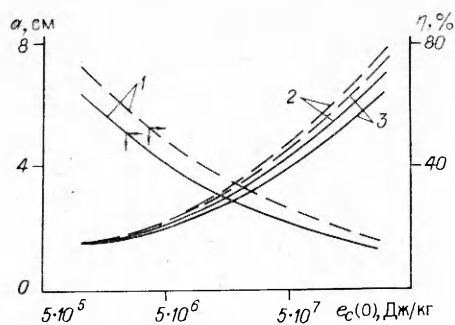


Рис. 5.

возникает вопрос о влиянии истечения газов на динамику крупномасштабного взрыва. В связи с трудностью проведения большого числа натурных экспериментов с зарядами достаточно высокой мощности для решения указанного вопроса целесообразно воспользоваться предложенной выше математической

моделью и рассчитать действие крупномасштабного взрыва с учетом процесса истечения газов из полости.

На рис. 4, а представлены результаты расчетов конечного размера полости a и координаты фронта распространения газа в пористой среде R_g (по отношению к размеру полости a^* , полученному в расчетах без учета утечки газов) в зависимости от $q^{1/3}$ (q — масса заряда) для следующих значений параметров: $\rho_s = 1,55$ г/см³, $\chi = 10$ МПа, $c_s = 10^3$ Дж/(кг · К), $\delta = 0,2$ мм, $\varepsilon = 10^{-3}$, $\beta_1 = 0,1$, $n = 1,65$, $m_0 = 0,4$, $T_s^0 = 300$ К, $\gamma = 1,4$, $\mu_0 = 28,7$ кмоль, $\mu_1 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ Па · с, $\rho_c(0) = 2$ г/см³, $e_c(0) = 4 \cdot 10^6$ м²/с² (сплошные линии) и $e_c(0) = 5 \cdot 10^7$ м²/с² (штриховые). Из графика следует, что с увеличением масштабов взрыва влияние утечки газов на конечные размеры полости снижается (кривые 2), уменьшаются и относительные размеры области, захватываемой продуктами детонации на динамической стадии (кривые 1).

Данный вывод подтверждается также и результатом расчета количества газообразных продуктов η , оставшихся в полости к моменту ее остановки (см. рис. 4, б): с увеличением масштабов взрыва количество газов, проникающих в разрушенную породу, уменьшается.

Одна из основных характеристик ВВ, определяющих термодинамическое состояние продуктов детонации в полости, — начальная плотность энергии взрыва $e_c(0)$. В связи с этим представляет интерес изучение ее влияния на динамику истечения газов при камуфлетном взрыве. На рис. 5 приведены результаты расчетов конечного размера полости a с учетом (кривые 3) и без учета (2) утечки газов, а также количества газов η , оставшихся в полости к моменту остановки (1), полученные для $e_c(0) = 10^6 \div 10^8$ Дж/кг, $a_0 = 5,13$ мм, $\rho_c(0) = 2$ г/см³ (сплошные линии) и $\rho_c(0) = 2,5$ г/см³ (штриховые); остальные параметры задачи приведены выше. Видно, что увеличение $e_c(0)$ приводит к росту количества газов, проникающих в породу на динамической стадии расширения полости, и разнице между расчетными значениями конечного радиуса полости, полученными с учетом и без учета утечки газов.

Таким образом, в результате численного моделирования камуфлетного взрыва в сильнопористой среде установлено, что влияние истечения газов на механическое действие взрыва уменьшается при увеличении его масштабов. При росте мощности заряда одного и того же типа ВВ различие между значениями радиуса полости, полученными с учетом и без учета утечки газов, снижается. Исследовано влияние плотности заряда $\rho_c(0)$ и энергии взрыва $e_c(0)$ на динамику истечения газов при расширении полости. Показано, что учет теплообмена между газом и

твердой фазой приводит, с одной стороны, к увеличению расчетного значения скорости истечения газов из полости, а с другой — к уменьшению скорости распространения продуктов детонации в породе.

Полученные результаты могут быть использованы при прогнозе последствий проведения камуфлетных взрывов в сильнопористых средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов В. И., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1971, 7, 3, 441.
2. Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ПМТФ, 1978, 6, 136.
3. Зверев А. А., Фетисов В. С. ПМТФ, 1982, 4, 111.
4. Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А., Мурзенко В. В. ФГВ, 1985, 21, 6, 126.
5. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1976.— Т. 1.
6. Николаевский В. И. Механика пористых и трещиноватых сред.— М.: Недра, 1984.
7. Механический эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского.— М.: Недра, 1971.
8. Николаевский В. И. Докл. АН СССР, 1967, 117, 3, 542.
9. Кузнецов В. М., Кузнецов И. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1982, 18, 1, 120.
10. Родионов В. Н., Сизов И. А., Цветков В. М. Основы геомеханики.— М.: Наука, 1986.
11. Воробьев В. В., Захарова И. Г., Комир В. М. и др. ФТПРПИ, 1980, 4, 42.
12. Компанец А. С. Докл. АН СССР, 1956, 109, 1, 49.
13. Борис Дж. П., Бук Д. Л. // Вычислительные методы в физике плазмы/Под ред. Дж. Кипллина.— М.: Мир, 1980.
14. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.
15. Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1979, 15, 2, 126.

*Поступила в редакцию 21/VII 1987,
после доработки — 15/XII 1987*

УДК 624.131 + 539.215

ИЗМЕНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ПРИ ПРОМЕРЗАНИИ ГРУНТА

Г. М. Ляхов, И. А. Лучко, В. А. Плаксий, Н. С. Ремез

(Москва, Киев)

Численное решение задачи о распространении сферической взрывной волны в мерзлом и немерзлом грунтах, полученное на основе модели нелинейной вязкопластической среды [1, 2], сопоставляется с результатами экспериментальных исследований. Показано, что наблюдающееся при промерзании уменьшение интенсивности угасания взрывных волн и возрастание скорости их распространения связано со смещением предельных диаграмм объемного сжатия $p(\epsilon)$ (динамической при $\dot{p} \rightarrow \infty$ и статической при $\dot{p} \rightarrow 0$) к оси давлений и одновременным сближением их между собой. Это приводит к снижению потерь энергии при распространении волн. Сопоставление результатов расчета и опыта свидетельствует о применимости модели [1, 2] при описании волновых процессов в мерзлых и немерзлых грунтах.

Модель грунтов. Опыты показывают, что мерзлые грунты обладают свойствами твердых нелинейных вязкопластических сред [2—8]: диаграммы предельного объемного сжатия $p(\epsilon)$ при $\dot{p} \rightarrow \infty$ и $\dot{p} \rightarrow 0$ нелинейны и различны; диаграммы разгрузки нелинейны и отличны от диаграмм нагрузки, после разгрузки сохраняются остаточные деформации; взрывные волны при распространении размываются, превращаясь из ударных в непрерывные волны сжатия; нормальные и тангенциальные напряжения различны; скорости распространения начала возмущения и максимума напряжения с расстоянием убывают; скорость и интенсивность угасания слабых продольных волн зависят от их частоты. Подобными свойствами обладают также немерзлые грунты. В соответствии с этим для описания волновых процессов в мерзлых и немерзлых грунтах предложена единая модель многокомпонентной нелинейной вязкопластической среды [1, 2].