

**О РАЗМЕРАХ ЗОН РАЗРУШЕНИЯ
ПРИ РАСШИРЕНИИ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ
В НАСЫЩЕННОЙ ХРУПКО-РАЗРУШАЕМОЙ СРЕДЕ**

А. Н. Поляничев

(Москва)

Одним из основных вопросов, возникающих при изучении действия подземного взрыва, является нахождение размеров зон разрушения. Для взрывов в сухой пористой или монолитной среде этот вопрос исследован довольно подробно и получены как численные, так и аналитические результаты, связывающие размеры зон разрушения с характеристиками среды и параметрами взрыва (см., например, [1, 2]). В то же время действие взрыва на пористую насыщенную жидкостью породу изучено менее подробно.

В данной работе сделана попытка рассмотреть подземный взрыв в насыщенной хрупко-разрушаемой породе и оценить размеры образующихся зон разрушения.

Модель среды. Осадочные горные породы (например, песчаник) состоят из твердых сцементированных между собой зерен, поровое пространство между которыми может быть заполнено жидкостью или газом. При изучении деформирования таких пород удобно вводить эффективные напряжения [3], которые при сферически-симметричном взрывном движении и для случая точечных контактов зерен имеют вид

$$\sigma_r^f = (1 - m)(\sigma_r + p), \quad \sigma_\varphi^f = (1 - m)(\sigma_\varphi + p),$$

где σ_r , σ_φ — радиальные и азимутальные напряжения в скелете; p — давление поровой жидкости; m — пористость.

Как известно, эффективные напряжения представляют собой ту часть напряжений в скелете, которая передается по контактам зерен. А поскольку разрушение среды и пластическое течение дробленого материала также происходят по контактам зерен, то, согласно принципу Терцаги, критерии разрушения и пластического течения, записанные для эффективных напряжений, имеют такой же вид, как и в ненасыщенной породе [3, 4]. Справедливость такого предположения подтверждается экспериментальными работами [5—8]. Условие возникновения зоны множественных радиальных трещин (Р-зона) при этом запишется в виде

$$(1) \quad \sigma_\varphi^f = \sigma_0,$$

а критерий сдвигового разрушения (скол) [9]

$$(2) \quad |\sigma_\varphi^f - \sigma_r^f| = \sigma_s + 3k_s \sigma^f,$$

где $\sigma^f = -(\sigma_r^f + 2\sigma_\varphi^f)/3$ — эффективное давление; σ_s и k_s — коэффициенты. Условие пластического течения в зоне дробления (Д-зона)

$$(3) \quad |\sigma_\varphi^f - \sigma_r^f| = 3k \sigma^f,$$

где k — коэффициент трения дробленого материала. Потеря средой прочности в азимутальном направлении в Р-зоне характеризуется отсутствием передачи напряжений в скелете по контактам в этом направлении, что записывается в виде

$$(4) \quad \sigma_\varphi^f = 0.$$

Кроме того, будем считать, что во время взрыва дренаж отсутствует. Тогда в областях, где объемное деформирование происходит упруго, мож-

но установить связь изменения порового давления с изменением давления в скелете. Согласно модели Бишопа [10],

$$\frac{dp}{d\sigma} = \frac{c - (1 - m)c_s}{mc_F + c - (1 - m)c_s},$$

где c , c_s , c_F — соответственно сжимаемости скелета, твердого материала зерен и жидкости. Если ограничиться случаем

$$c - (1 - m)c_s \ll mc_F + c - (1 - m)c_s,$$

то $dp/d\sigma \ll 1$, влиянием изменения порового давления можно пренебречь и считать $p \approx \text{const}$.

Таким образом, при рассмотрении задачи о взрыве будем считать, что в зоне упругих деформаций (У-зона) и Р-зоне, где объемное деформирование является упругим, давление остается постоянным. Сложнее обстоит дело с Д-зоной, где возможно пластическое изменение объема при сдвиге — дилатансия [11]. Для описания Д-зоны будет рассмотрено два предельных случая: 1) дилатансия отсутствует, объемные деформации являются упругими и $p \approx \text{const}$; 2) дилатансионное рыхление приводит к большому увеличению объема пор, а давление жидкости при этом падает до нуля ($p = 0$).

Уравнения безволновой динамики при отсутствии дилатансии. Рассмотрим сначала случай, когда дилатансия в Д-зоне отсутствует и $p \approx \text{const}$ везде вне полости и во все время действия взрыва. При этом из уравнения непрерывности в приближении безволновой динамики (плотность $\rho = \text{const}$) [1, 2] следует, что распределение скорости $v(r) = \dot{a}a^2/r^2$, где $a(t)$ — радиус полости, $\dot{a} = da/dt$. Подставляя $v(r)$ в уравнение движения, получим уравнение для эффективных напряжений

$$(5) \quad \rho \left[\frac{1}{r^2} \frac{d}{dt} (\dot{a}a^2) - \frac{2a^4 \dot{a}^2}{r^5} \right] = \frac{\partial \sigma_r^f}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r^f - \sigma_\varphi^f)}{r},$$

аналогичное уравнению для сухой среды.

Из уравнения (5), используя критерии (3), (4) и закон Гука в конвективной форме для дифференциальных напряжений в У-зоне [1] *

$$(6) \quad \dot{\sigma}_\varphi^f - \dot{\sigma}_r^f = 2G \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right),$$

где G — модуль сдвига скелета, найдем распределение напряжений в каждой из зон. Требуя выполнения критериев разрушения (1), (2) при подходе к соответствующей зоне со стороны больших r и условий непрерывности σ_r^f на границах зон, получим камуфлетные уравнения для определения радиусов зон разрушения

$$(7) \quad \sigma_0 + p_c^f - 2G \frac{a^3 - a_0^3}{3b_0^2} + \rho \left[\frac{1}{b_0} \frac{d}{dt} (\dot{a}a^2) - \frac{a^4 \dot{a}^2}{2b_0^4} \right] = 0,$$

$$\sigma_{s1} - (p_a - p) \frac{a^{\beta}}{b^{\beta}} + \rho \left[\frac{2\dot{a}^2}{4 - \beta} \left(\frac{a^4}{b^4} - \frac{a^{\beta}}{b^{\beta}} \right) - \frac{1}{1 - \beta} \left(\frac{a}{b} - \frac{a^{\beta}}{b^{\beta}} \right) \frac{d}{dt} (\dot{a}a^2) \right] = 0,$$

$$\sigma_0 + \sigma_{s1} \frac{b^2}{b_0^2} - 2G \frac{a^3 - a_0^3}{b_0^3} + \rho \left[\frac{a^4 \dot{a}^2 (b_0^2 - b^2)}{b_0^4 b^2} - \frac{(b_0 - b)}{b_0^2} \frac{d}{dt} (\dot{a}a^2) \right] = 0,$$

* В общем случае для описания деформаций насыщенных сред следует использовать обобщенный закон Гука [12] или эффективные напряжения в форме Био [5]. Однако для упрощения в данной работе ограничимся использованием эффективных напряжений в форме Терцаги, так как именно такая форма лучше всего определяет предельное состояние среды [3—5] и, следовательно, размеры зон разрушения.

где $p_c^f = (1 - m)(p_c - p)$ — эффективное фоновое давление; p_c — фоновое давление в скелете; a_0 — начальный радиус полости; b, b_0 — радиусы границ Д-зоны и Р-зоны соответственно; p_a — давление в полости; $\beta = 6k/(1 + 2k)$; $\sigma_{s1} = \sigma_s/(1 - k_s)$.

Если Р-зона отсутствует, то камуфлетные уравнения имеют вид

$$(8) \quad \sigma_s + 3k_s p_c^f - 2G \frac{a^3 - a_0^3}{b^3} + 3k_s \rho \left[\frac{1}{b} \frac{d}{dt} (aa^2) - \frac{a^4 a^2}{2b^4} \right] = 0,$$

$$p_c^f - (p_a - p) \frac{a^\beta}{b^\beta} + 4G \frac{a^3 - a_0^3}{3b^3} + \rho \left[\frac{\dot{a}^2}{2(4 - \beta)} \left(\beta \frac{a^2}{b^4} - \frac{2}{3} \frac{a^\beta}{b^\beta} \right) - \frac{1}{1 - \beta} \left(\beta \frac{a}{b} - \frac{a^\beta}{b^\beta} \right) \frac{d}{dt} (aa^2) \right] = 0.$$

Из (7), (8) видно, что отличное от нуля давление насыщающей жидкости приводит по сравнению с сухой породой ($p = 0$) к уменьшению эффективного фонового давления p_c^f и частичной «нейтрализации» давления в полости. Полагая $\dot{a} = 0$ и исключая \ddot{a} из системы уравнений (7) или (8), найдем связь максимальных размеров зон разрушения b_m, b_{0m} и максимального размера полости a_m . Если $\beta = 1$ ($\sigma_r = 2\sigma_\phi$) [2], $(p_a - p)a_m/b_m \ll \sigma_{s1}$ и $[\ln(b_m/a_m) - 1]b_m/b_{0m} \ll 4$, то

$$(9) \quad b_{0m}^3 = \frac{8Ga_m^3}{3(2\sigma_0 + p_c^f)}, \quad b_m = \frac{\alpha(2\sigma_0 + 3p_c^f)}{4\sigma_{s1}} b_{0m}, \quad \alpha = \ln \frac{b_m}{a_m} \sim 2$$

или при отсутствии Р-зоны

$$(10) \quad b_m^3 = \frac{2G(1 + 2k_s)}{\sigma_s} a_m^3.$$

Здесь b_m/a_m растет с k_s вследствие влияния инерции, которое преобладает над уменьшением b_m/a_m из-за роста прочности $\sim \sigma_s + 3k_s p_c^f$.

Если положить $\dot{a} = 0$ и $\ddot{a} = 0$, то получим равновесные квазистатические размеры зон разрушения b_{0e}, b_e и полости a_e

$$(11) \quad b_{0e}^3 = \frac{2Ga_e^3}{3(\sigma_0 + p_c^f)}, \quad b_e^2 = \frac{2\sigma_c + 3p_c^f}{\sigma_{s1}} b_{0e}^2, \quad \frac{a_e^{3\gamma}}{a_0^{3\gamma}} =$$

$$= p_0 \left\{ p + \left[\frac{2G}{3(\sigma_0 + p_c^f)} \frac{b_e^3}{b_{0e}^3} \right]^{\frac{\beta}{3}} \sigma_{s1} \right\}^{-1}$$

или при отсутствии Р-зоны

$$(12) \quad b_e^3 = \frac{2Ga_e^3}{\sigma_s + 3k_s p_c^f}, \quad \frac{a_e^{3\gamma}}{a_0^{3\gamma}} = p_0 \left\{ p + \frac{b^\beta}{a^\beta} \left[p_c^f + \frac{2}{3} (\sigma_s + 3k_s p_c^f) \right] \right\}^{-1}.$$

При получении (11), (12) считалось, что газ в полости расширяется адиабатически с показателем адиабаты γ : $p_a = p_0(a_0/a)^{3\gamma}$, где p_0 — начальное давление в полости.

Учет дилатансии в зоне дробления. При учете дилатансионного рыхления в Д-зоне будем считать давление жидкости $p = 0$. Оправданием этого предположения служит то обстоятельство, что изменение объема пор при дилатансии может быть велико и давление жидкости при этом быстро падает до нуля.

При постоянной скорости дилатансии Λ в приближении упругой несжимаемости среды зависимость скорости от радиуса имеет вид [2]

$$v(r) = \begin{cases} \dot{a}a^n/r^n, & a < r < b, \\ \dot{a}a^n b^{2-n}/r^2, & r > b, \end{cases}$$

где $n = (2 - \Lambda)/(1 + \Lambda)$. Зная $v(r)$ из уравнения движения с учетом формул (1)–(4), (6) и условий непрерывности радиальных напряжений $\Gamma_r = (\sigma_0 + p) - m\rho$, находим камуфлетные уравнения

$$(13) \quad \sigma_0 + p_c^f - \frac{2GS(t)}{b_0^3} + \frac{\rho}{b_0} \left[\frac{\dot{a}}{dt} (a^n b^{2-n} \dot{a}) - \frac{a^{2n} b^{4-2n} \dot{a}^2}{2b_0^3} \right] = 0,$$

$$\sigma_{s1} + p - p_a \frac{a^\beta}{b^\beta} + \rho \left[\frac{\ddot{a}a + n\dot{a}^2}{1 + \beta - n} \left(\frac{a^{n-1}}{b^{n-1}} - \frac{a^\beta}{b^\beta} \right) - \frac{n\dot{a}^2}{2n - \beta} \left(\frac{a^\beta}{b^\beta} - \frac{a^{2n}}{b^{2n}} \right) \right] = 0,$$

$$\sigma_0 + \sigma_{s1} \frac{b^3}{b_0^3} - \frac{6GS(t)}{b_0^3} + \rho \frac{(b_0 - b)}{b_0^2} \left[\frac{a^{2n} \dot{a}^2 (b_0 + b)}{b_0^2 b^{2n-2}} - \frac{d}{dt} (a^n b^{2-n} \dot{a}) \right] = 0,$$

$$S(t) = \int_0^t a^n b^{2-n} \dot{a} dt.$$

Если Р-зона отсутствует, то

$$(14) \quad \sigma_s + 3k_s p_c^f - \frac{6GS}{b^3} + \frac{3k_s \rho}{b} \left[\frac{d}{dt} (a^n b^{2-n} \dot{a}) - \frac{a^{2n} \dot{a}^2}{2b^{2n-1}} \right] = 0,$$

$$p + p_c^f - p_a \frac{a^\beta}{b^\beta} + \frac{4GS}{b^3} - \rho \left\{ \dot{a}^2 \left[\frac{\beta}{2(\beta - 2n)} \frac{a^{2n}}{b^{2n}} - \frac{n(2 + \beta - n)}{1 + \beta - n} \frac{a^{n-1}}{b^{n-1}} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{n(1+n)a^\beta/b^\beta}{(1 + \beta - n)(2n - \beta)} \right] - \ddot{a}a \left(\frac{2 + \beta - n}{1 + \beta - n} \frac{a^{n-1}}{b^{n-1}} - \frac{a^\beta/b^\beta}{1 + \beta - n} \right) - \right.$$

$$\left. - (2 - n) \dot{a} \dot{b} \frac{a^n}{b^n} \right\} = 0.$$

Из систем уравнений (13), (14) можно найти равновесные квазистатические размеры зон разрушений. Так, из (13) при $\dot{a} = 0$, $\ddot{a} = 0$ следует

$$(15) \quad b_s^3 = \frac{p_a a^\beta}{\sigma_{s1} + p}, \quad b_{ve}^3 = \frac{\sigma_{s1} b_e^2}{2\sigma_0 + 3p_c^f}.$$

Если считать, что асимптотическая связь $2GS = (\sigma_0 + p_c^f) b_0^3$, вытекающая из первого уравнения системы (13), справедлива, начиная с размеров полости и Д-зоны a_1, b_1 таких, что $a_e \gg a_1, b_e \gg b_1$, то в дополнение к (15) получим соотношение

$$(16) \quad b_e^{n+1} = \left(\frac{2\sigma_0 + 3p_c^f}{\sigma_{s1}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{2Ga_0^{n+1}}{3(\sigma_0 + p_c^f)},$$

позволяющее найти равновесный размер полости

$$\frac{a_e^{3\gamma}}{a_0^{3\gamma}} = \frac{p_0}{\sigma_{s1} + p} \left[\frac{3(\sigma_0 + p_c^f)}{2G} \frac{b_{0e}^3}{b_s^3} \right]^{\frac{\beta}{1+n}}.$$

В случае отсутствия Р-зоны из (14) при $\dot{a} = 0, \ddot{a} = 0$ следует

$$(17) \quad v_e^{n+1} = \frac{2Ga_e^{n+1}}{\sigma_s + 3k_s p_c^f}, \quad \frac{a_e^{3\gamma}}{a_0^{3\gamma}} = \frac{p_0 \left[(\sigma_s + 3k_s p_c^f) / 2G \right]^{\frac{\beta}{n+1}}}{\left[\frac{2}{3} (\sigma_s + 3k_s p_c^f) + p + p_c^f \right]}$$

Статическая оценка размера магистральной трещины в упругой зоне. В У-зоне разрушения отсутствуют, но возможно прорастание отдельных магистральных трещин. Из опыта известно, что в У-зоне прорастает несколько трещин, но для оценки будем считать, что существует только одна дисковая радиальная трещина, начинающаяся от границы зоны разрушения. Ее размер в статическом приближении можно найти из теории трещин [13], используя соотношение

$$K \sqrt{\frac{l}{\pi}} = \int_R^l \frac{r \sigma_{\Phi}^f(r) dr}{\sqrt{l^2 - r^2}},$$

где l — радиус трещины; R — граница зоны разрушения (b_0 или b); K — критический коэффициент интенсивности напряжений.

Если У-зона граничит с Р-зоной, то $R = b_0$ и размер магистральной трещины определяется уравнением

$$(18) \quad K \sqrt{\frac{L}{\pi b_0 (L^2 - 1)}} = -p_c^f + \frac{\sigma_0 + p_c^f}{L^2},$$

где $L = l/R$. Для горных пород $K < 10^3$ кгс/см^{3/2} (например, для известняка $K = 20-40$ кгс/см^{3/2} [14]) и при $\sigma_0 \sim 10^1$ бар, $b_0 \sim 10^2$ м слагаемым со сцеплением можно пренебречь [15] в широкой области изменения L и использовать приближенную формулу

$$(19) \quad L^2 = 1 + \sigma_0 / p_c^f.$$

В случае отсутствия Р-зоны размер трещины находится из уравнения

$$(20) \quad K \sqrt{\frac{L}{\pi b (L^2 - 1)}} = -p_c^f + \frac{\sigma_s + 3k_s p_c^f}{3L^2},$$

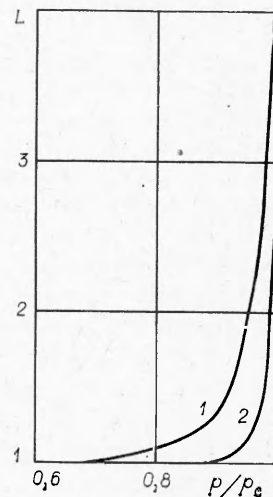
или

$$(21) \quad L^2 = k_s + \sigma_s / 3p_c^f.$$

Очевидно, что магистральная трещина в этом случае отсутствует при $\sigma_s < 3p_c^f(1 - k_s)$. Относительный размер трещины L , как это следует из (19), (21), слабо зависит от размера зоны разрушения. Кроме того, можно отметить, что так как горизонтальное напряжение в пласте обычно бывает меньше вертикального [15] и легче компенсируется поровым давлением, то вертикальным трещинам прорасти легче.

Зависимость L от p при взрыве в породе с параметрами $m = 0,1$, $k_s = 0,23$, $\sigma_s = 40$ бар, $p_c = 250$ бар (кривая 1) и $m = 0,1$, $k_s = 0,33$, $\sigma_s = 100$ бар, $p_c = 600$ бар (кривая 2) показана на фигуре. Трещина образуется при $p > 0,9p_c$ (кривая 1) и $p > 0,7p_c$ (кривая 2), и ее размер быстро растет с ростом p .

При $p \approx p_c$ найденный по статическим формулам (18)—(21) размер трещины оказывается аномально большим. В связи с этим следует отметить, что в действительности существуют являе-



ния, тормозящие и останавливающие рост трещины. Это, например, одновременное прорастание нескольких трещин, прекращение роста при взаимодействии с дефектами среды, конечная скорость фильтрации жидкости в трещину.

Обсуждение. Основываясь на полученных формулах для размеров зон разрушения и длины магистральной трещины, качественно рассмотрим влияние насыщающей жидкости на разрушение при взрыве. Во-первых, поровая жидкость влияет через свое давление. В асимптотические формулы (9)—(12), (15)—(17) для b , b_0 и формулы (18)—(21) для L поровое давление входит в основном через эффективное давление p_c^f , а его влияние состоит в компенсации фонового давления скелета. Это в соответствии с (9)—(12), (15)—(21) приводит к большим размерам зон разрушения и большей длине магистральной трещины по сравнению со взрывом в сухой породе, где $p = 0$. Таким образом, подземный взрыв на глубине с фоновым давлением скелета p_c и поровым давлением p в некотором смысле эквивалентен взрыву на меньшей глубине с фоновым давлением $p_c - p$ и нулевым поровым давлением.

Рост зоны разрушения при взрыве в насыщенной породе по сравнению со взрывом в сухой породе при тех же прочих условиях может стать значительным. Действительно, прочностные постоянные горных пород могут быть $\sigma_0, \sigma_s \sim 10^1$ бар, $k_s \sim 1/3$ [2, 9], а литостатическое давление на глубинах около километра составляет величину $p_c \sim 10^2$ бар. Поэтому при взрыве в сухой породе размеры зон разрушения определяются фоновым давлением. Если же взрыв произведен в насыщенной породе, когда p_c в большой степени компенсировано давлением пластовой жидкости ($p \approx p_c$), то размеры зон разрушения будут уже определяться прочностными характеристиками среды σ_0, σ_s и могут сильно возрасти, если $\sigma_0, \sigma_s \ll p_c$. В еще большей степени при этом может увеличиться длина магистральной трещины (см. (18)—(21) и фигуру).

Рассмотрим возможность такой компенсации фонового давления скелета давлением пластовой жидкости. Если считать, что p совпадает с гидростатическим давлением $\rho_F gh$ (ρ_F — плотность жидкости, h — глубина залегания пласта, g — ускорение свободного падения), то $p \sim p_c/3$ при $\rho_F = 1$ г/см³ и плотности среды $\rho = 2,5-3$ г/см³. Заметной компенсации фонового давления при этом не произойдет и влияние p будет мало. Однако необходимо учитывать следующие два обстоятельства, которые реально могут привести к более сильной компенсации. Как показывает опыт, поровое давление может превышать гидростатическое [16], а в некоторых случаях даже фоновое давление породы [17]. Кроме того, если вертикальное напряжение в скелете совпадает с литостатическим ρgh , то горизонтальное может быть меньше [15] и, следовательно, легче компенсируется. Следует отметить, что такая анизотропия напряжений в скелете создает благоприятные условия для роста зоны разрушения в горизонтальном направлении и магистральных трещин в вертикальном.

Другим эффектом, также приводящим к росту зон разрушения, является уменьшение прочности породы при насыщении ее жидкостью. Оказывается, что при этом σ_0 и σ_s могут уменьшиться на десятки процентов [18, 19]. Это, по-видимому, связано со взаимодействием насыщающей жидкости и скелета, приводящим к уменьшению поверхностной энергии разрушения. Возможно, что с ростом p это взаимодействие будет расти и прочностные постоянные еще больше уменьшатся.

Найдем условие применимости безволновой динамики. При решении задачи о взрыве в безволновом приближении не учитываются диссипативные потери энергии на фронте ударной волны. Эти потери можно оценить, рассматривая ударную волну как слабую, т. е. используя адиабатическое уравнение состояния холодного сжатия для связи давления σ и удельного

объема среды V во фронте волны [20]:

$$\sigma = A(V_0^i/V^i - 1), \quad A, i = \text{const.}$$

Тогда диссипируемая во фронте волны удельная энергия (не учитывается давление среды перед волной) [20]

$$\Delta \varepsilon = \frac{1}{2} \sigma (V_0 - V) - \int_V^{V_0} \sigma dV.$$

Если считать сжатие в волне слабым $\Delta V = V_0 - V \ll V_0$, то

$$\Delta \varepsilon = (1 + i)V_0 c^2 \sigma^3 / 12,$$

где $c = 1/Ai$ — сжимаемость среды. Полная потеря энергии на нагрев в ударной волне при ее движении от начального радиуса полости

$$E_T = \frac{\pi(1+i)c^2}{3} \int_{a_0}^{\infty} \sigma^3 r^2 dr.$$

Пусть интенсивность ударной волны падает с расстоянием степенным образом $\sigma = p_0 a_0^\delta / r^\delta$. Тогда

$$E_T = \pi(1+i)c^2 p_0^3 a_0^3 / 9 (\delta - 1),$$

т. е. потери на диссипацию больше для сред с большей сжимаемостью. Это, в частности, подтверждает численный результат работы [21]: в водонасыщенной среде размер зоны пластичности больше, чем в газонасыщенной. Авторы [21] связывают это явление с меньшей сжимаемостью водонасыщенной среды (по сравнению с ненасыщенной средой), приводящей к меньшей диссипации на ударном фронте

Энергия взрыва E_0 определяется начальной энергией газа в полости $E_0 = 4\pi a_0^3 p_0 / 3(\gamma - 1)$. Для применимости безволнового приближения необходимо $E_T \ll E_0$ или

$$(22) \quad p_0^2 \ll \frac{12(\delta - 1)}{(1+i)(\gamma - 1)c^2}.$$

Так, для $\delta = 2$, $i = 4$, $\gamma = 1,5$ формула (22) дает $p_0^2 \ll 10c^{-2}$.

Полученные результаты указывают на возможность сильного влияния насыщающей жидкости на размеры зоны разрушения и прорастание магистральных трещин. Это может привести к образованию большей зоны повышенной проницаемости при камуфлетном взрыве в насыщенной среде по сравнению со взрывом в сухой породе.

Однако необходимо отметить, что полная и последовательная теория разрушения насыщенной среды (особенно образования магистральных трещин) должна учитывать явление фильтрации поровой жидкости. Поэтому используемый в данной работе подход, естественно, является приближенным и оценочным.

Автор выражает признательность Е. Е. Ловецкому и В. С. Фетисову за внимание к работе и полезные обсуждения, а также В. Г. Григорьеву и Б. М. Тулинову за ценные советы.

Поступила 28 II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Чедвик П., Коке А., Горкин Г. Механика глубоких подземных взрывов. М., Мир, 1966.
2. Родионов В. И., Адушкин В. В. и др. Механический эффект подземного взрыва. М., Недра, 1971.

3. Терцаги К. Теория механики грунтов. М., Госстройиздат, 1961.
4. Николаевский В. Н., Лившиц Л. Д., Сизов И. А. Механические свойства горных пород. — В сб.: Итоги науки и техники ВИНТИ. Сер. Механика деформируемого твердого тела, 1978, т. 11, с. 123.
5. Garg S. K., Nur A. Effective stress law for fluid-saturated porous rock. — J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, N 26.
6. Dropek R. K., Johnson J. N., Walsh J. N. The influence of pore pressure on the mechanical properties of kayenta sandstone. — J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N 6.
7. Handin J., Hager R. V., Friedman M., Feather J. N. Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure: pore pressure tests. — Bull AAPG, 1963, vol. 47, p. 715.
8. Martin J. S. The effect of fluid pressure on the effective stresses and induced faulting. — J. Geophys. Res., 1975, vol. 80, N 26.
9. Рупнейт К. В. Некоторые вопросы механики горных пород. М., Углетехиздат, 1954.
10. Добрынин В. М. Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. М., Недра, 1970.
11. Николаевский В. Н. О связи объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах. — ДАН СССР, 1967, т. 177, № 3.
12. Николаевский В. Н., Басычев В. К., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М., Недра, 1970.
13. Баренблатт Г. И. Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении. — ПМТФ, 1964, № 4.
14. Henry J. P., Raquet J., Taneres J. P. Experimental study of crack propagation in calcine rock. — Int. J. Rock. Mech. and Min. Sci., 1977, vol. 4, N 2.
15. Желтов Ю. П., Христианович С. А. О гидравлическом разрыве нефтеносного пласта. — Изв. АН СССР. ОН, 1955, № 5.
16. Бабалян Г. А. О факторах, обуславливающих аномально высокие давления в пластах. — Труды нефт. экспед. Баку, 1953, № 1.
17. Riecker R. E. Penrose conference-fracture mechanics and earthquake source mechanisms. — Geotimes, 1972, N 4.
18. Койфман М. И., Ильницкая Е. И. Влияние влажности на прочность горных пород при растяжении и сжатии. — В сб.: Исследование механических свойств и взрывного способа разрушения горных пород. М., Наука, 1970.
19. Чирков С. Е., Мельников А. Н. Комплексные исследования физико-механических свойств песчаников в сухом и водонасыщенном состоянии. — Там же.
20. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1975.
21. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в газоводонасыщенной упругопластической среде. — ПМТФ, 1979, № 1.

УДК 534.222

МЕХАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗРЫВЕ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Е. Е. Ловецкий, А. М. Масленников, В. С. Фетисов

(Москва)

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что наличие газа или жидкости в горных породах существенно влияет на динамику явления при расширении камуфлетной полости, возникающей в результате подземного взрыва. В данной работе на основе численного и приближенного аналитического решения задач представлены количественные характеристики этого эффекта.

1. Расширение газовой полости в насыщенной пористой среде с необратимой объемной деформацией. В работе [1] с помощью водоподпорной модели исследовано влияние воды на механический эффект подземных взрывов. Установлено, что увеличение количества воды в горных породах приводит к заметному усилению пиковых давлений на фронте волны сжатия. В работе [2] изучалось расширение полости в газоводонасыщенной