

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении. — ФММ, 1966, т. 21, № 4.
2. Skidmore I. C. Introduction to shock waves in solids. — Applied Materials Research, 1965, vol. 4, N 3. Рус. пер. — Сб. пер. Механика, 1968, № 4.
3. Златин Н. А., Мочалов С. М. и др. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках. — ФТТ, 1974, т. 16, № 6.
4. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона. — ФТТ, 1975, т. 19, № 9.
5. Альтшулер Л. В., Новиков С. А., Дивнов И. И. Связь критических разрушающих напряжений со временем разрушения при взрывном деформировании металлов. — ДАН СССР, 1966, т. 166, № 1.
6. Butcher B. M., Barker L. M. et al. Influence of stress history on time-dependent spall in metals. — AIAA J., 1964, vol. 2, N 6. Рус. пер. — Ракетн. техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 6.
7. Молодец А. М. Измерение откольной прочности трех сталей. — В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
8. Тарасов Б. А. Сопротивление разрушению пластин при ударном нагружении. — Проблемы прочности, 1974, № 3.
9. Тарасов Б. А. О количественном описании откольных повреждений. — ПМТФ, 1973, № 6.
10. Нигматулин Р. И. Модель движения и ударные волны в двухфазных твердых телах с фазовыми переходами. — ПМТФ, 1970, № 1.
11. Ахмадеев Н. Х., Нигматулин Р. И. Ударные волны и фазовые превращения в железе. — ПМТФ, 1976, № 5.
12. Ахмадеев Н. Х. Расчет одномерных течений при детонации конденсированного вещества. — Труды НИИМат. ВГУ, 1975, № 21.
13. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х. Распространение нестационарных ударных и детонационных волн в конденсированных средах с физико-химическими превращениями. Отчет НИИМеханики МГУ, 1976, № 1819.
14. Иванов А. Г., Новиков С. А., Тарасов Ю. И. Откольные явления в железе и стали, вызванные взаимодействием ударных волн разрежения. — ФТТ, 1962, т. 4, № 1.
15. Рыбаков А. П. Отколы в стали при нагружении с помощью взрыва листового заряда ВВ и удара пластиной. — ПМТФ, 1977, № 1.
16. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х., Холин И. Н. Физико-химические процессы в твердых телах при взрывном нагружении. — В сб.: Нелинейные волны деформации. Таллин, 1978.

УДК 53.072:539.3

К ЗАДАЧЕ РАЗРУШЕНИЯ СКАЛЬНОЙ ПОРОДЫ ВЗРЫВОМ В УСЛОВИЯХ ВЛИЯНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. И. Шишкин

(Челябинск)

1. При подземном взрыве в области эпицентра взрыва происходит интенсивное разрушение грунта — так называемый откол. Откол имеет место и при взрыве на выброс, предшествуя этапу разлета грунта.

Откольное разрушение обусловливается взаимодействием волны сжимающих напряжений, излучаемой очагом взрыва, со свободной поверхностью среды, при котором волна сжатия превращается в волну растяжения.

Грунты и горные породы обладают малой прочностью на растяжение по сравнению с прочностью на сжатие. По этой причине грунт, не разрушенный в уже ослабленной волне сжатия, легко разрушается в волне такой же амплитуды, но несущей растяжение. Последнее и обуславлива-

ет внушительные масштабы явления откола при подземных взрывах. Например, в [1] указывается, что объем разрушений в зоне откола может в два раза превосходить объем разрушений около центра взрыва.

Для изучения откола будем рассматривать скальную породу как линейное идеально упругое тело, а сосредоточенный взрыв — как точечный источник, порождающий сферически расходящуюся упругую волну напряжений. В такой постановке задача о взрыве рассматривалась в работах [2—4]. В [2] получены и исследованы формулы для смещения и скорости свободной поверхности упругого полупространства. В [3, 4] получены и частично исследованы формулы для напряжения в полупространстве.

В данной работе задача об отколе при подземном взрыве решается для таких упругих тел, прочность которых при растяжении много меньше, чем при сжатии и сдвиге. К таковым, например, относятся (в той мере, в которой их можно рассматривать как линейно-упругие тела) грунты и горные породы.

Упругую волну, возникающую при взрыве в безграничной среде, будем описывать потенциалом поля смещений $\varphi_0(R, t)$ в форме

$$(1.1) \quad \varphi_0(R, t) = \frac{A}{R} f\left[\frac{1}{t_0}(t - R/c_p)\right], \quad t \geq 0, \quad R > 0,$$

где t — время; t_0 — характерное время; R — расстояние от центра взрыва; A — постоянная, зависящая от вида среды и взрыва; f — форма излучаемой волны; c_p — скорость продольных волн.

В работе [5] показано, что удовлетворительная аппроксимация экспериментальных данных по волнам взрывов осуществляется при функции источника

$$(1.2) \quad f(x) = 1 - e^{-x} \left(1 + x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{6} - Bx^4\right),$$

где B — постоянная, зависящая от свойств среды.

Функция $f(x)$ удовлетворяет условиям

$$f(0) = f'(0) = f''(0) = f'''(0) = 0, \quad f(\infty) = 1,$$

которые означают равенство нулю потенциала, смещения, скорости и ускорения на фронте волны и ограниченность $f(x)$ на бесконечности.

2. Пусть теперь источник (1.1), (1.2) действует внутри полупространства, ограниченного свободной поверхностью (система координат цилиндрическая $r \geq 0$, $z \geq 0$, свободная поверхность совмещена с плоскостью $z = 0$, источник помещен в точку $r = 0$, $z = h$).

Потенциалы поля смещений в полупространстве $\varphi(r, z, t)$ и $\psi(r, z, t)$ для этой задачи найдены в работе [6] (см. также [2, 7, 8]):

$$(2.1) \quad \varphi(r, z, t) = \varphi_0(r, z_1, t) - \varphi_0(r, z_2, t) + \varphi_1(r, z_2, t),$$

$$\varphi(r, z, t) = -\frac{f(t-\rho)}{\rho}, \quad \rho = (r^2 + z^2)^{1/2}, \quad z_1 \equiv z - h, \quad z_2 \equiv z + h,$$

$$\varphi_1(r, z_2, t) = \gamma \int_0^\infty k J_0(kr) \left[\frac{1}{2\pi i} \int_l F(k\gamma\zeta) X(\zeta) e^{-kg_1(\zeta)} d\zeta \right] dk,$$

$$X(\zeta) = \frac{8\beta}{\delta^2 - 4\alpha\beta}, \quad g_1(\zeta) = z_2\alpha - \gamma l\zeta;$$

$$(2.2) \quad \psi(r, z_2, t) = \gamma \int_0^\infty k J_1(kr) \left[\frac{1}{2\pi i} \int_l F(k\gamma\zeta) Y(\zeta) e^{-kg_2(\zeta)} d\zeta \right] dk,$$

$$Y(\xi) = \frac{4(2 + \xi^2)}{\delta^2 - 4\alpha\beta}, \quad g_2(\xi) = h\alpha + z\beta - \gamma t\xi,$$

$$\delta = 2 + \xi^2, \quad \alpha = \sqrt{1 + \gamma^2 \xi^2}, \quad \beta = \sqrt{1 + \xi^2}, \quad \operatorname{Re} \alpha > 0, \quad \operatorname{Re} \beta > 0, \quad \text{если} \quad \xi > 0,$$

$\gamma = c_s/c_p$; c_s — скорость поперечных волн; $F(k\gamma\xi)$ — изображение по Лапласу функции источника $f(t)$; J_0, J_1 — функции Бесселя; l — контур интегрирования в формуле обращения преобразования Лапласа [9]. В отличие от упомянутых работ в формуле (2.1) явно выделено слагаемое $\Phi_0(r, z_2, t)$, соответствующее потенциалу мнимого источника, вследствие чего слагаемое $\Phi_1(r, z_2, t)$ не имеет пространственных особенностей. В (2.1), (2.2) и всюду далее введены безразмерные переменные и величины:

$$t = \tilde{t}/t_0, \quad r = \tilde{r}/c_p t_0, \quad z = \tilde{z}/c_p t_0, \quad h = \tilde{h}/c_p t_0, \quad \varphi = \tilde{\varphi}/\kappa(c_p t_0)^2, \quad \kappa = A/(c_p t_0)^3,$$

где тильдой отмечены размерные величины.

Из (2.1) и (2.2) можно получить формулы для компонент напряжений, как это сделано, например, в [3, 4]. Однако получающиеся формулы достаточно громоздки, для их анализа требуются обширные машинные расчеты. По-видимому, точное упругое решение содержит много тонких деталей, присущих выбранной модели среды, которые не проявляются или имеют несущественное значение для реальной среды. Решение желательно упростить, выделив его главную часть. Если ограничиться вопросом откольного разрушения грунтов типа горных пород, то это можно сделать, исходя из характерных прочностных свойств горной породы и критериев ее разрушения.

3. Одним из характерных свойств скальной породы является ее трещиноватость. Множество трещин образуют пространственную сеть трещин, расчленяющих породу на блоки [10]. В связи с этим скальные породы обладают прочностью, сильно зависящей от вида напряженного состояния: наибольшую прочность скальные породы проявляют при сжатии, наименьшую — при растяжении. Например, граниты характеризуются приблизительно следующими значениями относительной прочности: при сжатии — 100, при сдвиге — 9, при растяжении — 2 [11]. Для сред с различающимися значениями пределов прочности на растяжение и сжатие получен критерий прочности, имеющий вид [12]

$$(3.1) \quad A(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) + [B(\sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{33}^2 + 2\sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}^2 + 2\sigma_{31}^2) + C(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})^2]^{1/2} \leq 1,$$

$$\text{где } A = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma^+} - \frac{1}{\sigma^-} \right); \quad B = \frac{1}{2\tau_b^2}; \quad C = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sigma^+} + \frac{1}{\sigma^-} \right)^2 - \frac{1}{2\tau_b^2};$$

$\sigma^+, \sigma^-, \tau_b$ — пределы прочности при растяжении, сжатии и сдвиге соответственно.

Условие (3.1) (при выполнении в нем знака равенства) можно толковать как критерий разрушения.

Введем обозначения: $m_1 = \sigma^+/\sigma^-, \quad m_2 = \sigma^+/\tau_b$,

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}), \quad J_2 = \sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2 - (\sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{22}\sigma_{33} + \sigma_{33}\sigma_{11}).$$

В новых обозначениях критерий разрушения имеет вид

$$(3.2) \quad \frac{3}{2} p M = \sigma^+,$$

$$M = 1 - m_1 + \left[(1 + m_1)^2 - \frac{16}{9} m_2^2 \right]^{1/2} \left[1 + \frac{4m_2^2}{(1 + m_1)^2 - 16m_2^2/9} \frac{J_2}{9p^2} \right]^{1/2}.$$

Для скальных пород, как уже упоминалось, $m_1 \leq 10^{-1}$, $m_2 \leq 2 \cdot 10^{-1}$, т. е. m_1 и m_2 много меньше единицы. Учитывая это обстоятельство, критерий (3.2) запишем в виде

$$(3.3) \quad \frac{3}{2} p \left[2 + O \left(m_2^2 \frac{J_2}{9p^2} \right) \right] = \sigma^+$$

и примем

$$(3.4) \quad p = (1/3)\sigma^+.$$

Таким образом, из критерия (3.1), примененного к горным породам, следует, что в разрушении их определяющую роль играет всестороннее растяжение.

Условие (3.4) есть идеализированное условие разрушения скальной породы. Оно означает, что скальная порода характеризуется бесконечной прочностью при сжатии и сдвиге и конечной прочностью σ^+ при простом растяжении.

Заметим, что для плоской продольной волны напряжений в упругой среде (при изменении коэффициента Пуассона ν от 0 до 1/2) отношение $J_2/9p^2$ в (3.3) изменяется в пределах от 0 до 1/3:

$$0 \leq \left| \frac{J_2}{9p^2} \right| = \frac{(2-\nu)\nu}{(1+\nu)^2} \leq \frac{1}{3}.$$

4. При использовании для скальной породы критерия разрушения (3.4) в задаче об отколе должно быть известно выражение для среднего напряжения как функции координат и времени. Для этого достаточно знать лишь продольный потенциал $\Phi(r, z, t)$, так как

$$(4.1) \quad p(r, z, t) = \frac{3-4\gamma^2}{3} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}.$$

Подставляя в (4.1) значение Φ из (2.1), получим

$$(4.2) \quad p(r, z, t) = \frac{3-4\gamma^2}{3} \left\{ -\frac{f''(t-\rho_1)}{\rho_1} + \frac{f''(t-\rho_2)}{\rho_2} + \gamma \int_0^\infty k J_0(kr) \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{2\pi i} \int_{\Gamma} X(\xi) \gamma^2 k^2 \xi^2 F(k\gamma\xi) e^{-k g_1(\xi)} d\xi \right] dk \right\}, \\ \rho_1 = (r^2 + z_1^2)^{1/2}, \quad \rho_2 = (r^2 + z_2^2)^{1/2}.$$

Деформируя контур Γ в новый контур, охватывающий линии ветвления, проведенные вдоль мнимой оси от точек $\xi = \pm i$ на бесконечность, и учитывая вычеты в полюсах $\xi = 0$, $\xi = \pm i\vartheta$, можно получить для p следующее представление:

$$(4.3) \quad p = p_a + p_0 + p_1 + p_2, \quad p_a = \frac{3-4\gamma^2}{3} \left[-\frac{f''(t-\rho_1)}{\rho_1} + \frac{f''(t-\rho_2)}{\rho_2} \right],$$

$$p_0 = \frac{3-4\gamma^2}{3} \frac{4\gamma^2}{1-\gamma^2} \left(-1 + \frac{3z_2^2}{\rho_2^2} \right) \left[\frac{f'(t-\rho_2)}{\rho_2^2} + \frac{f(t-\rho_2)}{\rho_2^3} \right],$$

$$p_1 = \frac{3-4\gamma^2}{3} \Phi(\vartheta) \int_{\rho_2}^t S(r, z_2 a, \gamma \vartheta \tau) f''(t-\tau) d\tau,$$

$$p_2 = -\frac{3-4\gamma^2}{3} \frac{\gamma}{\pi} \int_{\rho_2}^t f''(t-\tau) \int_1^{1/\gamma} S(r, z_2 a, \gamma \tau \lambda) Q(\lambda) d\lambda d\tau,$$

$$\Phi(\vartheta) = \frac{4\gamma a b^2}{\vartheta \Theta(\vartheta)}, \quad \Theta(\vartheta) = a b d - (a^2 + \gamma^2 b^2),$$

$$\begin{aligned}
 a &= \sqrt{1 - \gamma^2 \vartheta^2}, \quad b = \sqrt{1 - \vartheta^2}, \quad d = 2 - \vartheta^2, \\
 S(r, p, q) &= \frac{q(3AB^2 - A^3) + p(3BA^2 - B^3)}{R^3}, \\
 A &= \left(\frac{R+X}{2}\right)^{1/2}, \quad B = \left(\frac{R-X}{2}\right)^{1/2}, \quad R = (X^2 + Y^2)^{1/2}, \\
 X &= r^2 + p^2 - q^2, \quad Y = 2pq, \quad Q(\lambda) = \frac{16\beta\delta^2}{\delta^4 + 16\alpha^2\beta^2}, \\
 \alpha &= \sqrt{1 - \gamma^2\lambda^2}, \quad \beta = \sqrt{\lambda^2 - 1}, \quad \delta = 2 - \lambda^2,
 \end{aligned}$$

$\vartheta = c_R/c_s$, c_R — скорость волны Рэлея, здесь p_a — сумма двух волн одинаковой формы, испускаемых истинным и мнимым источниками, причем знаки среднего напряжения у волн противоположны. Например, если волна от истинного источника есть волна сжатия, то от мнимого — волна растяжения. Поскольку при $\gamma \rightarrow 0$ p_a переходит в решение акустической задачи о взрыве в жидком полупространстве, то p_a можно назвать акустическим (квазиакустическим) слагаемым.

Член p_0 , наиболее медленно меняющийся со временем, при $t \rightarrow \infty$ $p_0 \rightarrow \text{const}(r, z, h)$, можно назвать квазистатическим слагаемым. Член p_1 , обусловленный вычетами в полюсах (подынтегральной функции в (4.2)), являющихся корнями уравнения Рэлея, можно назвать рэлеевским слагаемым, которое описывает среднее напряжение в поверхностной волне Рэлея.

Выражение $\frac{3-4\gamma^2}{5} \frac{f''(t-\rho_2)}{\rho_2} + p_2$ есть среднее напряжение в объемной продольной волне, отраженной от свободной поверхности. При этом первый член этого выражения есть волна, отраженная от свободной поверхности как бы жидкого полупространства, а p_2 — добавка, обусловленная отличием упругого тела от жидкости.

Амплитудные значения отдельных слагаемых в (4.3) зависят от координат точки наблюдения и глубины источника. Фиксируя глубину источника h и устремляя координату r к бесконечности, можно убедиться, что амплитуды отдельных слагаемых в (4.3) имеют следующие порядки малости:

$$p_a = O(1/r^2), \quad p_0 = O(1/r^2), \quad p_1 = O(1/\sqrt{r}), \quad p_2 = O(1/r^2).$$

Следовательно, на больших расстояниях от эпицентра вблизи свободной поверхности будет преобладать рэлеевское слагаемое p_1 . Наоборот, при малых расстояниях от эпицентра и малых глубинах взрыва основное значение в среднее напряжение будет вносить квазистатический член p_0 , меняющийся с расстоянием по закону $1/\rho_2^3$.

Можно ожидать, что на расстояниях $\rho_1 \sim \rho_2 \sim 1$ главная часть p (при $\gamma \neq 0$) будет следующей:

$$(4.4) \quad p \approx p_0 = \frac{3-4\gamma^2}{3} \frac{4\gamma^2}{1-\gamma^2} \left(-1 + \frac{3z_2^2}{\rho_2^2} \right) \left[\frac{f'(t-\rho_2)}{\rho_2^2} + \frac{f(t-\rho_2)}{\rho_2^3} \right].$$

Если попытаться учесть все возможные значения параметра γ ($0 \leq \gamma \leq 1/\sqrt{2}$), то главную часть среднего напряжения на небольших расстояниях от места взрыва можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 (4.5) \quad p \approx p_a + p_0 &= \frac{3-4\gamma^2}{3} \left\{ -\frac{f''(t-\rho_1)}{\rho_1} + \frac{f''(t-\rho_2)}{\rho_2} + \frac{4\gamma^2}{1-\gamma^2} \left(-1 + 3\frac{z_2^2}{\rho_2^2} \right) \times \right. \\
 &\quad \times \left. \left[\frac{f'(t-\rho_2)}{\rho_2^2} + \frac{f(t-\rho_2)}{\rho_2^3} \right] \right\}.
 \end{aligned}$$

Линейные размеры области возможного разрушения среды при взрыве (в выбранном нами масштабе) имеют величину порядка 1 (при камуфлетном взрыве радиус зоны радиальных трещин составляет величину, приблизительно равную $c_p t_0$, при взрыве в полупространстве — несколько больше).

Следовательно, в области возможного откольного разрушения горной породы среднее напряжение может быть представлено формулами (4.4) или (4.5).

Вычисления по формулам (4.3) подтвердили высказанные утверждения относительно поведения p (фиг. 1, где изображены амплитуды отдельных слагаемых (4.3) при $h = 2$, $B = 0,240$, $\gamma = 0,6$, кривая 1 — p_m , 2 — p_{0m} , 3 — p_{1m} , 4 — p_{2m}).

5. Найдем границы области, внутри которой возможно разрушение среды. В этой области должно выполняться условие

$$(5.1) \quad p(r, z, t) \geq p_* \quad \left(p_* = \frac{1}{3} \sigma^* \right).$$

Знак равенства в (5.1) соответствует границе области возможного разрушения.

Для оценки величины «прочности» среды p_* воспользуемся данными о размерах зон разрушения при камуфлетных взрывах. При камуфлетном взрыве среднее напряжение в соответствии с (1.1), (4.1) описывается формулой

$$p = p(R, t) = \frac{3 - 4\gamma^2}{3} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial t^2} = - \frac{3 - 4\gamma^2}{3} \frac{f''(t - R)}{R},$$

где R — расстояние от центра взрыва; f имеет вид (1.2); $R = \tilde{R}/c_p t_0$.

Зона радиальных трещин при сферически-симметричном взрыве в горной породе начинается с расстояний $\tilde{R}_1 \approx 2r_n$ и заканчивается на расстоянии $\tilde{R}_2 \approx 4r_n$ от центра взрыва (r_n — радиус камуфлетной полости) [1, 13]. В выбранном масштабе длины эти расстояния будут $R_1 \approx 0,5$ и $R_2 \approx 1,0$ соответственно.

Так как растрескивание породы в зоне радиальных трещин происходит за счет растяжения, то знание границ R_1 и R_2 этой зоны позволяет оценить прочность породы на растяжение в условиях взрыва.

Для величины разрушающего среднего напряжения получаем следующие пределы:

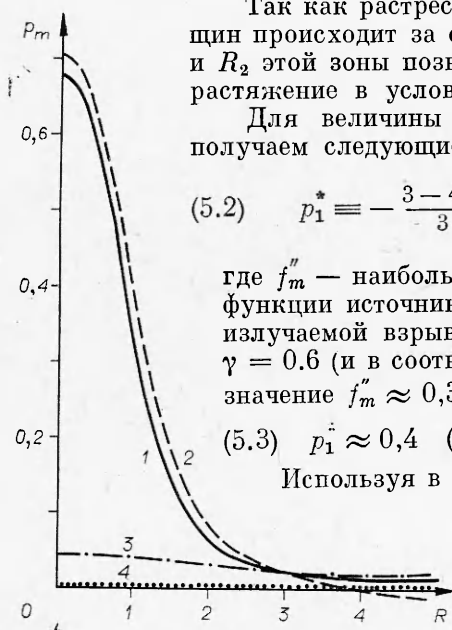
$$(5.2) \quad p_1^* \equiv - \frac{3 - 4\gamma^2}{3} \frac{f_m''}{R_1} \geq p_* \geq - \frac{3 - 4\gamma^2}{3} \frac{f_{r_2}''}{R_2} \equiv p_2^*,$$

где f_m'' — наибольшее значение второй производной от функции источника (1.2) (в фазе растяжения в волне, излучаемой взрывом). Принимая для гранита значение $\gamma = 0,6$ (и в соответствии с [5] $B = 0,240$), можно найти значение $f_m'' \approx 0,38$, что с учетом (5.2) дает

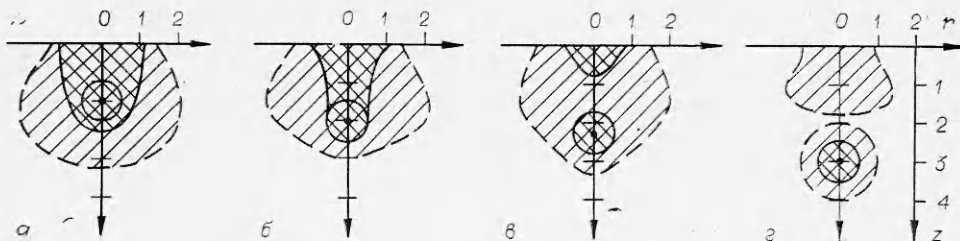
$$(5.3) \quad p_1^* \approx 0,4 \quad (R_1 = 0,5), \quad p_2^* \approx 0,2 \quad (R_2 = 1,0).$$

Используя в (5.1) значение p из (4.3) и найденные пределы «прочности» гранита (5.3), можно рассчитать границы возможного откольного разрушения при взрыве в граните.

Результаты таких вычислений приведены на фиг. 2. Сплошными



Ф и г. 1



Ф и г. 2

линиями показаны границы возможного разрушения при $p_* = 0,4$, штриховыми — при $p_* = 0,2$ для различных значений глубины источника h ($a - h = 1,5$, $б - 2,0$, $в - 2,25$, $г - 3,0$, $д - 3,5$).

Общей характерной особенностью зон возможного откольного разрушения является их локализация около оси симметрии и вытянутость вдоль этой оси. Растягивающие напряжения, обусловленные наличием свободной поверхности, разрушают среду преимущественно вдоль линии наименьшего сопротивления.

Это обстоятельство делает понятным явление образования столба обрушения породы и провальной воронки при взрыве. При соответствующих глубинах взрыва горная порода, расположенная над камуфлетной полостью и разрушенная прямой и отраженной волнами, под действием силы тяжести постепенно проваливается в камуфлетную полость. Камуфлетная полость как бы всплывает к свободной поверхности, превращаясь в провальную воронку.

В частности, можно утверждать, что если зоны откольного и камуфлетного разрушений не перекрываются, то столб обрушения не выйдет на свободную поверхность и провальная воронка не сможет образоваться.

6. Применим вышеизложенное для получения формулы, связывающей радиус воронки разрушения на свободной поверхности с весом заряда и глубиной его заложения.

Край воронки разрушения на свободной поверхности среды характеризуется тем, что амплитуда p_m среднего напряжения на нем в соответствии с критерием разрушения (5.1) должна равняться «прочности» среды:

$$(6.1) \quad p_m(r, 0, h) = p_*.$$

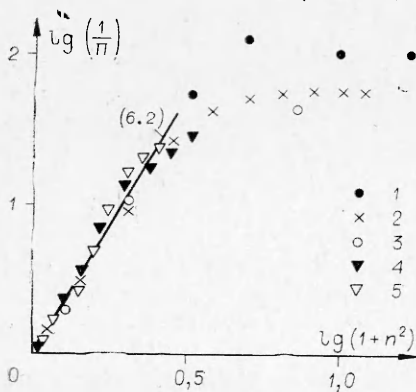
Для получения явного выражения условия (6.1) были выполнены расчеты напряжения по формулам (4.3). Результаты представлены в координатах $\lg(\Pi^{-1})$, $\lg(1+n^2)$ на фиг. 3, где $\Pi = p_m(r, 0, h)/p_m(0, 0, h)$, $n = r/h$, $p_m(0, 0, h)$ — амплитуда в эпицентре ($B = 0,240$, $\gamma = 0,6$).

Из фиг. 3 видно, что распределения функции Π вдоль свободной поверхности при различных h приблизительно одинаковы (точки 1 — $h = 1$; 2 — 1,5; 3 — 2; 4 — 3; 5 — 4).

На участке $0 < n \leq 1,28$ результаты можно очень хорошо аппроксимировать прямой линией:

$$(6.2) \quad \lg(\Pi^{-1}) = a \lg(1+n^2), \quad a \approx 3,76.$$

При $n \geq 1,28$ точки, отвечающие различным значениям h , распола-



Ф и г. 3

гаются на различных кривых, аппроксимация функции $\lg(\Pi^{-1})$ на этом участке в виде единой кривой несправедлива. Эти обстоятельства указывают на различный характер поведения функции Π с изменением n .

Вычисления отдельных слагаемых в (4.3) показывают, что при $0 < n < 1,28$ основной вклад в величину амплитуды среднего растяжения вносит квазистатистический член p_{0m} , а при $n \geq 1,28$ — рэлеевский член p_{1m} . В окрестности значения $n \approx 1,28$ происходит смена режима движения свободной поверхности. При малых n наибольшее среднее растяжение переносится объемными волнами, а при больших ($n > 1,28$) — поверхностной волной Рэлея (см. фиг. 1). Амплитуда последней волны зависит не только от n , но и от h , т. е. волны Рэлея при различных глубинах источника не подобны друг другу.

Результаты расчета амплитуд в эпицентре показали, что величину $p_m(0, 0, h)$ можно хорошо аппроксимировать степенной функцией:

$$(6.3) \quad p_m(0, 0, h) = A/h^m,$$

где $m \approx 2,80$; $A \approx 4,56$ ($0,5 < h < 5,0$).

Из (6.1)–(6.3) получаем

$$(6.4) \quad A/h^m (1 + n^2)^a = p_*.$$

Возвращаясь к размерным переменным $H = c_p t_0 h$, $R = c_p t_0 r$, перепишем условие (6.4) в виде

$$(6.5) \quad c_p t_0 = (p_*/A)^{1/m} (1 + n^2)^{a/m} H.$$

Характерная длина $c_p t_0$ пропорциональна радиусу камуфлетной полости: $c_p t_0 \sim r_{\text{п}}$. Радиус же последней можно оценить по формуле [14]

$$(6.6) \quad r_{\text{п}} = \text{const} (W^{1/3}/H^{1/4}), \text{ где } W \text{ — вес заряда.}$$

С использованием (6.6) из (6.5) получим

$$(6.7) \quad W = \text{const} (p_*/\kappa \rho_0 c_p^2) (1 + n^2)^{3a/m} H^{15/4} \approx \text{const} (p_*/\kappa \rho_0 c_p^2) \times \\ \times (1 + n^2)^4 H^{15/4}.$$

Формула (6.7) дает искомую связь между весом заряда, глубиной его заложения, прочностью среды и радиусом воронки разрушения при значениях $0 \leq n \leq 1,28$. При больших n эта связь существенно сложнее.

При взрыве на выброс радиус воронки выброса практически совпадает с радиусом воронки разрушения, поэтому формулой (6.7) можно воспользоваться для расчета воронки выброса. Отношение $n = R/H$, где R — радиус воронки выброса, называется показателем выброса [1]. Полагая в формуле (6.7) $H = R/n$, получим

$$(6.8) \quad W = \text{const} (p_*/\kappa \rho_0 c_p^2) ((1 + n^2)^4/n^{-15/4}) R^{15/4}.$$

Из (6.8) следует существование оптимальной глубины заложения $H = H_*$. При взрыве на такой глубине для получения воронки заданного радиуса требуется заряд минимального веса. Дифференцируя (6.8) по n , приравнявая производную нулю и разрешая получающееся уравнение относительно n , найдем значение оптимального показателя выброса

$$n_* = \left(\frac{15}{17}\right)^{1/2} \approx 0,94.$$

Эксперименты с крупными взрывами показывают, что оптимальное значение показателя выброса слабо зависит от вида породы и составляет величину, близкую к единице [13, 15]:

$$n_* \approx 0,8 - 1,2.$$

Если не учитывать влияния глубины заложения на длину излучаемой при взрыве упругой волны (что допустимо для малых взрывов), то характерная длина $c_p t_0$ пропорциональна $W^{1/3}$. Формула (6.5) при этом дает

$$W = \text{const} (p_*/\kappa\rho_0 c_p^2) (1 + n^2)^4 H^3,$$

т. е. вес заряда, требуемого для создания воронки выброса, пропорционален кубу линии наименьшего сопротивления.

Автор выражает благодарность А. И. Шахову, выполнившему расчеты.

Поступила 16 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Покровский Г. И. Взрыв. М., Недра, 1967.
2. Описко Н. И., Шемякин Е. И. Движение свободной поверхности однородного грунта при подземном взрыве.— ПМТФ, 1961, № 4.
3. Гутова Г. А., Никифоровский В. С. Откольные явления в упругом полупространстве с внутренним источником.— ФТПРПИ, 1968, № 5.
4. Никифоровский В. С. Действие сферического источника колебаний в упругой среде вблизи поверхности.— ФТПРПИ, 1977, № 3.
5. Haskell N. A. Analytic approximation for the elastic radiation from a contained underground explosion.— J. Geophys. Res., 1967, vol. 72, p. 2583.
6. Огурцов К. И., Петрашень Г. И. Динамические задачи для упругого полупространства в случае осевой симметрии.— Учен. зап. Ленингр. ун-та. Сер. мат., 1951, вып. 24, № 149.
7. Шемякин Е. И. Динамические задачи теории упругости и пластичности. Новосибирск, изд. Новосиб. ун-та, 1968.
8. Никифоровский В. С., Шемякин Е. И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск, Наука, 1979.
9. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.— Л., ГИТТЛ, 1951.
10. Рац М. В., Чернышев С. Н. Трещиноватость и свойства трещиноватых пород. М., Недра, 1970.
11. Спивак А. И., Попов А. Н. Механика горных пород. М., Недра, 1975.
12. Гольденблат И. И., Кошнов В. А. Критерий прочности анизотропных материалов.— Изв. АН СССР. Механика, 1965, № 6.
13. Механический эффект подземного взрыва. Под ред. М. А. Садовского. М., Недра, 1974.
14. Boardman C. R., Rabb D. D., Mc-Arthur R. D. Responses of four rock mediums to contained nuclear explosions.— J. Geophys. Res., 1964, vol. 69, p. 3457.
15. Атомные взрывы в мирных целях. Под ред. И. Д. Морохова. М., Атомиздат, 1970.

УДК 539.4.011

КИНЕТИКА РАЗВИТИЯ ИНТЕРКРИСТАЛЛИТНОЙ ТРЕЩИНЫ ПУТЕМ ДИФфуЗИОННОГО МАССОПЕРЕНОСА

В. Ю. Новокушеров, Ш. Х. Ханнанов

(Уфа)

1. Исследование разрушения при высоких температурах представляет как теоретический, так и практический интерес. В условиях высоких температур и малых напряжений разрушение развивается путем распространения трещин по границам зерен [1]. Такие трещины носят название интеркристаллитные.

Развитие трещин по границам зерен обусловлено целым рядом физических факторов. Прежде всего проскальзывание зерен по границам при высоких температурах способно инициировать трещины. Эти трещины растут преимущественно по границам вследствие ослабления когезивных сил (уменьшение поверхностной энергии разрушения) на границе, а также благодаря ускоренной диффузии атомов вдоль границы. Основное время до разрушения обычно тратится на развитие трещин [1].