

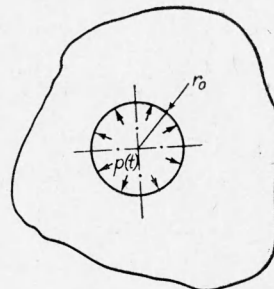
**ФОРМИРОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ
ВЗРЫВНЫХ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ
В ГОРНЫХ ПОРОДАХ**

А. Б. Фадеев

(Ленинград)

В математической теории упругости известно решение задачи о динамическом симметричном нагружении сферической полости в безграничной упругой среде [1]. Не приводя всей последовательности довольно громоздких выкладок решения, рассмотрим лишь окончательные формулы.

Пусть O — сферическая полость в безграничной во всех направлениях упругой твердой среде, нагружаемая изнутри заданным давлением $p(t)$ (рис. 1). Решения для радиальных смещений точек среды скорости смещений, радиальных и тангенциальных деформаций и напряжений в этом случае имеют вид:



$$u = -\frac{c}{r} \psi' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) - \frac{c^2}{r^2} \psi \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right),$$

(1) Рис. 1. Расчетная схема.

$$v = -\frac{c}{r} \psi'' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) - \frac{c^2}{r^2} \psi' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right), \quad (2)$$

$$\varepsilon_r = \frac{1}{r} \psi''' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) + 2 \frac{c}{r^2} \psi'' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) + 2 \frac{c^2}{r^3} \psi' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right); \quad (3)$$

$$\varepsilon_\tau = -\frac{c}{r^2} \psi' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) - \frac{c^2}{r^3} \psi \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right); \quad (4)$$

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \left[(\lambda + 2\mu) \psi'' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) + \frac{4\mu c}{r} \psi' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) + \right. \\ \left. + \frac{4\mu c^2}{r^2} \psi \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) \right], \quad (5)$$

$$\sigma_\tau = \frac{1}{r} \left[\lambda \psi'' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) - \frac{2\mu c}{r} \psi' \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) + \frac{4\mu c^2}{r^2} \psi \left(t - \frac{r-r_0}{c} \right) \right], \quad (6)$$

где u — радиальное смещение; v — скорость смещения; ε_r — радиальная деформация; ε_τ — тангенциальная деформация; σ_r — радиальное напряжение; σ_τ — тангенциальное напряжение; c — скорость распрост-

ранения продольных волн; r — расстояние до центра полости; r_0 — радиус полости; t — текущее время; λ, μ — константы Ляме; $\psi(t)$ — функция, являющаяся решением дифференциального уравнения:

$$-p(t) = \frac{1}{r_0} \left[(\lambda + 2\mu) \psi''(t) + \frac{4\mu c}{r_0} \psi'(t) + \frac{4\mu c}{r_0^2} \psi(t) \right]. \quad (7)$$

Пусть функция давления в полости имеет вид:

$$p(t) = 0 \text{ при } t < 0, \quad p(t) = p \text{ при } t > 0.$$

В этом случае решение уравнения (7) будет иметь вид:

$$\psi(t) = e^{-\alpha t} (A \sin \beta t + B \cos \beta t) - \frac{r_0^3}{4\mu c^2} p_0, \quad (8)$$

где

$$\alpha = \frac{2\mu c}{r_0(\lambda + 2\mu)}; \quad \beta = \frac{2c \sqrt{\mu(\lambda + \mu)}}{r_0(\lambda + 2\mu)}; \quad A = -\frac{r_0^3 p_0}{4c^2 \sqrt{\mu(\lambda + \mu)}}; \quad B = \frac{r_0^3 p_0}{4\mu c^2}.$$

Подставляя значения $\psi(t)$ из (8) в (1) — (6), найдем значения $u, v, \epsilon_r, \epsilon_\tau, \sigma_r, \sigma_\tau$ в любой точке пространства в любой момент времени. На рис. 2 приведены графики этих величин, рассчитанные для среды с коэффициентом Пуассона 0,22.

При построении графиков для наглядности сравнения за единицу времени принято время прохождения волной расстояния, равного радиусу полости; значения $u, v, \epsilon_r, \epsilon_\tau, \sigma_r$ и σ_τ умножались на величину расстояния до центра полости; момент прихода фронта волны в точку совмещен с 0 координат времени. В правой части графиков σ_r и σ_τ показаны их величины при статическом нагружении полости до того же давления p_0 .

Физический смысл решений предопределяет распространение в среде волны напряжений, вызывающей радиальные смещения, радиальные и тангенциальные деформации и напряжения. После прохождения волны распределение деформаций и напряжений в среде соответствует статическому решению задачи.

Из анализа формул и графиков для данного характера нагружения полости можно сделать следующие выводы.

1. Выражения для v, ϵ_r, σ_r и σ_τ состоят из трех компонентов: обратно пропорционального первой степени расстояния (акустический компонент), обратно пропорционального квадрату расстояния (квазигидродинамический компонент) и обратно пропорционального кубу расстояния (квазистатический компонент). Параметры волны напряжений определяются главным образом акустическим компонентом; лишь на близких расстояниях ($r < 2r_0$) доминирует квазистатический компонент.

Для акустических компонентов решений справедливы известные для плоских волн соотношения:

$$\sigma_r = \rho v c, \quad (9)$$

$$v = c \epsilon_r, \quad (10)$$

где ρ — плотность среды.

2. При $t \rightarrow \infty$, а практически при $t > 5 \frac{r_0}{c}$, после прихода фронта волны движения среды в данной точке прекращаются, динамические решения переходят в статические, т. е. независимо от длительности приложения давления в полости формирование волны и переход энергии в окружающую среду прекращаются.

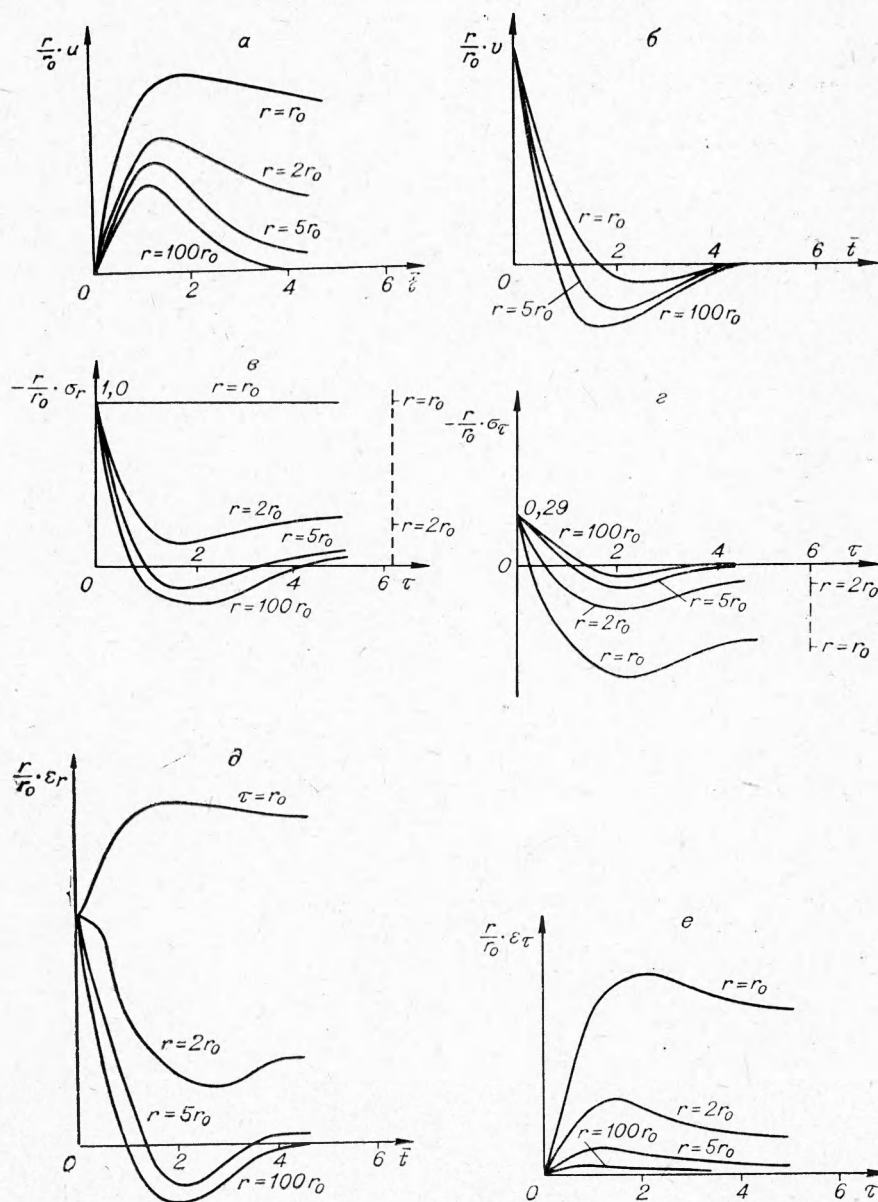


Рис. 2. Параметры волн напряжений при нагружении сферической полости давлением $p(t) = -1$.

a — радиальные смещения; $б$ — скорости смещений; $в$ — радиальные напряжения; $г$ — тангенциальные напряжения; $д$ — радиальные деформации; $е$ — тангенциальные деформации.

3. Из графика на рис. 2, $г$ видно, что тангенциальные растягивающие напряжения, соответствующие моменту прохождения волны, значительно превышают напряжения, возникающие при статическом приложении в полости давления той же величины.

4. В начальный период прохождения волны в среде формируются сжимающие тангенциальные напряжения; формирование растягивающих напряжений отстает от фронта волны.

Нами были проведены экспериментальные замеры параметров взрывных волн напряжений в граните и алевролите в условиях естественного залегания этих пород.

	Гранит	Алевролит
Объемный вес, кг/м^3	2600	2300
Скорость продольных волн в массиве, м/сек	5300	3300
Коэффициент Пуассона	0,22	0,3
Прочность на одноосное сжатие, кг/см^2	1600	400

Diagram illustrating the layout of a mine roadway (20 m length) with pillars numbered 1 to 11. The pillars are arranged in a sequence from right to left. Pillars 7 and 3 are highlighted with dimensions: pillar 7 is 3.5 m high and pillar 3 is 4 m high. The diagram also shows the cutting (Забойка) and the charge (Заряд) locations.

Тензодатчик представлял собой цилиндр высотой и диаметром 30 мм, изготовленный из смеси эпоксидной смолы с мелким кварцевым песком, к основанию которого приклеены два крестообразно расположенных проволочных тензотростов с базой 20 мм. На дно шпуров А и В заливалась такая же смесь эпоксидной смолы с песком, а затем в ориентированном положении опускались тензодатчики и вдавливались в смолу до соприкосновения с дном шпура.

Датчик для замера скоростей смещений конструкции ВНИМИ представлял собой соленоид длиной 40 мм с дифференциальным шагом намотки, внутри которого помещался цилиндрический магнит. При смещении магнита относительно соленоида в обмотке наводится э.д.с., пропорциональная скорости смещения. В шуры 1—11 помещались заряды аммонита № 6 весом по 1 кг; взрывание зарядов производилось в последовательности номеров от 1 до 11.

Регистрация велась на осциллографе Н-102 с гальванометрами типа Н135-3. Сигналы усиливались на тензоусилительной станции. Аппаратура обеспечивала регистрацию без искажений процессов с частотой до 3 *кГц*. Наблюдавшиеся частоты не превышали этой величины.

Замеры параметров волн произведены в диапазоне расстояний от 0,5 до 14,5 м в граните и от 1,8 до 13,8 м в алевролите. На рис. 4 приведены осциллограммы взрывной волны. Форма осциллограмм довольно близка к форме расчетных кривых.

На рис. 5 нанесены наблюдавшиеся при экспериментах в граните и алевролите значения ν и ϵ_r . Масштаб скоростей смещений построен согласно соотношению (10), так что относительной деформации

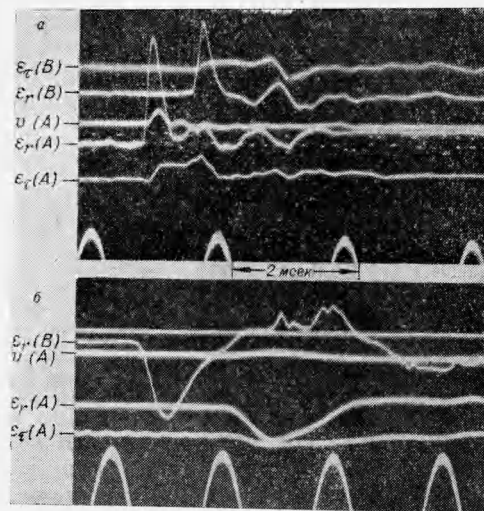


Рис. 4. Осциллограммы деформаций и скоростей колебаний.

а — в граните; б — в алевролите.

$0,1 \times 10^{-3}$ соответствует скорость смещения в граните $0,53 \text{ м/сек}$, а в алевролите — $0,33 \text{ м/сек}$. При этом экспериментальные значения v и ϵ_r на графике укладываются на одну кривую.

Результаты экспериментов, приведенные на рис. 5, достаточно точно описываются зависимостями:

для гранита

$$v = 1,96 \cdot r^{-1,15} \text{ м/сек}, \quad (11)$$

$$\epsilon_r = 0,37 \cdot 10^{-3} \cdot r^{-1,15}; \quad (12)$$

для алевролита

$$v = 5,2 \cdot r^{-1,5} \text{ м/сек}, \quad (13)$$

$$\epsilon_r = 1,57 \cdot 10^{-3} \cdot r^{-1,5}; \quad (14)$$

где r — расстояние от заряда, м.

Степень снижения максимальной амплитуды взрывных импульсов с расстоянием оказалась несколько большей, чем обратно пропорционально расстоянию, как это предсказывают решения для идеально упругой среды при мгновенно включенной нагрузке. Авторы [2] приводят зависимость затухания радиальных деформаций от расстояния в граните в виде показательной функции, которая, однако, с достаточной точностью может быть выражена степенной функцией с показателем степени $-1,1$. Эта величина близка к показателю степени $-1,15$ в формулах (11) и (12). Авторы [3] приводят для диапазона расстояний, аналогичного нашей серии наблюдений, показатель степени затухания в калийной соли $-1,56$. Эта величина почти равна полученному нами показателю $-1,5$ для алевролита, который близок по упругим и прочностным свойствам к калийной соли.

Причину увеличения степени затухания волн в горных породах по сравнению с идеально упругой средой, по-видимому, следует искать в возможности возникновения в горных породах наряду с упругими деформациями неупругих. Среди последних можно назвать, например, следующие. Во-первых, вокруг заряда происходит интенсивное разрушение породы, а на более удаленных расстояниях отдельные разрушения могут возникать за счет местных концентраций напряжений вблизи отдельных трещин (дефектов). Во-вторых, по контактам некоторых сомкнутых трещин могут происходить небольшие подвижки, связанные с преодолением сил трения.

По данным наблюдений волна напряжений при взрывании в граните несет в себе около 3% полной энергии заряда ВВ.

Длительность головных фаз сжатия взрывных волн в граните не изменялась с расстоянием и составляла в среднем $0,45 \text{ мсек}$. Длительность фаз сжатия в алевролите по мере увеличения расстояния от заряда существенно увеличивается; в диапазоне наших наблюдений эта зависимость с точностью $\pm 30\%$ может быть описана формулой:

$$T = 0,5 + 0,16 \cdot r \text{ мсек}.$$

По данным И. Кота [4] избыточное давление газов в зарядной полости при взрыве шпурового заряда удерживается в течение ~ 20 мсек. Таким образом, длительность взрывных волн напряжений не зависит от длительности действия взрывных газов, а обуславливается физико-механическими характеристиками массива пород.

Изложенный материал позволяет сделать следующие выводы:

1. Аналитический расчет параметров волн напряжений качественно совпадает с действительными волновыми процессами при взрыве в твердой горной породе.

2. Волна напряжений является основным действующим фактором, обеспечивающим образование трещин при взрывании скальных пород.

3. Волна напряжений при взрыве имеет характер однократного колебания, длительность которого определяется свойствами породы и линейным масштабом взрыва и не зависит от времени, в течение которого удерживается давление взрывных газов в зарядной камере.

4. Распространение взрывных волн напряжений в реальных горных породах сопровождается необратимыми потерями энергии, величина которых зависит от физико-механических характеристик пород.

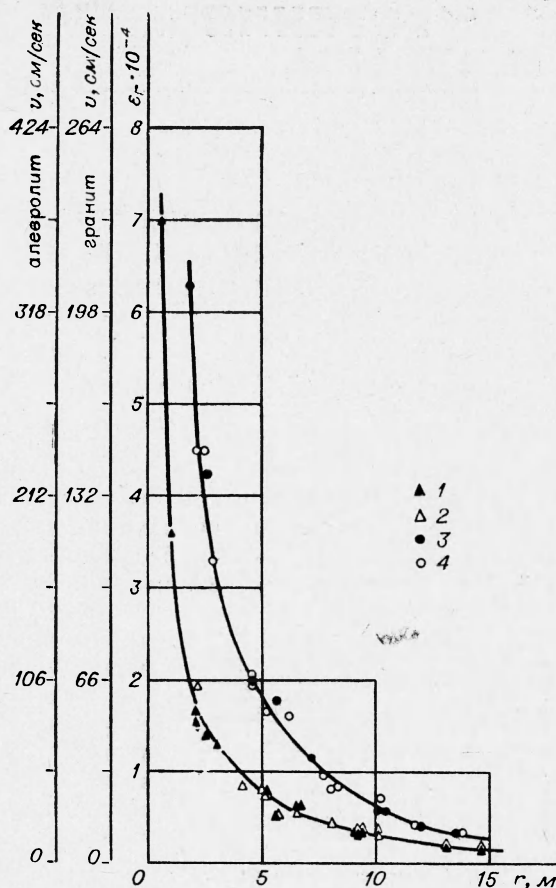


Рис. 5. Графики зависимости скоростей колебаний и деформаций от расстояния.

Гранит: 1 — скорость колебаний, 2 — радиальная деформация; алевролит: 3 — скорость колебаний, 4 — радиальная деформация.

Поступила в редакцию
20/IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Selberg. Arkiv für Fysik. Stockholm, 1952, 5.
2. T. C. Atchison, W. E. Tournay. USB. M. Rept. Inv., 1959, 5509.
3. H. R. Nickolls, W. J. Duvall. Rock Mech. Pergamon Press, 1963.
4. И. Кота. Основные взаимозависимости действия короткозамедленного взрывания. Горный конгресс. Будапешт, 1960.