Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института
им. Г.В.Плеханова, 1984, т. 99

УДК 622.235

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

С.В.КРАСАВИН, С.В.ЦИРЕЛЬ

Уравнение состояния горных пород позволяет получать замкнутые системы для теоретического решения многих задач. Однако на сегодняшний день эта задача мало изучена, чаще всего рассматриваются простейшие модели, например, несжимаемая жидкость (уравнение состояния $\rho = const$) или упругое тело (закон Гука). В некоторых работах исследуется применимость более общих нелинейных моделей [1, 2], но и здесь в основном речь идет о баротропных телах (давление P зависит лишь от плотности ρ). В работе [5] показано, что в весьма общем уравнении состояния

$$P = F(\rho) + f(\rho)T \qquad (1)$$

при давлениях порядка 10^9–10^{10} Па $f(\rho) \ll F(\rho)$. Однако это заключение нуждается в специальной проверке при исследовании разрушающихся под нагрузкой тел, так как возрастание энтропии и температуры может повлиять на характер зависимости P от ρ. Также некоторое влияние может оказывать скорость нагружения как за счет пластичности и вязкости, так и за счет зависимости величины разрушающей нагрузки от времени ее приложения.

В наших опытах одна и та же порода получала различную степень сжатия при одном и том же давлении, созданном взрывом разных ВВ, причем это расхождение сильнее всего проявлялось за пиком волны, где порода находилась в разрушенном состоянии. Однако из-за экспериментальных трудностей сегодня еще невозможно отказаться от предположения о баротропности и найти параметры уравнения состояния горных пород, включающего температуру (энтропию) и время, следует только иметь в виду, что модель баротропного тела является приближенной при взрывных нагрузках.

Уравнение состояния баротропного тела обычно принято записывать в двух формах – в форме ударной адиабаты:

$$N = a + bU, \qquad (2)$$

где N – скорость ударной волны; U – скорость смещения во фронте волны; a, b – константы среды,
или в форме Тэта:

$$P = \frac{B}{n}(\bar{\rho}^n - 1), \qquad (3)$$

где B – упругая константа среды (чаще всего модуль Юнга); $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ – сжимаемость; ρ_0 – начальная плотность; n – показатель закона Тэта.

В работе [2] рекомендуется принимать для горных пород $n = 4$, а в работе [1] $n = 3$ и 5,5 в зависимости от давления. Подобные расхождения связаны с тем, что при $\rho \sim 1$ величина P мало зависит от значения n. Так, даже для воды разные авторы предлагают принимать n в интервале от 3 до 7,5 [3]. Поэтому формула (2), пожалуй, является предпочтительной, несмотря на то, что в этом случае функция $P(\rho)$ имеет очень сложный вид:

$$P = \rho_0 a^2 \bar{\rho}(\bar{\rho} - 1)\left[b - (b-1)\bar{\rho}\right]^2. \qquad (4)$$

Для определения параметров уравнения состояния обычно использовалось статическое нагружение или динамическое с регистрацией скорости волны оптическим путем или скорости откола с помощью стержня Гопкинса и последующим пересчетом по формулам теории ударных волн. Как показывают опыты, ширина участка нарастания волны даже на расстоянии 5–10 мм от плоского заряда ВВ высотой 100–150 мм составляет 0,5–1 мкс, что в 1,5–2 раза превосходит «завал" осциллографа. Другим подтверждением особого характера ударных волн в горных породах является отклонение давления, преломленного из ВВ в породу от рассчитанного по теории ударных волн. Представляется целесообразным исследовать уравнение состояния при помощи измерения величин, непосредственно в него входящих, и последующей обработки данных, основанной лишь на самых общих закономерностях.

Рассмотрим способ получения зависимостей давления от удельного объема, основанный на использовании плоских ударных волн, созданных взрывом заряда ВВ или высокоскоростным ударом.

В породу по пути распространения волны внедряется серия датчиков давления или массовой скорости (в наших опытах использовались манганиновые датчики давления [6]), которые регистрируют время прихода волны и зависимости $P(t)$ или $U(t)$. Для обработки полученных данных используется метод лагранжева анализа [7, 8], основанный на численном решении основных уравнений гидромеханики в координатах Лагранжа:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_h - \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial U}{\partial h}\right)_t = 0; \qquad (5)$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_h + \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial P}{\partial h}\right)_t = 0,$$

где h – лагранжева координата; $V = 1/\rho$ – удельный объем; t – время.

Для проведения интегрирования частные производные записываются через полные:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial h}\right)_t = \frac{dA}{dh} - \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_h \frac{dt}{dh}, \qquad (6)$$

где полная производная относится к годографам распространения постоянной фазы волны, называемым траекториями. Зависимость давления и скорости смещения на трактории от лагранжевой координаты при нагружении различными ВВ описывается линейной или экспоненциальной функциями [4]. При решении систе-

мы получается связь давление – объем и ударная адиабата в исследуемом материале. При этом не нужны никакие дополнительные предположения о форме уравнения состояния или характере нагружения.

Для определения удельного объема по записям давления требуется знание второй его производной по расстоянию [7]. Для этого необходимо использовать серии из трех и более датчиков, что представляет большие трудности в проведении эксперимента. Однако опыты показывают, что неоднородности в породе оказывают слабое влияние ($\pm$5–10 %) на значение давления, поэтому можно использовать набор из серий по два датчика в каждой. Для совместной обработки результатов отдельных опытов изменение скорости волны с расстоянием на каждом участке будем аппроксимировать линейной функцией от расстояния, а время прихода волны соответственно квадратичной. Строя интерполяционный полином Лагранжа для каждой пары серий датчиков, можно определить время θ, которое затратила бы волна при распространении от точки расположения второго датчика первой серии к первому датчику второй,

$$L_2(h_4)\tau_1 + L_3(h_4)\theta = \theta + \tau_2 ;$$

$$L_2(h_4) = \frac{(h_4 - h_1)(h_4 - h_3)}{(h_2 - h_1)(h_2 - h_3)} ; \qquad (7)$$

$$L_3(h_4) = \frac{(h_4 - h_1)(h_4 - h_2)}{(h_3 - h_1)(h_3 - h_2)} ,$$

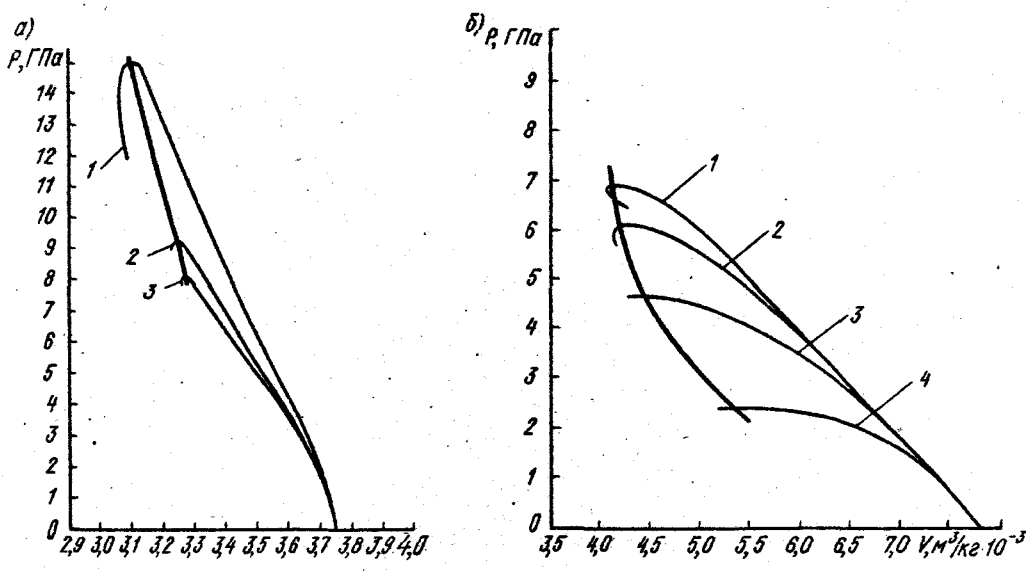
где τ_1 и τ_2 – время прохождения волны от первого до второго датчика первой и второй серий соответственно; h_i – расстояние от заряда до i-го датчика.

В качестве примера приведем графики зависимостей давление – объем для мрамора (ρ_0 = 2,67 г/см^3) и сланца (ρ_0 = 1,54 г/см^3). Для мрамора была использована одна серия из трех записей, а для сланца – две по две записи в каждой (см. рисунок).

Ударные адиабаты для мрамора и сланца соответственно имеют вид:

$$N = 4{,}0 + 1{,}52U,$$
$$N = 0{,}6 + 1{,}61U. \qquad (8)$$

Максимальная степень сжатия сланца составляет 1,9 при давлении 6,85 ГПа, в то время как у мрамора она равна 1,23 при давлении 14,9 ГПа, что объясняется большими значениями акустической жесткости и предела упругости у мрамора. Учитывая это обстоятельство, а также сложную структуру волны с упругим предвестником B у мрамора (см. рисунок,а), можно предположить,



Диаграммы ударного нагружения мрамора (а) и сланца (б)
1-4 – номера датчиков

что мрамор в основном подчиняется модели упругопластической среды, а в сланце преобладает пластическое деформирование.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гоголев В.М., Мыркин В.Г., Яблокова Г.И. Расчет ударной волны при взрывах в горных породах. – ФГВ, 1965, № 1.

2. Баум Ф.А., Бержец М.А. Определение начальных параметров ударных волн в горных породах в условиях контактного взрыва и закона сжимаемости горных пород при высоких давлениях. – В кн.: Взрывное дело. М., Гостехиздат, 1962.

3. Ляхов Г.М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М., Недра, 1964.

4. Оценка поля напряжений цилиндрического заряда ВВ для породы / В.А.Вирченко, А.П.Егоров, С.В.Красавин, С.В.Цирель. – Изв. вузов, Горный журнал, 1983, № 6.

5. Физика взрыва / Под ред. К.П.Станюковича. М., Наука, 1975.

6. Burrons K., Chilvers D.K., Gyton R. – VI Simp. on detonation, San Diego, 1976.

7. Cowperthaite M., Williams R.F. J. Appl. Rhys., 42, 8, 1971.

8. Seaman L. J. Appl. Phys., 45, 10, 1974.