УДК 622.235

И.И. Клочко

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК

Наводиться математична модель напружено-деформованого стану масиву гірських порід, що дозволяє прогнозувати фізико-механічні властивості відбитої гірської породи за допомогою енергії вибуху.

Приводится математическая модель напряженно-деформированного состояния массива горных пород, позволяющая прогнозировать физико-механические свойства отбитой горной массы с помощью энергии взрыва.

The mathematical model is resulted is intense-deformed condition of a file of mountain breeds allowing to predict physical and mechanical properties separated of mountain weight with the help of energy of explosion.

В работе [1] показано, что в области некоторых напряжений (σ_s) сжатие и разгрузка горных пород происходит упруго, а при снятии нагрузки в среде сохраняется остаточная деформация, имеющая физико-механические свойства среды. В работе [2] показано, что возникающие в процессе технологического воздействия на среду напряжения и деформации определяют физико-механические свойства пород, которые имеют только в определенной степени исходные свойства естественных массивов. Изменение характеристик зависит от проведенного расстояния

$$R = R/\sqrt[3]{Q},$$

где R – расстояние от места взрыва, м; Q – масса заряда ВВ, кг.

Взрыв заряда возбуждает в горной породе, которую рассмотрим как упругую среду, продольные и поперечные волны, определяющие возникновение вектора деформации и скорости его смещения.

В общем случае этот процесс описывается уравнением движения [3]

$$\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_i}{\partial x},$$

где ρ - плотность среды, кг/м^3; u_i – деформация по вектору, м; σ_i– тензор напряжения в среде, $H/м^2$.

Уравнение движения точки в другой среде является функцией давления, развивающегося в скважине и может быть представлено в виде

$$\rho\frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{\partial P_i}{\partial x}. \qquad (1)$$

Естественно, что необходимо рассмотреть многомерную задачу распространения поперечных и продольных волн. Система волновых уравнений будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} - \frac{1}{c_l^2}\frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} = f(x)$$

$$\frac{\partial^2 U_Y}{\partial Y^2} - \frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 U_Y}{\partial t^2} = f(Y)$$

$$\frac{\partial^2 U_Z}{\partial Z^2} - \frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 U_Z}{\partial t^2} = f(Z)$$

Решение такой системы уравнений весьма трудоемко, а сделанные при этом допущения не оправдываются, поскольку поперечные волны (C_t) не вызывают изменение объема отдельных участков, так как компоненты векторов смещения $U_{Y,}$ U_z не связаны с Y и Z, а определяются направлением X, поэтому div**U**=0. С другой стороны для продольных волн (c_l) – div**U**$\neq 0$. Следовательно, эти волны вызывают в среде деформации сжатия и растяжения.

Связь между продольными и поперечными волнами выражается уравнением

$$c_l = \frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}; \quad c_t = \frac{E}{2\rho(1+\mu)}, \qquad (2)$$

где E – модуль растяжения; μ - коэффициент Пуассона.

С учетом вышеуказанного, решение задачи распространения волн напряжений можно свести к решению одномерной задачи

$$\frac{\partial U_x}{\partial x^2} - \frac{1}{c_l^2}\cdot\frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} = f(x),$$

Решение уравнения одномерной бегущей волны состоит из суммы двух, т.н. бегущих волн f_1 и f_2

$$U_x = f_1(x - c_l t) + f_2(x + c_l t),$$

где ***U*** – скорость смещения частиц массива.

Граничными условиями решения этого уравнения являются:

U_x= h(t)-f(x) $\quad 0 \le x < \infty$

U_x= 0 $\quad x \to \infty$

Начальное условие при t=0.

Функцию h(x) можно определить из уравнения смещения частиц среды экспериментальным путем.

Для условий формирования ударной волны и волны напряжений используем уравнение изменения массы продуктов взрыва во времени и пространстве

$$D_B = \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} = \frac{\partial \rho'}{\partial t}, \qquad (3)$$

где D_B – характеризует затраты энергии в момент химического превращения ВВ.

Граничные условия уравнения (3) имеют вид:

$$\left.\frac{\partial \rho'(x,t)}{\partial x}\right|_{x=0}^{t=0}; \qquad \rho'(\infty;t) = 0.$$

Начальные условия $\rho'(x';0) = \beta\delta(x)$, где $\rho'(x',0)$ – плотность газов в момент времени t_0 в точке (x_1) отсчета времени с момента окончания химического превращения ВВ; $\delta(x)$ – дельта-функция; β – нормировочный коэффициент, который находят из условия

$$S\int_0^\infty \rho'(x,0)dx = Q\rho_0 b,$$

где ρ_0 - плотность газов после их расширения, кг/м^3; Q – количество одновременно взрываемого ВВ, кг; b – удельный объем газов взрыва, м^3/кг; S – площадь массива, на которую воздействует заряд ВВ, м^2. Выражение

$Qb\rho_0$ – представляет собой массу продуктов взрыва, т.е. энергию ВВ в скважине.

Используя известные свойства "δ - функции" для полубесконечной задачи при заданных граничных и начальных условиях уравнение (3) примет вид

$$\rho(x,t)=\frac{1}{2\sqrt{\pi D_b t_0}}\int_0^\infty \rho_0(x';0)$$

$$\{\exp\left[-\frac{(x-x')^2}{4D_b t_0}\right]+ \qquad , \quad (4)$$

$$\exp\left[-\frac{(x+x')^2}{4D_b t_0}\right]\}dx',$$

где t_0 – время детонации ВВ.

Учитывая начальные условия $\rho'(x';0)$, выражение (4) примет вид

$$\rho'(x,t_0)=\frac{Qb\rho_0}{s\sqrt{\pi D_b t_0}}\exp\left(-\frac{x^2}{4D_b b_0}\right).$$

Очевидно, что величина $\rho'(x,t_0)$ определяет потенциальную энергию взрыва и давления (P) в скважине. Для широкого круга ВВ

$$P=\frac{1}{8}K_1\rho_{BB}D^2,$$

где K_1 - коэффициент, учитывающий размерность физических величин в различных системах; D – скорость детонации ВВ, м/с.

Тогда, решая уравнение (1), можно получить уравнение, описывающее скорость распространения волны напряжений

$$U(x,t)=\eta\frac{Qb}{\sqrt{\pi K t_0}St}\exp\left[-\frac{(x-vt_0)^2}{4Kt_0}\right],$$

где K – коэффициент, учитывающий совместно с D_b передачу кинетической энергии взрыва окружающей среде; t – время прохождения волны напряжений по массиву, *с; v* – скорость движения газов за фронтом химической реакции, м/с; η - нормировочный коэффициент перехода потенциальной энергии в кинетическую. По данным [4] η = 0,7 – 0,9 и $K\approx 1$, если не учитывать диссипацию энергии.

Максимальная скорость смещения частиц при $x=vt_0$

$$U_{\max}(x,t)=\frac{Qb}{\sqrt{\pi K t_0}St}.$$

Так как $t_0=l_з/D$; $t=z/C_l$, где $l_з$ - длина заряда в скважине, м; z – расстояние от места взрыва до точки наблюдения, м.

Получим

$$U_{\max}(L)=\frac{QbC_l}{\sqrt{\pi K l_з / DSL}}. \quad (5)$$

Коэффициент K характеризует затраты энергии взрыва, расходуемой на разрушение единицы массы массива по линии наименьшего сопротивления в единицу времени, $K=\frac{E_b t}{m}$, где E_b – энергия взрыва, расходуемая на разрушение пород по линии наименьшего сопротивления, Н•м; t – время передачи энергии разрушаемой горной массе, с; m - масса разрушаемой горной породы, кг.

Анализ выражения (5) показывает, что скорость смещения частиц среды будет характеризоваться соотношением между массой ВВ (т.е. общей энергией) и количеством энергии идущей на разрушение. При $Q = const$, чем больше E_b, тем меньше скорость смещения и наоборот. Следовательно, чем меньше энергии расходуется в ближних к заряду зонах на разрушение (сжатие и дробление), тем больше ее уходит на изменение физико-механических свойств среды в дальних зонах. Таким образом, скорость смещения частиц среды может быть критерием оценки эффективности затрат энергии на дробление.

Решение задачи плоской деформации в координатах x, y за время t осуществляется в следующей постановке. Плоская двумерная полоса из линейно-упругого однородного изотропного материала, свойства которого характеризуются плотностью (ρ), скоростью продольных волн (c_l), скоростью поперечных волн (c_t), в системе неподвижных прямоугольных координат x, y, занимает область $|y| < h$, $0 < x < \infty$.

В начальный момент времени $t = 0$ точки полосы $x = 0$, $|y| \leq h$ подвергаются дополнительному механическому воздействию, которое сводится к заданию вектора смещения (либо скорости) частиц полосы и напряжений, в результате взрыва ВВ в скважине.

Задача состоит в определении параметра волнового поля, вызванного фронтом падающей ударной волны при $t > 0$ внутри полосы, при свободных от напряжений боковых поверхностей. Систему дифференциальных уравнений плоской задачи динамической теории упругости выберем такую, когда зависимыми переменными являются две скорости и три напряжения. Такой выбор позволяет исключить производные по пространственным переменным из граничных условий (2).

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y};$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y};$$

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} = \rho \left[c_l^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \left(c_l^2 - 2c_t^2 \right) \frac{\partial v}{\partial y} \right]; \qquad (6)$$

$$\frac{2\sigma_{xy}}{\partial t} = \rho c_t^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right);$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial t} = \rho \left[\left(c_l^2 - 2c_t^2 \right) \frac{\partial u}{\partial x} + c_l^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right],$$

где σ_{xx}; σ_{xy}; σ_{yy}- компоненты тензора напряжений в массиве; u, v – компоненты вектора скорости смещения частиц массива по осям x, y.

Математическая модель (6) напряженно-деформированного состояния массива дает возможность оценить взаимное влияние энергии взрыва и физико-механических свойств на степень его нагружения во времени и пространстве. Для исследования напряженного состояния массива использовали метод С.К. Годунова [6].

Расчеты, выполненные для конкретных горных пород, позволяют утверждать, что картина распределения поля напряжений и скоростей смещения в однотипных породах и ВВ подобна и зависит от количества взрываемого ВВ, т.е. энергии заряда.

Полигонная проверка влияния параметров взрывного нагружения на изменение физико-механических свойств горных пород проводилась в породах различного генезиса (граниты и доломиты).

Нагружение пород осуществлялось зарядами аммонита № 6 ЖВ различной массы. После взрыва по концентрическим окружностям отбирались куски породы таким образом, чтобы минимальный размер грани куска был больше 60 мм. Отобранные образцы подвергались опиловке алмазной пилой с соблюдением требований ГОСТа [8]. Испытание образцов на прочность проводили на 100-тонном прессе при скорости нагружения 3,0 МПа/с. В результате выполненных исследований установлено, что прочность пород изменяется по мере удаления от центра взрыва. Наименьшими прочностными характеристиками обладали образцы, отобранные в зонах, прилегающих к центру взрыва, а наибольшими – в удаленных зонах.

Следовательно, рассчитав параметры волнового поля в различных точках массива. можно прогнозировать физико-механические свойства отбитой горной породы в зависимости от параметров взрывного нагружения. Это позволит оценивать величину σ в отбитой горной породе, что может привести к пересмотру энергозатрат на переработку сырья на стадиях механического измельчения.

Список литературы.

1. Мосинец В.Н. Деформация горных пород взрывом. – Фрунзе, 1971. - 188 с.
2. 2 .Мосинец В.Н., Абрамов А.В.. Разрушение трещиноватых и нарушенных горных пород.-М.: Недра, 1982. - 248 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. – М.: Гос. изд. техн. теор. лит., 1953, - 788 с.
4. Тейлор Д.В. Детонация конденсированных ВВ. – Лондон, 1967. - 215 с.
5. Победря Б.Е. Численные методы в теории упругости и пластичности.-М.: МГУ, 1981. - 343 с.
6. Годунов С.К. Разностные схемы: Введение в теорию. – М.: Наука, 1977.- 439 с.
7. Распределение и корреляция показателей физических свойств горных пород: Справочное пособие / М.М.Протодьяконов, Р.И.Тедер, Е.И.Ильницкая и др. – М.: Недра, 1981. - 192 с.
8. Ямщиков В.С. Методы и средства исследования и контроля горных пород и процессов. – М.: Недра, 1982. - 296 с.

Рекомендовано до публікації д.т.н. Білоусовим В.В. 10.02.2002р.

Клочко Ігор Іванович – доцент, канд. техн. наук . провідний спеціаліст відділу науки і вищої освіти Головного управління освіти і науки Донецької облдержадміністрації.