

Тищенко С. В. /д. т. н./, Еременко Г. И. /к. т. н./,
Гапоненко И. А.
Криворожский национальный университет

Модели взрывного нагружения твердой среды и механики хрупкого разрушения

Изложены модели взрывного нагружения твердой среды, которые можно использовать для качественного анализа процессов, происходящих при взрывном разрушении горных пород. Изучено поле скоростей, которое возникает в твердой среде после взрыва. В разных местах среды действие взрыва будет различным. Для его оценки определяется величина скорости в любой момент времени. Ил. 1. Библиогр.: 11 назв.

Ключевые слова: взрывное разрушение, горные породы, математические модели, поле скоростей

Models of explosive loading of solid medium, which can be used for qualitative analysis of processes taking place during explosive rupture of geological material are stated. Velocity space, which arises in the solid medium after explosion, is investigated. In different areas of medium the action of explosion will vary. For its evaluation, the value of velocity at any time, is determined.

Keywords: explosive rupture, geological material, mathematical models, velocity space

Основные положения теории разрушения твердой среды взрывом нашли свое отражение в работах многих исследователей. Действие взрыва заряда взрывчатого вещества в самой среде О. Е. Власов [1, 2] рассматривал как процесс мгновенной передачи кинетической энергии взрыва окружающей среде с соответствующим в ней ее распределением. Используя понятие потенциала скорости для каждой точки разрушаемой среды, а именно частные величины удельного импульса и плотности, он разработал методику количественной оценки кинетической энергии взрыва, идущей на разрушение.

Процесс разрушения горных пород взрывом М. А. Садовский [3] разбил на четыре этапа. На первом этапе расширение взрывной полости в горной породе происходит как в идеально уплотняющейся жидкости. На втором этапе по горной уплотняющейся среде распространяется ударная волна, которая дробит горную породу. Давление в ударной волне превышает предел прочности породы на раздавливание. На третьем этапе имеет место динамическое безволновое расширение взрывной полости. Скорость фронта разрушения становится меньше скорости фронта волны. Последний этап начинается с момента остановки границы зоны разрушения и образования волн разгрузки.

Используя данную схему процесса разрушения горных пород, К. П. Станюкович [4] в первом приближении математически описал действие взрыва в сплошной среде.

Друкованный М. Ф., Комир В. М., Кузнецов В. М. [5] исследовали влияние изменения

свойств среды при разрушении на напряженное состояние зоны разрушения и зоны вне разрушения используя методы математического моделирования.

Рассмотрим модели процесса разрушения горных пород взрывом.

О. Е. Власов, исследуя действие взрыва заряда ВВ, окруженного со всех сторон сплошной средой, сделал допущение о несжимаемости твердой среды и о мгновенности действия взрыва [2]. Задача заключалась в установлении уравнения движения среды. Вокруг произвольной точки пространства был рассмотрен элементарный прямоугольный параллелепипед, ребра которого параллельны осям координат и равны соответственно dx , dy , dz .

Рассмотрев поток среды, проходящий через каждую грань параллелепипеда, была получена общая масса, вышедшая из данной области

$$\left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right) dzdydx. \quad (1)$$

где u , v , w – проекции вектора скорости произвольной точки среды.

Согласно закону сохранения материи и изменению плотности ρ , масса в параллелепипеде также изменится, за единицу времени она составит

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dzdydx. \quad (2)$$

Исходя из того, что общее количество массы не изменяется, сумма величин (1) и (2) должна быть равна нулю

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Поскольку рассматривается несжимаемая среда, т. е.

$$\rho = const; \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

то уравнение (3) примет вид

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Случай несжимаемой среды важен с теоретической точки зрения, так как при этом условии все уравнения упрощаются, и их решение может быть доведено до конца. Необходимо также отметить, что уравнение (3) связывает величину и направление вектора скорости в любом месте поля скоростей с соответствующим изменением плотности среды и является основным во всех расчетах по движению сплошной среды.

При рассмотрении равнодействующих сил, действующих на противоположные грани рассматриваемого элементарного параллелепипеда, были получены три уравнения, которые вместе с уравнением (4) образуют систему четырех дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, определяющих четыре неизвестных функции ρ , u , v , w .

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \quad \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (5)$$

где p – давление, действующее на произвольную точку среды при взрывном воздействии.

При введении функции φ , называемой потенциалом скорости, определяемой как

$$j = s/r,$$

где s – величина удельного импульса.

При интегрировании по времени t уравнения (5) было получено уравнение (6)

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (6)$$

Для выяснения физической стороны процесса взрывного нагружения твердой среды рассматриваемая задача сводится к решению одного дифференциального уравнения (6).

$$R_{\max} = a_0 \left[\left(\left(p_0 \left(-\frac{k}{f} \right) + \left(\sigma_c + \frac{k}{f} \right) \right)^{-1} \cdot \left(\frac{\mu}{\sigma_c (1 + \ln \sigma_c - \ln \sigma_p)} \right)^{\frac{f}{1+f}} \right)^{1/2\gamma} \times \left(\frac{\mu}{\sigma_c (1 + \ln \sigma_c + \ln \sigma_p)} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot r_{\max}' \right]$$

где R_{\max} – максимальный радиус зоны интенсивного дробления; a_0 – начальный радиус цилиндрической полости; p_0 – начальное давление

Зная потенциал скорости, можно вычислить кинетическую энергию, сообщаемую твердой среде взрывом заряда. Если обозначить элемент поверхности заряда dF , а через v значение нормальной составляющей скорости, то эмпирическая работа dQ будет равна

$$dQ = \frac{sv}{z} dF.$$

Находя скорость v как производную от φ по нормали \bar{n} к поверхности F и учитывая, что $s = \rho\varphi$, окончательно имеем

$$dQ = \frac{\rho\varphi}{2} \cdot \frac{\partial u}{\partial n} dF.$$

Выполнив интегрирование по всей поверхности заряда F получаем полную энергию, аккумулированную средой

$$Q = \frac{\rho}{2} \int_F \varphi \frac{\partial u}{\partial n} dF.$$

С учетом того, что в несжимаемой среде потеря энергии нет, последняя формула дает точное значение кинетической энергии взрыва, полученной средой.

В данной задаче исследование действия взрыва заряда ВВ в твердой сплошной среде базируется на изучении поля скоростей, которое возникает в ней после взрыва. При этом учитывается, что в разных местах среды действие взрыва будет различным, и для верного представления процесса определяется величина скорости в любой момент времени.

Большой практический интерес представляет задача о границе области с определенной интенсивностью дробления. Решение этой задачи вызывает определенные трудности, так как одним из основных факторов дробления является структура горного массива, характеризующаяся очень большим количеством параметров, поэтому методы механики сплошной среды не могут дать точного решения.

Приближенные оценки границ зон действия взрыва при условии квазистатического расширения цилиндрической взрывной полости для случая двухмерной задачи изложены в работе [5].

Размеры зоны интенсивного дробления определены как

в полости; k – сцепление; f – коэффициент внутреннего трения; σ_c – предел прочности пород на сжатие; μ – коэффициент Лямэ; σ_p – предел

ГОРНОРУДНОЕ ПРОИЗВОДСТВО

прочности пород на растяжение; γ – показатель адиабаты; r_{\max} – максимальный радиус зоны радиальных трещин.

Давление p_0 определяется по формуле

$$p_0 = \frac{1}{8} \rho_{BB} \cdot D^2,$$

где ρ_{BB} – плотность ВВ; D – скорость детонации ВВ.

Формула для определения радиуса зоны радиальных трещин имеет вид

$$r = a_0 \left(\frac{p_0}{p_{\max}} \right)^{1/6} \left(\frac{E}{6\sigma_{сж}(1-\nu)} \right)^{1/3} \left(\frac{\nu \cdot \sigma_{сж}}{(1-\nu)\sigma_\gamma} \right)^{1/2},$$

где E – модуль упругости; $\sigma_{сж}$ – допустимое напряжение при одноосном сжатии; ν – коэффициент Пуассона; p_{\max} – максимальное давление во взрывной камере.

Для многорядного взрывания зависимость между радиусом дробления и гранулометрическим составом взорванной горной массы предполагается определять по формуле

$$\eta_i - \eta_{oi} = \frac{\pi \cdot N \cdot (1 - \eta_{oi})}{3aH((N-1)\beta + W)} \times \left((L-l)(1 + \alpha + \alpha^2) + \frac{r}{4}(1 + \alpha + \alpha^2 + \alpha^3) \right),$$

где h_i – суммарное содержание фракций a_i ; h_{oi} – суммарное содержание фракций a_i в неразрушенном массиве; N – число рядов скважин; r – радиус зоны дробления; β – расстояние между рядами скважин; H – высота уступа горных пород; W – сопротивление по подошве уступа; L – длина заряда ВВ; l – величина перебура.

Величина a – есть отношение размера зоны, в которой величина кусков не превышает a_i и радиуса дробления. Для трещиноватых горных пород величина a принимается равной ≈ 1 . При этом условии из последнего уравнения можно определить радиус дробления как решение кубического уравнения

$$r^3 + cr^2 + d = 0, h \rightarrow \eta$$

где

$$c = 3(L-l); d = 3 \frac{aH(\eta_i - \eta_{oi})((N-1)\beta + W)}{\pi N(\eta_{oi} - 1)}.$$

По мнению авторов, поскольку радиус дробления однозначно определяется свойствами разрушаемой среды и типом ВВ, то он будет постоянен при сохранении неизменными данных факторов, и может быть использован для прогнозирования гранулометрического состава и регулирования качества дробления горных пород.

Подземный взрыв в горной породе был рассчитан в работе [3]. Весь рассматриваемый процесс разбивается на четыре стадии.

При взрыве заряда ВВ в среде, прилегающей к заряду, распространяется сильная ударная волна. В области вокруг взрывной полости движение среды рассматривается как движение жидкости, подчиняющейся основным уравнениям гидродинамики. На первом этапе движения происходит переход части потенциальной энергии продуктов детонации в кинетическую энергию среды. Эта энергия в любой момент времени t (время первого этапа) определяется как

$$E_k = \int_{a_1}^{R_1} 4\pi\rho_1 r^2 \frac{u^2}{2} dr \approx 2\pi\rho_0 a_1^2 a_1^3,$$

где a_1 , R_1 , ρ_1 – величина радиуса взрывной полости, радиус фронта ударной волны и плотность среды соответственно для первого этапа.

Величина радиуса a_1 может быть определена как

$$a_1 = (p_H / p_1)^{1/3\kappa} \cdot a_0^{-1/2},$$

где a_0 – начальный радиус полости.

Из предположения, что вся работа продуктов детонации во время t_1 идет на приращение кинетической энергии разрушаемой среды, получено равенство

$$E_k = E_2 (1 - E_1 / E_2),$$

где E_1 – энергия продуктов детонации в момент времени t_1 ; E_2 – энергия взрыва.

С учетом того, что в момент времени t_1

$$E_1 = 4\pi a_1^3 p_1 \cdot (3(\kappa - 1))^{-1},$$

а начальная энергия E_1 , при $t = 0$ равна

$$E_1 = 4\pi a_0^3 p_H \cdot (3(\kappa - 1))^{-1}.$$

Можно получить скорость движения границы ПД-среда на первом этапе

$$a_1'(t) = \left(\frac{E_2}{2\pi\rho_0 \cdot a_1^3} \cdot \left(1 - \left(\frac{a_1}{a_0} \right)^{3(1-\kappa)} \right) \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Интегральное решение уравнения (7) дает закон изменения радиуса взрывной полости от времени t_1 .

На втором этапе горная порода считается твердой средой и принимается, что фронт разрушения совпадает с ударным фронтом. Движение среды описывается уравнением

$$\rho_0 (u_t' + uu_r') = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2(\sigma_r - \sigma_\theta)r^{-1}. \quad (8)$$

Во фронте ударной волны выполняются следующие условия

$$u_{y\partial} = \varepsilon R'(t), \sigma_{ry\partial} = -\rho_0 \varepsilon R'^2(t),$$

где $\varepsilon = (\rho_1 - \rho_0) \cdot \rho_1^{-1}$

Равновесное давление продуктов детонации во взрывной полости определяется уравнением

$$P = p_n(a_0, a)^{3\kappa}.$$

Уравнение движения границы взрывной полости на рассматриваемом этапе имеет вид

$$a'_2(t) = \left(\frac{c}{a^{\alpha_1}} + \frac{\beta_1 p(a)}{\rho_0(\alpha_1 - 3\kappa)} \right)^{1/2},$$

где $c = \text{const}$; $\beta_1 = 2(2-n) \left(\varepsilon^{n+2} - 1 \right)$; $p(a) = p_n(a_0/a)^{3\kappa}$;

a_1 - функция величины сжимаемости среды ε .

Второй период продолжается до того момента t_2 , когда фронт ударной волны отделяется от фронта разрушения и его скорость равна скорости упругой волны.

Предельное значение скорости a_2^1 в момент времени t_2 определяется из условия, что σ_r равно критическому значению прочности среды на раздавливание σ_c .

$$\sigma_r = -\sigma_c. \tag{9}$$

Третий этап начинается с момента, когда скорость фронта разрушения становится меньше скорости фронта ударной волны. А этом временном промежутке не берется в расчет перераспределение энергии за счет волновых процессов. Радиус взорванной полости расширяется до максимального a_m .

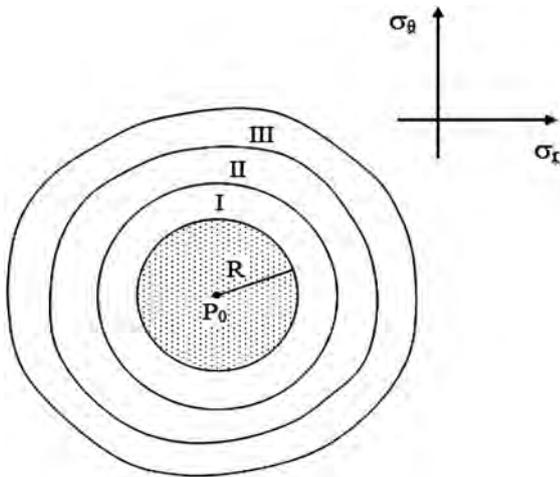


Рисунок. Структура силового поля цилиндрического заряда ВВ

Уравнением движения разрушенной среды для третьего этапа является уравнение (8). Так-

же имеет место условие (9). В условиях безволновой динамики процесса выполняется геометрическое подобие при расширении полости и зоны дробления, т. е.

$$\theta / a = (E(\sigma_c(n+1))^{-1})^{1/n+1} = \eta,$$

где $\theta = \eta a$ - радиус зоны дробления; E - модуль Юнга; η - константа для данной среды, зависящая от E ; n - коэффициент, зависящий от изменения объема гранулированной среды при сдвиге (дилатансия).

Уравнение для границы взрывной полости имеет вид

$$a'^2(t) = \frac{c_1}{a^{\alpha_2}} + \frac{\beta \cdot P_n}{(\alpha_2 + 3\kappa)\rho_0} \times \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3\kappa} - \frac{\beta_2}{\alpha_2 \rho_0} \times \eta \sigma_0,$$

где c_1 - постоянная интегрирования.

Полость в среде достигает максимального радиуса, когда скорость полости $a'(t) = 0$ ($n = 2$),

$$a_m = a_2 \left(1 + \frac{\alpha_2 \rho_0 a_2^2}{\beta_2 \cdot \eta \sigma_0} - \frac{\alpha_2 P_n}{(\alpha_2 - 3\kappa) \cdot \eta \sigma_0} \left(\frac{a_0}{a} \right) \times \left(1 - \left(\frac{a_2}{a_m} \right)^{3\kappa - \alpha_2} \right) \right)^{1/\alpha_2}$$

$$\text{где } \alpha_2 = 4 - \frac{4}{3 \ln \eta} + \frac{4}{3 \eta^3 \cdot \ln \eta}, \quad \beta_2 = \frac{3}{\ln \eta}.$$

Максимальный радиус зоны дробления $\theta_m = \eta \cdot a_m$.

Время расширения полости и зоны дробления T на порядок больше, чем время t_2 , определяемое как суммарный интервал времени первого и второго этапов.

Последний этап характеризуется распространением волновых процессов. Ударная волна быстро обгоняет расширяющиеся стенки взрывной полости и фронт разрушения. Характеристики распространяющейся в среде волны зависят от размеров источника. Принимается, что эффективный радиус волны равен максимальному радиусу зоны дробления θ_m , смещение на поверхности источника $v(t)$ нарастает во времени до определенного максимального значения $v_m(t)$

$$v_m(t) = (\sigma_c / E) \theta_m$$

если

$$v_m(t) = (\sigma_c / E) \eta \cdot a_m.$$

Время движения волны от центра взрыва на больших расстояниях равно

$$r = 1,2 \frac{bm}{c_y},$$

максимальная массовая скорость u_m при $r = \theta_m$ равна

$$u_m = 2v_m \cdot r^{-1}.$$

Исследованы четыре этапа движения хрупко разрушаемой среды, которая по своим свойствам близка к раздробленной горной породе.

Очевидно, что разрушение определяется напряженным состоянием среды. Основываясь на квазистатической модели взрыва в твердой среде [6], В. М. Кузнецов исследовал влияние изменения свойств среды при разрушении на напряженное состояние зоны разрушения и зоны вне разрушения [7].

В этой модели предполагается расширение взрывной полости (сферической) под действием продуктов детонации.

Конечный объем полости определяется из соотношения

$$V_k = V_0(P_0 / P_k)^{\gamma-1},$$

где γ – термодинамическая характеристика газа.

Решение уравнения равновесия в смещениях имеет вид

$$u = c_1 r + c_2 r^{-2},$$

где r – расстояние от центра до взрыва; c_1, c_2 – константы.

Очевидно, что на достаточно большом расстоянии от центра взрыва

$$u(\infty) = 0, \quad c_1 = 0.$$

Предполагая, что область разрушения состоит из двух зон: зоны дробления R_2 и зоны радиальных трещин R_1 ($R_1 > R_2$).

Для зоны радиальных трещин имеем

$$\begin{aligned} u &= (1 + \nu) \cdot \sigma_1 \cdot E^{-1} \cdot R_1^3 r^{-2}, \\ \sigma_r &= -2\sigma_1 \cdot R_1^3 r^{-3}, \\ \sigma_\theta &= -2\sigma_1 \cdot R_1^3 r^{-3}. \end{aligned}$$

Перемещение u_1 на границе зоны равно

$$u_1 = (1 + \nu) \cdot \sigma_1 \cdot R_1 \cdot E^{-1},$$

где σ_r, σ_θ – радиальное и тангенциальное напряжения; ν_1 – коэффициент Пуассона; E – модуль Юнга; r – расстояние от центра заряда до границы рассматриваемой зоны области разрушения.

Поведение среды в зоне радиальных трещин описывается в приближении, что на границе $r = R_2$

$$\sigma_r(R_2) = -\sigma_2.$$

Значение напряжений и деформаций в этой зоне

$$\begin{aligned} \sigma_r &= -\sigma_2 R_2^2 \cdot r^{-2}, \\ u'_r &= -\sigma_2 \cdot E^{-1} \cdot R_2^2 \cdot r^{-2}, \end{aligned}$$

где $n_2 < r < R_1$.

Перемещение u_2 внутренней границы области радиальных трещин

$$u_2 = (1 + \nu)\sigma_1 \cdot R_1 \cdot E^{-1} + \sigma_2 \cdot R_2 \cdot E^{-1}(1 - R_2 \cdot R_1^{-1}).$$

Если $n_2 \ll R_1$, то приближенно

$$u_2 = \sigma_2 \cdot E^{-1} \cdot R_2.$$

В зоне $a < r < R_2$ раздробленная порода ведет себя аналогично сыпучей среде. Напряжения связаны условием пластичности Кулона.

Уравнение равновесия

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r} = 0.$$

Радиальное напряжение в неразрушенной зоне, в зоне радиальных трещин и в зоне дробления изменяется, соответственно, по закону

$$\sigma_r \approx r^{-3}; \quad \sigma_r \approx r^{-2}; \quad \sigma_r \approx r^{-1}.$$

Массовая скорость на границе зоны дробления равна

$$v_2(r) = (n + 1) \cdot \sigma_2 \cdot E^{-1} dr / dt,$$

где $r = R_2$.

Уравнение, описывающее расширение взрывной полости, имеет вид

$$a = (E / \sigma_2(n + 1))^{1/n+1} \cdot R_2.$$

Давление в полости определяется из выражения

$$P_k = \sigma_2 (E / \sigma_2(n + 1))^{1/n+1}.$$

Конечный объем полости равен

$$V_k = ((\gamma - 1)W_0((n + 1)\sigma_2)^{1/n+1} \cdot V_0^{\gamma-1} \cdot \sigma_2^{-1} \cdot E^{-1/n+1})^{1/\gamma},$$

где $W_0 = p_0 V_0 \cdot (\gamma - 1)^{-1}$ – энергия ВВ.

Дальнейшее развитие моделей взрыва в твердой среде с использованием зонирования процесса разрушения было получено в работах [8-11].

Математические модели взрывного разрушения твердой среды основаны на качественном анализе рассматриваемого явления. Сложные процессы расчленяются на отдельные предельно простые блоки, учитывающие только самые основные черты явления. Разработанные модели предназначены для качественного анализа процессов, происходящих при взрывном разрушении горных пород.

Библиографический список

1. Власов О. Е. Основы теории действия взрыва. – М.: ВИА, 1957. – 407 с.
2. Власов О. Е., Смирнов С. А. Основы расчета дробления горных пород под действием взрыва. – М.: Изд-во АН СССР, 1962. – 107 с.

3. Механический эффект подземного взрыва / В. Н. Родионов, В. В. Адушкин и др. / Под ред. М. А. Садовского. – М.: Недра, 1971. – 220 с.

4. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. / Под ред. К. П. Станюковича. – М.: Наука, 1975. – 407 с.

5. Друкованный М. Ф., Комир В. М., Кузнецов В. М. Действие взрыва в горных породах. – Киев: Наукова думка, 1973. – 183 с.

6. Родионов В. Н. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердой среде. – М.: Изд-во ИГД АН СССР, 1962. – 29 с.

7. Кузнецов В. М. Математические модели взрывного дела. – Новосибирск: Наука, 1977. – 259 с.

8. Жуков С. А., Тищенко С. В. Физические процессы взрывных геотехнологий. – Кривий Ріг: Минерал, 2007. – 212 с.

9. Вилкул А. Ю., Федоренко П. И. Интенсификация взрывного дробления горных пород в приконтурных зонах карьеров // Разработка рудных месторождений. – Кривой Рог: изд-во КТУ, 2000. – Вып. 87. – С. 38-40.

10. Тищенко С. В., Завсегдашний В. А. Изучение особенности процесса разрушения горного массива экранированного взрывной динамической зоной // Вісник КТУ. – Кривий Ріг: КТУ, 2005. – № 10. – С. 9-11.

11. Федоренко П. И., Черконос А. И., Колесник Н. Д. Исследование механизма разрушения горных пород при контурном взрывании // Разработка рудных месторождений. – Кривой Рог: КТУ, 2002. – Вып. 78. – С. 42-47.

Поступила 10.04.2015



УДК 622.271.33:624.131.537

Наука



Ковров А. С. /к. т. н./
ГВУЗ «Национальный горный университет»

Анализ методов оценки устойчивости уступов и бортов карьеров

Рассмотрены основные методы оценки устойчивости естественных и искусственных откосов. Детально проанализирован метод снижения сопротивления сдвигу для расчета коэффициента запаса устойчивости откосов. Выполнен сравнительный анализ критериев Мора-Кулона и Хоека-Брауна с определением эквивалентных физико-механических параметров. Выполнен расчет устойчивости откоса с использованием двух эквивалентных критериев разрушения. Ил. 3. Табл. 1. Библиогр.: 7 назв.

Ключевые слова: устойчивость откосов, метод предельного равновесия, метод конечных элементов, метод снижения прочности на сдвиг, коэффициент запаса устойчивости, критерий разрушения Мора-Кулона, критерий разрушения Хоека-Брауна

The fundamental methods for assessment of natural and technogenic slopes stability are considered. The method of shear strength reduction technique for calculation of the slope safety factor is in detail analyzed. A comparative analysis of the Mohr-Coulomb and Hoek-Brown criteria with the determination of equivalent physical and mechanical properties is carried out. The slope stability calculation by using two equivalent failure criteria is fulfilled.

Keywords: slope stability, limit equilibrium method, finite element method, method of shear strength reduction, safety factor, Mohr-Coulomb failure criterion, Hoek-Brown failure criterion