УДК 622.235

С.В. ТИЩЕНКО, д-р техн. наук, проф., Г.И. ЕРЕМЕНКО, канд. техн. наук,
И.А. ГАПОНЕНКО, аспирант Криворожский национальный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОНЫ РАЗРУШЕНИЯ СКВАЖИННОГО ЗАРЯДА ВВ С ВОЗДУШНЫМ ПРОМЕЖУТКОМ В ДОННОЙ ЧАСТИ СКВАЖИНЫ

Объективные причины роста глубины железорудных карьеров обуславливают увеличение удельного веса в разработке крепких обводненных горных пород, с одновременным увеличением себестоимости работ буровзрывного комплекса. В сложившихся условиях ведения горных работ возникает проблема, связанная с качеством взорванной горной массы, не всегда удовлетворяющей требованиям дальнейшего технологического передела.

Реальным путем достижения повышения качества взрывоподготовки горных пород в сложившихся условиях разработки полезного ископаемого на железорудных карьерах, является разработка системы технологических методов взрывного разрушения, основанной на максимальной концентрации энергии взрыва и ее рациональном перераспределении в разрушаемом горном массиве. Возникает необходимость в разработке новых технологий взрывных работ, позволяющих получать высокое качество дробления взрываемой горной породы.

На основе гидродинамической модели действия взрыва рассмотрен вопрос определения границ зоны разрушения и гранулометрического состава взорванной горной массы при взрыве скважинного заряда ВВ в неограниченной среде. Эта модель используется для инженерных расчетов и решений научно-технических задач при применении скважинных зарядов с воздушным промежутком в донной части заряда ВВ.

При решении многих задач теории взрыва часто используется гидродинамическая модель рассматриваемых процессов. Развитие гидродинамическая теория разрушения получила в работах [1,2]. Рассмотрим вопрос о расширении цилиндрической взрывной полости в условиях идеальной несжимаемой жидкости.

В условиях цилиндрической симметрии поле скоростей имеет вид

$$\upsilon = f(t)/r,$$

где r - расстояние от оси заряда, f(t) - функция времени. Для газового пузыря при радиальном расширении

$$E_к = \rho\int_a^\infty \upsilon^2 \pi r dr, \qquad (1)$$

где а – радиус расширяющейся взрывом камеры, ρ – плотность среды.

Однако согласно формуле (1) данная энергия равна бесконечности.

Теоретические решения для случая сферической симметрии дают хорошие результаты в сравнении с экспериментальными. Невозможность распространения результатов сферической симметрии на случай цилиндрической, заставило исследователей изменить подход к данному вопросу. Для задачи о цилиндрической газовой полости [3] были использованы результаты исследований [4]. В идеальном случае было получено уравнение

$$a\cdot a'' + \frac{3}{4}a'^2 \cong (P(a) - P(\infty))(2\rho)^{-1}, \qquad (2)$$

где $P(a)$ – давление газа в полости, $P(\infty)$ – давление на бесконечности.

В работе [1] при рассмотрении данной задачи было учтено, что в реальных условиях присутствует свободная поверхность и отношение максимального радиуса газовой камеры скважинного заряда к его высоте h во много меньше единицы. Из предположения, что во времени движения газовый пузырь имеет форму кругового цилиндра, а свободная поверхность горизонтальна, было получено дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{2}a^2 \cdot a'^2 \cdot \ln(2h/a) = I\rho^{-1}, \qquad (3)$$

описывающее расширение газового пузыря цилиндрического заряда ВВ, где

$$I = \int_{a0}^{a}(P(a) - P(\infty))ada.$$

Уравнение (2) было получено с использованием конформного отображения области течения в комплексной полости z.

Из условия (a/h)<<1

на окружности z=-hi+aeiθ комплексной области

$$\overline{\upsilon_a} = -f(t)e^{-i\theta} / a\ln(2h/a)$$

или

$$\overline{\upsilon}_a = a^1 e^{-i\theta},$$

где

$$f(t) = -a \cdot a' \cdot \ln(2h/a).$$

Если продифференцировать уравнение (2) по переменной а, получим уравнение вида

$$(a \cdot a'' + a^2)\ln(2h \cdot a^{-1}) + a'^2/2) = (P(a) - P(\infty))\rho^{-1}.$$

Время расширения полости согласно исследованиям, выполненным в работе [1], может быть определено как

$$T = (A/BC)^{1/2} \int_{a0}^{a_K} \left((a_к/a)^{2A} - 1\right)^{-1/2} da,$$

где коэффициенты A, D, C определяются согласно формул

$$A = 1 + \alpha(1-\varepsilon)/(1-\varepsilon^{1/2}) + \alpha(\varepsilon - \varepsilon^{\alpha/2})/(2-\varepsilon^{\alpha/2}),$$

$$B = \alpha / \rho(\varepsilon^{-\alpha/2} - 1),$$

$$C = K(\varepsilon^{\alpha/2} - 1)/2m - P \cdot \varepsilon^{\alpha/2},$$

где ε - объемная деформация; $\alpha = 2m/(1+m)$; $m \approx \sqrt{3}(0{,}1 - 0{,}4)$.

На основе гидродинамической модели действия взрыва рассмотрим вопрос определения границ зоны разрушения и гранулометрического состава взорванной горной массы при взрыве одиночного заряда ВВ в неорганической среде.

Для решения этой задачи в работе [5] кинетическая энергия жидкости в объеме куба с ребром 2l была приравнена к энергии упругой деформации. Процесс рассматривался в прямоугольной декартовой системе координат, т.е.

$$E_к = E_о$$

или

$$\frac{u}{3}\rho l^5 D = 8 l^3 \sigma_3^2 (2E)^{-1}.$$

Откуда

$$l = \sqrt{3} \cdot \upsilon_s / \sqrt{D}, \quad \upsilon_s = \sigma_s / \sqrt{E\rho},$$

где υ_s – критическая скорость; σ_s – прочность при сжатии и растяжении.

Формула (1) отражает случай без учета плотности упругой энергии, которая для несжимаемой среды имеет вид

$$\omega = T^2 / 2\mu,$$

где $\mu = E/2(1+\nu)$ - модуль сдвига; T – интенсивность касательных напряжений

$$T = \frac{1}{6}\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2},$$

где σ_i – главные напряжения, $i = \overline{1{,}3}$.

Если обозначить через Ts значение T, соответствующее разрушению, то выражение, согласно [1], для критической скорости и величины осколка примет вид

$$\upsilon_3 = T_3 / \sqrt{\mu\rho}, \quad l = T_s\sqrt{6} / H\sqrt{\mu\beta},$$

где H – скорость деформации сдвига.

Для случая сдвига имеем

$$\upsilon_s = \tau_s / \sqrt{\mu\beta}, \quad l = \tau_s\sqrt{3} / \sqrt{\mu\rho D},$$

где D – критерий дробимости, τs - предел текучести на сдвиг.

Для определения размера зоны разрушения сферического заряда примем за потенциал скорости и критерий дробимости значение в виде

$$\varphi = -m / r, \quad D = 6m^2$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$

где x, y, z – текущие декартовы координаты.

Постоянная m вычисляется по следующей схеме. Кинетическая энергия равна

$$E_к = -\rho / 2\oint \varphi(\partial\varphi / \partial h) dS,$$

где S - площадь поверхности, ограничивающая рассматриваемый объем, $\bar{h}$ - нормальный вектор приравнивается к α – доле полной энергии ВВ

$$E_к = \alpha E_о.$$

Из последнего равенства имеем

$$m = (\alpha E_o r_o / 2\pi\rho)^{1/2},$$

где $r_о$ - радиус заряда.

Из последних формул получаем, что

$$l = \upsilon_s r^3 (\pi\rho / \alpha E_o r_o)^{1/2}. \qquad (4)$$

Размеры осколков, как видно из формулы (4), быстро растут с расстоянием от центра взрыва (рис. 1).

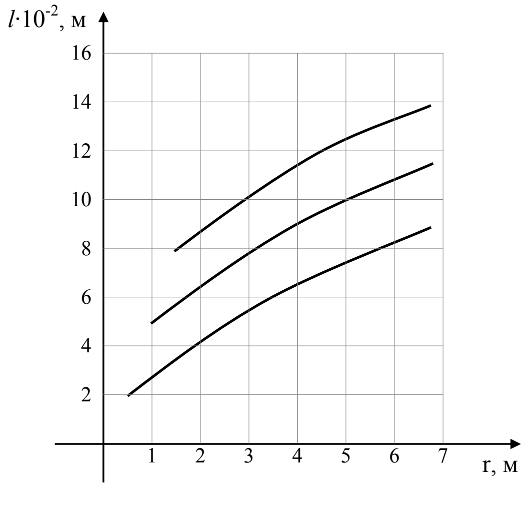

Рис. 1. Зависимость размера осколков от расстояния до центра взрыва

Определим размер Rs зоны разрушения, при котором размер куска равен расстоянию от центра взрыва.

Если $Rs >> r_о$, то согласно (1)

$$R_s = (\alpha E_o r_o / \pi\rho\upsilon_s^2)^{1/4}$$

или учитывая, что плотность энергии ВВ равна

$$\omega_o = 3W / 4\pi r_o^3$$

получим

$$R_s = r_o (4\alpha\omega_o \mu / \tau_s)^{1/4}.$$

Если обозначить V(l) - объем всех кусков размером меньше l, а через $V_о$ - объем зоны разрушения, то

$$V_o = \frac{4}{3}\pi r_o^3,$$

тогда

$$V(l) / V_o = l(\pi\rho\upsilon_s^2 / \alpha E_o r_o)^{1/4}.$$

Размер среднего куска

$$l_{ср} = \frac{1}{2}\left((\alpha E_o r_o)^{-1} \cdot (\pi\rho\upsilon_s^2)^{-2}\right)^{1/4}.$$

Следует отметить, что гидродинамическая теория взрыва успехом используется для практических инженерных расчетов и решения научных задач.

Согласно полученным результатам по R_s и $l_{ср}$ можно утверждать, что использование в скважинном заряде [6] параллельно с воздушным промежутком отражателя ударных волн позволит [7,8] сократить неэффективные затраты энергии взрыва на переизмельчение горной породы на контакте ВВ – среда, снизить тепловые потери и повысить качество дробления взорванной горной массы [9,10].

Если обозначить через r границу разрушения, а через r_o радиус цилиндрического заряда, то средний размер куска грансостава взорванной горной массы может быть определен соотношением

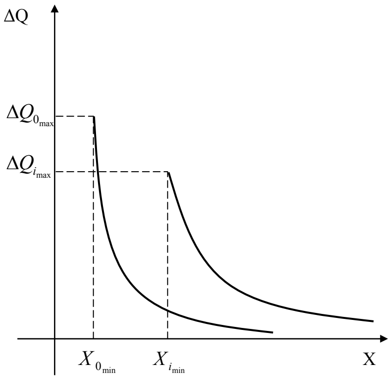

Рис. 2. Зависимость между потерями энергии на нагрев породы и интенсивностью разрушения среды

$$\langle x\rangle = B\int_{r_o}^{r} R dr,$$

где

$$B = 2\pi^2 S_2 (r_2 - r_o^2)^{-1}.$$

Для области разрушения ro≤r имеем

$$\langle x\rangle = 8 fE\varepsilon_*^2 / \rho A^2 (\alpha+1)\sigma_*) r^{2\alpha} / Q^{\alpha}$$

Если ввести замену $V=\pi r^2$, то окончательно получим

$$\langle x\rangle = K(E\varepsilon_*^2/\sigma_*)(V/Q)^{\alpha}, \qquad (5)$$

где K – числовой коэффициент, зависящий от свойств разрушаемой среды.

При условии $\sigma^*=E\varepsilon^*$ - хрупкое разрушение, формула (5) примет вид

$$\langle x\rangle = K(\sigma_*/E)(V/Q)^{\alpha}.$$

теоретически оптимальный случай для процесса взрывного разрушения, если ΔQ=0, тогда согласно [10]

$$\langle x\rangle_{опт} = \sigma_*^2/2Ef. \qquad (6)$$

Выражение (6) нужно рассматривать как теоретический предел эффективности использования энергии взрыва, к которому необходимо стремиться в реальных условиях при проведении взрывных работ.

Список литературы

1. **Кузнецов В.М.** Математические модели взрывного дела. - Новосибирск: Наука, 1977. – 259 с.
2. **Griffith A.A.** The phenomenon of rupture and flow in solids. Phil. Trans. Poy. Soc. A 221, 1920, p.1201-1206.
3. **Moth N.F.** Fracture of metals. Theor. Conq. Enqnq.1948. V.1657 № 16. p.321-348.
4. **Voropinov V.** Obezbednje .stabilnosti stenskin masa pri povzsinskim miniranjima primenom savremenih metoda miniranje. Izgradnja, 24, 972, c.4, s.21-35 a s.25-35.
5. **Власов О.Е., Смирнов С.А.** О моделировании действия взрыва // Взрывное дело. – 59/16. М.: Недра, 1966. – С.109-117.
6. ПАТ.35423Украина.F42D1/00F42D3/00 Свердловиний заряд / **М.І.Іщенко**,та ін..
7. **Мельников Н.В., Марченко Л.Н.** Энергия взрыва и конструкция заряда. - М.: Недра, 1964. - 138 с.
8.Эффективные методы управления процессами взрывного дробления и выброса / **Н.В.Мельников, Л.П.Марченко, И.П.Сеинов** и др. // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 1971. № 2. – С.37-45.
9. **Друкованый М.Ф., Комир В.М., Кузнецов В.М.** Действие взрыва в горных породах. Киев: Науковва думка, 1973. -184 с.
10. **Родионов В.Н.** О подобии процесса дробления при взрывах рудного масштаба. - В кн. Механизм разрушения горных пород взрывом. Киев: Наукова думка, 1971. – С.107-112.

Рукопис подано до редакції 26.02.15