ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА СКВАЖИННОГО ЗАРЯДА ВВ

И.А. Гапоненко, Государственное высшее учебное заведение «Криворожский национальный университет», Украина

Производство взрывных работ на современном этапе в железорудных карьерах характеризуется сложными горно-геологическими условиями ведения буровзрывных работ. Возникает необходимость в разработке новых технологий взрывных работ, позволяющих получать высокое качество дробления взрываемой горной породы.

Введение. Характер процесса взрывного разрушения массива горных пород во многом определяется конструктивными особенностями скважинного заряда ВВ. Используя последние, возможно значительно уменьшить пиковое давление продуктов детонации на границе раздела заряд-порода, увеличить общее время воздействия взрывных нагрузок на разрушаемый массив и тем самым повысить КПД взрыва. В статье рассмотрен процесс разрушения горного массива и особенности взрыва при наличии в скважинном заряде ВВ воздушного промежутка и отражателя из сыпучих материалов .

При создании методов ведения взрывных работ, основанных на новых способах формирования и размещения скважинных зарядов, важно знать характер и особенности процесса взрывного разрушения массива.

Характер процесса взрывного разрушения массива горных пород во многом определяется конструктивными особенностями скважинного заряда ВВ.

Используя последние, возможно значительно уменьшить пиковое давление продуктов детонации на границе раздела заряд-порода, увеличить общее время воздействия взрывных нагрузок на разрушаемый массив и тем самым повысить КПД взрыва.

Анализ основных исследований. Исследуем закономерности импульсного воздействия взрыва, связанного с общим балансом энергии сообщаемой разрушенной среде, они могут служить шкалой оценки эффективности разрушающего действия скважинных зарядов ВВ с конструктивными особенностями.

В качестве количественной характеристики напряженного состояния разрушаемого массива, вызывающее разрушения, примем согласно [1] величину

$$\sigma_p^2 = \sqrt{(1+V)(\sigma_{ij}\varepsilon_{ij} - V\theta^2)}\ ,$$

где σ_{ij} - компоненты тензора напряжений; ε_{ij} - компоненты тензора деформаций, $\theta = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{23}$.

Энергия деформированного изотропного тела равна

$$W = -\int_V \left(\frac{V}{2E}\theta^2 - \frac{1+V}{2E}\sigma_{ij}\varepsilon_{ij} \right) dV\ .$$

Если обозначить через ΔV - элементарный объем в разрушаемом массиве и учесть, что компоненты тензора напряжений в этих пределах изменяются незначительно, то получим

$$\Delta W = \frac{1}{2}\sigma_p^2 E^{-1}\Delta V\ .$$

Принимая во внимание тот факт, что число трещин в объеме ΔV - горной породы подчиняется нормальному закону распределения по площадям

$$dN = n_0 e^{-\beta^2 S} dS$$

откуда

$$N = n_0 \int e^{-\beta^2 S} dS = -n_0 \beta^{-2} e^{-\beta^2 S},$$

где n_0 и β – постоянные коэффициенты, характеризующие структуру горного массива.

Методика исследований. Продукты детонации, действующие на стенки зарядной камеры, образуют в разрушаемом горном массиве очень неоднородное сложное поле напряжений, распространяющееся со скоростью, определяемой физическими свойствами среды.

В реальных условиях, даже при равномерном напряжении, поля напряжений имеют локальную неоднородность. На берегах трещин концентрируются напряжения.

Этот процесс во многом зависит от их конкретных размеров. Когда величина напряжений достигает величины σ_p, трещина начинает расти. При этом процесс развития трещин становится необратимым.

Для разрушения хрупкой среды необходимо и достаточно, чтобы удовлетворялось условие:

$$\varepsilon \geq \varepsilon_p,$$

где ε - относительная деформация среды от воздействия взрыва; ε_p - максимально возможная относительная деформация.

Относительная деформация определяется так

$$\varepsilon = \Delta S / S,$$

где ΔS - абсолютное перемещение стенок скважины в заданный момент времени м; S -длина напряженного массива, м.

На рис. 1 показана графически зависимость величины относительной деформации от линейных размеров разрушаемого массива.

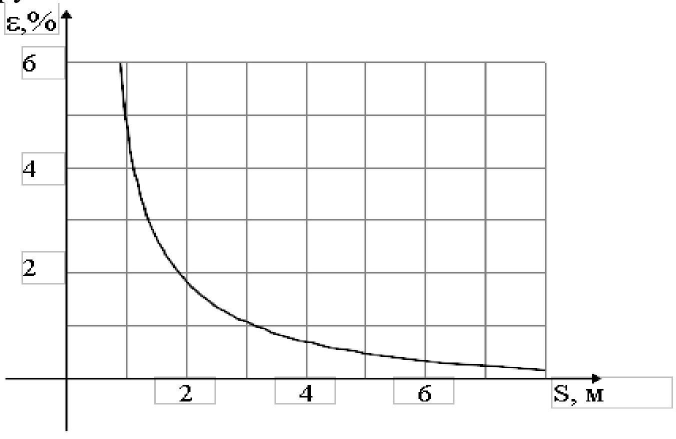

Рис. 1. Зависимость относительной деформации от расстояния

Длина горного массива, находящегося под действием взрывной нагрузки в направлении от скважинного заряда в сторону перемещения ΔS в момент времени Δt равна

$$S = C\Delta t,$$

где C - скорость распространения волн напряжений в данной среде, м/с.

Известная формула А.А. Гриффитса [2] устанавливает связь между воздействующими напряжениями и размером трещин

$$\sigma = \frac{2}{3}\left(E\gamma L S_{кр}^{-1}\right)^{1/2},$$

то есть, если приложенная нагрузка вызывает в теле поле напряжений величиной σ, то все трещины площадью $S \geq S_{кр}$ станут расти, причем линейные размеры трещин L_i должны удовлетворять условию

$$L_i \ll L,$$

где L - линейные размеры тела. Число таких трещин, распространяющихся под действием напряжений σ равно

$$m = n_0 \int_{S_{кр}}^{\infty} e^{-\beta^2 S} dS = \frac{\sqrt{\pi}}{2\beta}(1 - \Phi(S_{кр})),$$

где $\Phi(S_{кр}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{S_{кр}} e^{-\rho^2 S} d(\beta S)$ - интеграл вероятности, определяющий вероятностное число трещин, удовлетворяющих условию $S \geq S_{кр}$.

Постоянные n_0 и β определяют для каждого конкретного материала особенности процесса разрушения.

Они отражают зависимость между разрушающим напряжением и первоначальной сеткой трещин в данном разрушаемом объеме.

Экспериментальные исследования, выполненные авторами [1], позволили аппроксимировать зависимость времени достижения трещиной максимальной скорости распространения $t = ke^{-m\sigma}P(\sigma - \sigma_0)$, где k и m - постоянные для каждого конкретного материала, σ_0 - напряжение, при котором вероятность роста трещин равна вероятности их смыкания. Функция $P(\sigma - \sigma_0)$ определена в виде функции Дирихле и имеет вид

$$P(\sigma - \sigma_0) = \begin{cases} 1, если\, \sigma - \sigma_0 > 0; \\ 0, если\, \sigma - \sigma_0 \leq 0. \end{cases}$$

Общее время разрушения единицы объема равно

$$t_{общ} = \frac{1}{V}\left(\frac{\beta}{n_0\sqrt{\pi}}\right)^{1/3}\left(1 - \Phi\left(\frac{4}{9}LE\gamma\sigma^{-2}\right)^{-1/3} - \frac{\varepsilon}{2}e^k P(\sigma - \sigma_0)\right).$$

Усредненное расстояние между растущими трещинами при условии их равномерного распределения в рассматриваемом единичном объеме

$$h = \left(\frac{\beta}{\sqrt{\pi \cdot n_0(1 - \Phi(S_{кр})}}\right)^{1/3}.$$

Согласно работы [3] энергия, диссипированная в данном объеме разрушаемой среды в результате взрыва, слагается из работы сил деформации и энергии, переданной среде ударной волной, элементарная работа сил пластической деформации над сферическим слоем толщиной dr при его перемещении на расстояние S=udt, равна:

$$dE_1' = -8\pi(\sigma_r - \sigma_\theta)urdrdt. \quad (1)$$

После интегрирования выражения (1) по времени получим работу сил пластической деформации, производимую над рассматриваемым объемом за время его движения

$$dE_1 = -8\pi \int_{t_0}^{t_m} (\sigma_r - \sigma_\theta) urdrdt \,,$$

где t_0 - начальное время; t_m - время полного расширения радиуса ударной волны; σ_r,σ_θ - главные нормальные напряжения.

Энергия, переданная ударной волной сферическому объему среды,

$$dE_2 = 2\pi\varepsilon^2 \cdot \rho_0 R^2(r_0) r_0^2 dr_0 \,,$$

где r_0 - лагранжева координата Лагранжа; ε, ρ_0 - параметры, характеризующие среду; R - радиус фронта ударной волны.

Принимая во внимание, что $r^3 = \varepsilon n^3 + (1-\varepsilon) r_0^3$, а также значение параметров пластической среды $\sigma_r - \sigma_0 = k + m(\sigma_r + 2\sigma_\theta)$, $k = \tau_k - \overline{m}\rho$, где τ_k - касательное напряжение, ρ - среднее напряжение, $\overline{m}$ - коэффициент внутреннего трения при условии что массовая скорость частиц за фронтом ударной волны равна $U = \varepsilon R^2(t) \cdot R'(t) \cdot r^{-2}$, где $R'(t)$ - скорость фронта ударной волны можно получить формулу, определяющую полную энергию, диссипированную в рассматриваемом объеме разрушаемой среды

$$dE = 2\pi\varepsilon^2 \rho_0 R'^2(r_0) \cdot r_0^2 \cdot dr_0 - 4\pi\alpha\varepsilon r_0\, dr_0 (1-\varepsilon) \cdot \int_{t_0}^{t_m} \frac{(\sigma_r + k/3m) R^2(t) \cdot R'(t) \cdot dt}{\varepsilon R^3(t) + (1-\varepsilon) r_0^3} \,.$$

Результаты исследований. Согласно полученных результатов, видно, что распределение энергии, в рассматриваемой среде, зависит от свойств самой среды, и при этом не зависит от полной энергии взрыва, а процесс разрушения горных пород при данных характеристиках поля напряжений определяется физическими свойствами разрушаемого массива и его структурными особенностями.

Хотя интенсивность дробления разрушаемой среды и зависит от многочисленных факторов, однако их влияние на характер процесса разрушения неравнозначный. На это указывают и многочисленные исследования [4,5,6].

Определяющими факторами качества взорванной горной массы, очевидно, является величина и продолжительность импульсного воздействия в разрушаемом массиве горных пород и физико-механические свойства последних. определяющую характер взрывного нагружения в зависимости от физико-механических свойств среды.

Рассмотрим взаимосвязь между распределением энергии разрушения в среде и величиной удельного импульса взрыва скважинного заряда ВВ.

Кинетическая энергия среды образуется исключительно за счет энергии, сообщаемой разрушаемой среде взрывом скважинного заряда ВВ.

Энергия, сообщаемая среде взрывом заряда, согласно закону сохранения, должна быть равна работе A - произведенной при передаче энергии.

Поверхностный интеграл по всей поверхности разрушения L, $Q = \int_L dA$ дает полную энергию среды и с учетом формулы значение кинетической энергии, полученной средою, может быть определено как

$$Q = \frac{i}{2\rho}\int_L \frac{\partial i}{\partial n} dL .$$

Исследуем распределение энергии взрыва в среде. Плотность энергии q согласно [7] определяется как

$$q = \frac{\rho}{2}\left(\phi_x'^2 + \phi_y'^2 + \phi_z'^2\right).$$

Принимая во внимание, что $\varphi = i/\rho$ и $\rho = \text{const}$ для конкретной среды имеем:

$$q = \frac{1}{2\rho}\left(i_x'^2 + i_y'^2 + i_z'^2\right). \qquad (2)$$

Формула (2) устанавливает взаимосвязь между плотностью энергии аккумулированной средою после взрыва и величиной начального удельного импульса в любой точке с координатами x, y, z среды распределения энергии взрыва.

Согласно полученной зависимости имеем, что плотность энергии в произвольной точке разрушаемой среды, прямо пропорциональна квадрату величины начальной скорости в этой точке, полученной в результате импульсного взрывного воздействия заряда ВВ.

Выводы. Установлены зависимости между плотностью энергии взрыва аккумулированной средой, массовой скоростью и величиной начального удельного импульса взрывной нагрузки для произвольной точки разрушаемого объема горных пород при взрыве скважинного заряда ВВ, из которых следует эффективность конструкция скважинного заряда [8] с воздушным промежутком и отражателем из сыпучих материалов, позволяющая повысить КПД взрыва, за счет увеличения доли энергии идущей на разрушение и снижения пиковых импульсных воздействий на границе разрушения и увеличением их воздействия во времени.

Список литературы

1. Кузнецов В.М. О плоской волне разрушения. – ФГВ, 1974.- № 1. - С. 124-127.

2. Друкованый М.Ф., Комир В.М., Кузнецов В.М. Действие взрыва в горных породах. Киев: Науковва думка, 1973. -184 с.

3. 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.

4. Griffith A.A. The phenomenon of rupture and flow in solids. Phil. Trans. Poy. Soc. A 221, 1920, p.1201-1206.

5. Moth N.F. Fracture of metals. Theor. Conq. Enqnq.1948. V.1657 № 16. p.321-348.

6. Ставрогин А.Н., Протосеня А.Г. Прочность горных пород и устойчивость выработок на больших глубинах. - М.: Недра, 1985. - 270 с.

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

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

9. Пат. №35423 Украина МПК F42D 1/00 F42D 3/00.Свердловинний заряд / Гапоненко А.Л. и др.

10. Мельников Н.В., Марченко Л.Н. Энергия взрыва и конструкция заряда. - М.: Недра, 1964. - 138 с.

11. 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.