

Список літератури

1. Остапенко П.Е. Теория и практика обогащения железных руд. – М.: Недра, 1985. – 207 с.
2. Звягинцев А.Г. Новые методы магнитной обработки пульпы при обогащении железосодержащих руд / А.Г. Звягинцев, А.Н.Чеменин, В.В.Шархов, О.В. Горячко // VIII Конгресс обогатителей стран СНГ. – II том. – М.: МИСиС, 2011. – С. 46-49.
3. Ломовцев Л.А., Нестерова Н.А., Дробченко Л.Л. Магнитное обогащение сильномагнитных руд. – М.: Недра, 1979. – 235 с.
4. Кравцов В.Н. Новые решения по обогащению железорудного сырья/ В.Н. Кравцов, Г.Г.Тимофеев, Н.К.Кравцов // VIII Конгресс обогатителей стран СНГ. – II том. – М.: МИСиС, 2011. – С. 49-51.
5. Авдохин В.М. Современное состояние и основные направления развития процессов глубокого обогащения железных руд / В.М. Авдохин, С.Л.Губин // Горный журнал. – 2002. – №2. – С. 58-64.
6. Джонс Д.Х. Сепаратор для мокрой магнитной сепарации слабомагнитных материалов / Д.Х. Джонс // Международный Конгресс по обогащению полезных ископаемых. – М.: Госгортехиздат, 1963. – С. 424-436.
7. Ломовцев Л.А., Кравец Б.А., Давыдов Ю.А. Оборудование для магнитного обогащения слабомагнитных руд за рубежом. – М.: 1985. – Сер.обогащение руд. – Вып. 2. – 23 с.
8. Масленицкий Н.Н., Беликов В.В. Химические процессы в технологии переработки труднообогатимых руд. – М.: Недра, 1983. – 384 с.
9. Грицай Ю.Л.Исследования по закреплению дисперсных рудных минералов на поверхности кварца при измельчении железистых кварцитов / Ю.Л. Грицай, М.В. Педан, З.Ф. Герасимова// Обогащение руд черных металлов. – М.: Недра, - 1980. – С.3-9.
10. Тарасенко В.Н. Совершенствование процесса извлечения рудных минералов при магнитном обогащении гипергенно-измененных железистых кварцитов Кривбасса / В.Н. Тарасенко, В.Н.Кравцов, Н.К. Кравцов// Геолого-мінералогічний вісник. – Кривий Ріг: КТУ. – 2000. - № 1-2 (3-4). С. 100-104.

УДК 622.272

С.В. ТИЩЕНКО, д-р техн. наук, Г.И. ЕРЕМЕНКО, канд. техн. наук,
Криворожский национальный университет
Д.Ю. МАЛЫХ, ПАО «ИнГок»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА СКВАЖИННОГО ЗАРЯДА НА РАЗРУШАЕМЫЙ ГОРНЫЙ МАССИВ

Цель. При моделировании импульсного воздействия взрыва скважинного заряда на разрушаемый горный массив, сплошную среду, в виде горного массива, рассматривают как абсолютно несжимаемую, пренебрегая изменением ее объема. Вторым условием является допущение, что взрыв скважинного заряда происходит мгновенно.

Методы исследования. Энергия, выделяющаяся при взрыве, имеет конечную величину, поэтому и кинетическая энергия среды также будет конечной. Это обуславливает конечные значения скоростей частиц среды. При условии мгновенного действия взрыва частицы среды лишь получают некоторую начальную скорость, с которой будут двигаться уже после того, как закончится фаза импульсного действия взрыва.

Научная новизна. Установлено, что образование поля скоростей и связанного с ним количества движения, должно отвечать импульсу внешних сил. Так как при взрыве скважинного заряда взрывчатого вещества передается конечное количество кинетической энергии, то и образующееся количество движения, а, следовательно, и импульс взрыва имеют конечные значения.

Результаты. На поверхности заряда значение i можно считать постоянным. Это условие выполняется, если зарядная камера равномерно заполнена взрывчатым веществом и детонация последнего приближается к мгновенной. В этом случае давление от взрыва оказывает одинаковое воздействие на все участки поверхности зарядной камеры скважинного заряда. Численное значение удельного импульса взрыва определяется по балансу энергии, сообщаемой взрывом среде.

Ключевые слова: удельный импульс, скважинный заряд, горный массив, взрыв, баланс энергии

Проблема и ее связь научными практическими заданиями. На железорудных карьерах ежегодно увеличивается удельный вес ведения горных работ на нижних горизонтах, а соответственно и буровзрывных работ.

Анализ исследований и публикаций. Существующие методы ведения взрывных работ на железорудных карьерах в некоторой степени позволяют достичь необходимого качества взорванной горной массы. Этого достигают путем изменения параметров буровзрывных работ и увеличения удельного расхода взрывчатых материалов. При этом, в отдельных случаях, наблюдаются увеличение выхода негабаритной фракции и увеличение мелкой фракции за счет неэффективного использования энергии взрыва. Поэтому совершенствование буровзрывных работ

для улучшения качества дробления горной массы и повышения эффективности всех звеньев горного производства являются весьма актуальными.

Сплошную среду, в виде горного массива, будем рассматривать как абсолютно несжимаемую, пренебрегая изменением ее объема. Вторым условием является допущение, что взрыв скважинного заряда происходит мгновенно.

Энергия, выделяющаяся при взрыве, имеет конечную величину, поэтому и кинетическая энергия среды также будет конечной. Это обуславливает конечные значения скоростей частиц среды. При условии мгновенного действия взрыва частицы среды лишь получают некоторую начальную скорость, с которой будут двигаться уже после того, как закончится фаза импульсного действия взрыва.

Рассмотрим в прямоугольной системе координат, вокруг произвольной точки среды, элементарный прямоугольный параллелепипед, ребра которого расположены параллельно осям координат декартовой системы и равны соответственно dx, dy, dz . Пользуясь методикой, изложенной в работе [1,2], координаты вектора начальной скорости для произвольной точки обозначим $\bar{U}_0(u_x, u_y, u_z)$.

Постановка задачи. Рассмотрим движение среды в объеме рассматриваемого параллелепипеда. На его грани, которые расположены перпендикулярно оси Ox , при взрыве будет действовать импульсное давление. На ближнюю грань давление P , на грань, расположенную и находящуюся от нее на расстоянии dx : $P + (\partial p / \partial x)$. Поскольку площади этих граней равны $dy \cdot dz$, то силы, действующие на эти грани, соответственно будут равны

$$F_1 = P \cdot dy \cdot dz ;$$

$$F_2 = \left(P + \frac{\partial P}{\partial x} dx \right) \cdot dy \cdot dz .$$

Отсюда равнодействующая F этих сил определяется как

$$F = F_1 - F_2 = \frac{\partial P}{\partial x} dx \cdot dy \cdot dz . \quad (1)$$

Изложение материала и результаты. Рассмотрим ускорение, возникающее в среде в результате импульсного воздействия взрыва.

При этом отметим, что масса, заключенная внутри рассматриваемого объема среды, равна

$$m = \rho dx dy dz , \quad (2)$$

где ρ - плотность среды; dx, dy, dz - объем параллелепипеда.

Ускорение в направлении оси Ox равно изменению в единицу времени скорости du_x / dt . Так как сила равна произведению массы на ускорение, то с учетом формул (1), (2)

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho \frac{du_x}{dt} \quad \text{или} \quad \frac{du_x}{dt} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} . \quad (3)$$

Аналогично рассуждая, рассматривая грани, перпендикулярные осям Oy и Oz , получим

$$\frac{du_y}{dt} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} \quad (4)$$

$$\frac{du_z}{dt} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} . \quad (5)$$

Уравнения (3)-(5) проинтегрируем по времени. Рассмотрим уравнение (3). В момент времени $t=0$, т.е. до взрыва, среда находится в покое.

При импульсном воздействии взрыва, скорость получает значение \bar{U}_0 . Преобразуем выражение (3)

$$u_x = \frac{1}{\rho_0} \int_0^t \frac{\partial p}{\partial x} dt . \quad (6)$$

Меняя порядок интегрирования и дифференцирования в выражении (6), получим

$$u_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho_0} \int_0^t P dt \right) . \quad (7)$$

Интеграл, стоящий в правой части формулы (7), определяет величину удельного импульса взрывного воздействия на среду $i = \int_0^t P dt$.

$$\text{Следовательно имеем, что } u_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} i \right).$$

А так как мы рассматриваем абсолютно несжимаемую среду, то в этом случае плотность среды остается постоянной вокруг каждой движущейся частицы $\rho = \text{const}$. Поэтому окончательно имеем $u_x = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial i}{\partial x}$.

Аналогично рассуждая, получим и остальные координаты вектора \bar{U}_0

$$u_y = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial i}{\partial y}; \quad u_z = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial i}{\partial z}.$$

Следовательно, координаты вектора начальной скорости \bar{U}_0 для произвольной точки среды, воспринявшей действие импульсной взрывной нагрузки, могут быть определены как

$$\bar{U}_0 = (i'_x, i'_y, i'_z).$$

Тогда величина начальной скорости определяется как

$$\bar{U}_0 = \sqrt{i'^2_x + i'^2_y + i'^2_z}.$$

Таким образом, образование поля скоростей и связанного с ним количества движения, должно отвечать импульсу внешних сил. Так как при взрыве скважинного заряда взрывчатого вещества передается конечное количество кинетической энергии, то и образующееся количество движения, а, следовательно, и импульс взрыва имеют конечные значения. На поверхности заряда значение i можно считать постоянным. Это условие выполняется, если зарядная камера равномерно заполнена взрывчатым веществом и детонация последнего приближается к мгновенной. В этом случае давление от взрыва оказывает одинаковое воздействие на все участки поверхности зарядной камеры скважинного заряда. Численное значение удельного импульса взрыва определяется по балансу энергии, сообщаемой взрывом среде.

Исследуем взаимосвязь между распределением энергии взрыва в среде и величиной удельного импульса взрывной энергии. 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, произведенной при передаче энергии. Если обозначить элемент поверхности скважинного заряда через dS , а давление во взрывной камере через P , то сила, действующая на рассматриваемую поверхность, будет равна $P \cdot dS$. Соответственно элементарная работа dA будет определяться как $dA = PhdL$, где h - соответствующие смещения. С учетом продолжительности действия взрыва t последнее выражение примет вид

$$dA = Pt \frac{h}{t} dL. \quad (8)$$

Так как произведение $P \cdot t$ равно локальному удельному импульсу i , частное h/t равно среднему значению нормальной составляющей скорости $v/2$, то выражение (8) можно записать как $dA = \frac{iv}{2} dL$. Скорость v может быть определена как производная от i по нормам \bar{n} и поверхности

L , т.е. $v = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial i}{\partial n}$, и тогда окончательно имеем

$$dA = \frac{i}{2\rho} \cdot \frac{\partial i}{\partial n} dL. \quad (9)$$

Поверхностный интеграл по всей поверхности L , $Q = \int_L dA$ дает полную энергию среды и с учетом формулы (9) значение кинетической энергии, полученной средой, может быть определено как

$$Q = \frac{i}{2\rho} \int_L \frac{\partial i}{\partial n} dL. \quad (10)$$

Исследуем распределение энергии взрыва в среде. Плотность энергии q согласно [3,4,5] определяется как

$$q = \frac{\rho}{2} (\varphi_x'^2 + \varphi_y'^2 + \varphi_z'^2). \quad (11)$$

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

$$q = \frac{1}{2\rho} (i_x'^2 + i_y'^2 + i_z'^2). \quad (12)$$

Формула (12) устанавливает взаимосвязь между плотностью энергии аккумулированной средой после взрыва и величиной начального удельного импульса в любой точке с координатами x, y, z . Так как величина начальной скорости, возникающей в среде после взрыва, непосредственно связана с импульсом внешних сил, то формула (12) может быть записана в виде

$$q = \frac{\rho}{2} |\bar{U}_0|^2. \quad (13)$$

Из выражения (13) следует, что плотность энергии в произвольной точке разрушаемой среды, прямо пропорциональна квадрату величины начальной скорости в этой точке, полученной в результате импульсного взрывного воздействия заряда взрывчатого вещества.

Графически зависимость (13) представлена на рис. 1, где $c_i = c(\rho)$ функционально зависит от плотности рассматриваемой среды [3].

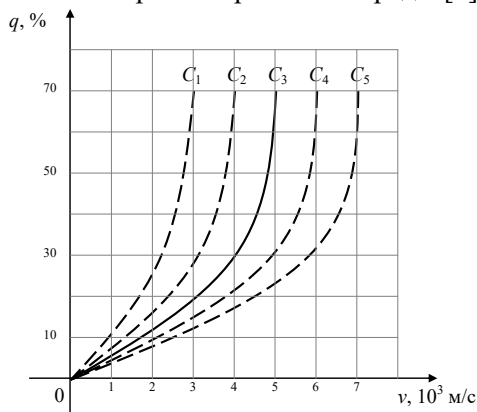


Рис. 1. Зависимость между плотностью энергии и начальным полем скоростей в разрушаемой среде

Согласно [5,7,8,9] величина энергии дробления при изменении размера куска от X до x равна

$$W = A \int_x^X x^{-k} dx.$$

Выводы. Получены закономерности импульсного воздействия взрыва, связанного с общим балансом энергии сообщаемой разрушаемой среде. Они могут служить шкалой оценки эффективности разрушающего действия скважинных зарядов, взрывааемых одновременно или через определенное замедление.

Установлена зависимость между плотностью энергии и начальным полем скоростей в разрушаемой среде.

Список литературы

1. Физика взрыва / Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. / Под. ред. К.П. Станюковича. - М.: Наука, 1975. - 407 с.
2. Жуков С.А., Тищенко С.В. Физические процессы взрывных геотехнологий / С.А. Жуков, С.В. Тищенко.- Кривий Ріг: Мінерал, 2007. – 212 с.
3. Родионов В.Н. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердой среде / В.Н. Родионов // М.: Изд-во ИГД АН СССР, 1962. - 29 с.
4. Ханукаев А.Н. Энергия волн напряжений при разрушении пород взрывом. - М.: Госгортехиздат, 1962. - 200 с.
5. Ханукаев А.Н. Физические процессы при отбойке горных пород взрывом / А.Н. Ханукаев // М.: Недра, 1974. - 224 с.
6. В.Н. Мосинец, А.В.Абрамов. Разрушение трещиноватых и нарушенных горных пород / Мосинец В.Н., Абрамов А.В. // М.: Недра, 1982. - 248 с.
7. Демидюк Г.П. Современное представление о действии взрыва в среде / Г.П. Демидюк // Буровзрывные работы в горной промышленности. - М.: Госгортехиздат, 1962. – С. 223-240.
8. Демидюк Г.П. К вопросу управления действием взрыва скважинных зарядов / Г.П. Демидюк // Взрывное дело. - М.: Недра, 1964. – Вып.54/11. - С. 174-185.
9. Кутузов Б.Н. Взрывное и механическое разрушение горных пород / Б.Н. Кутузов // М.: Недра, 1973. – 210 с.
10. Тищенко С.В., Жуков С.О. Вплив енергії вибуху на процес тріщиноутворення у гірському масиві / С.В. Тищенко, С.О. Жуков // Вісник ЖДТУ. - Житомир: ЖДТУ, 2003.-№ 2(26). - С. 232-234.

Рукопис подано до редакції 16.03.17