

враховується у формулі (3). Що стосується поверхневої хвилі, дія якої проявляється в далекій зоні, то практично завжди, коли половина довжини розосередженого заряду не перевищує зони дії осередку вибуху, хвилі від усіх зарядів приходять у точку спостереження зі зсувом фаз між собою не більше  $90^\circ$  і складаються.

Масові швидкості ґрунту при вибухах розосереджених зарядів, розраховані за формулою (3), задовільно відображають коливальний процес, а масові швидкості, розраховані за цією формулою для розглянутих вибухів, практично збігаються зі значеннями залежностей і даними, поданими в таблиці і на рис. 2 і 3.

В дія об'ємних хвиль ефект розосередженого заряду проявляється незначно, тому в цій праці ці хвилі не розглядаються.

Перехід від визначення інтенсивності сейсмовибухової дії на об'єкти, що охороняються, методом загальної маси розосереджених зарядів до методу кількості взаємодіючих зарядів, що підриваються одночасно, дозволить точніше прогнозувати безпеку підричних робіт. Запропонований метод є особливо ефективним при підриванні ряду зарядів під час проходки траншей, при утворенні вибухом різноманітних екранів і щілин біля об'єктів, що охороняються, при визначенні сейсмічного ефекту вибуху горизонтального неперервного продовжного заряду з додатковими бойовиками по його довжині. Тільки розглядаючи метод дозволяє визначити сейсмічний ефект при переході ведення підричних робіт з одного діаметра свердловини на інший.

1. Рулев Б.Г., Харин Д.А. // Взрывное дело. – Недра, 1968. – № 64/21. – С. 221–231

УДК 622.235

## **ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ЛИНЕЙНОГО ИНИЦИАТОРА НА ОБЪЕМ ВОРОНКИ ДРОБЛЕНИЯ**

*А.А. Фролов, канд. техн. наук (НТУУ "КПИ", ИЭЭ)*

*Розглянуто метод числового розрахунку форми та об'єму воронки дроблення, яка утворюється в результаті вибуху подовженого циліндричного заряду при його верхньому лінійному ініціюванні. Теоретично встановлено вплив швидкості детонації свердловинного заряду на об'єм воронки дроблення.*

При рассмотрении действия взрыва скважинного заряда в массиве горных пород в качестве основной характеристики взрывчатого вещества (ВВ) принимается теплота взрыва. Предположим, что на разрушение горного массива может также влиять скорость детонации скважинного заряда. При этом

важна устойчивая детонация заряда, которая характерна для линейного инициирования. В этом случае скорость детонации скважинного заряда будет определяться скоростью детонации линейного инициатора.

Для оценки влияния скорости детонации скважинного заряда на разрушение массива горных пород разработан метод численного расчета формы и объема воронки дробления, образующейся при взрыве удлиненного цилиндрического заряда при инициировании его сверху [1]. При этом считается, что зарядная полость располагается в монолитном массиве горных пород.

Предполагается, что в результате расширения газов, образующихся при взрыве удлиненного заряда ВВ, их энергия уменьшается вследствие протекания трех процессов: адиабатического расширения газа, разрушения массива горных пород, перемещения разрушенной породы.

**Адиабатическое расширение газа.** Работа, затрачиваемая газом при таком расширении, определяется формулой

$$A = p \cdot \Delta V, \quad (1)$$

где  $p$  – давление газов взрыва, Па;  $\Delta V$  – изменение объема газа за некоторый промежуток времени, м<sup>3</sup>.

**Разрушение массива горных пород.** Энергия разрушения в общем случае выражается формулой

$$U_p = \sigma_k \cdot \Delta V_m, \quad (2)$$

где  $\sigma_k$  – критическое напряжение разрушения, Па;  $\Delta V_m$  – объем разрушенной породы, м<sup>3</sup>.

**Перемещение разрушенной породы.** Энергия перемещения горной массы приблизительно может быть определена по формуле

$$Q = \frac{(Ft)^2}{2m}, \quad (3)$$

где  $F$  – сила, с которой газ действует на выбрасываемые куски породы (определяется как произведение давления газа на площадь выбрасываемых кусков), Н;  $t$  – время воздействия этой силы, с;  $m$  – масса выбрасываемой породы, кг.

Следует отметить, что внутреннее состояние газа зависит и от глубины скважины, т. к. чем больше глубина, тем больше объем расширившегося газа.

Поэтому в данной модели рассматриваемый объем газа разбивался по глубине на тонкие горизонтально расположенные слои, имеющие форму дисков, для каждого из которых рассчитывалось внутреннее состояние газа через определенные, достаточно малые промежутки времени (рис. 1). Для этого использовались классические уравнения состояния идеального газа [2].

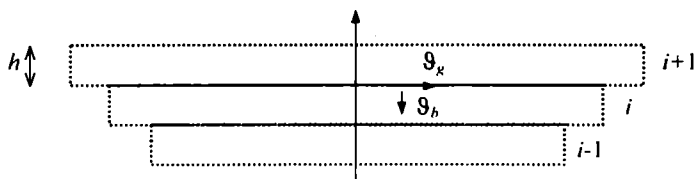


Рис. 1. Схема к расчету внутреннего состояния газа

Расчет внутреннего состояния газа внутри каждого слоя начинаем с момента соприкосновения боковых границ данного слоя со стенками скважины. В этот момент внутренняя энергия газа в  $i$ -м слое принимается равной

$$U_i = E_{\text{ВВ}} \cdot m_{\text{ВВ}}, \quad (4)$$

где  $E_{\text{ВВ}}$  – теплота взрыва ВВ;  $m_{\text{ВВ}}$  – масса взрывчатого вещества в  $i$ -м слое:

$$m_{\text{ВВ}} = \pi r_0^2 h \rho_{\text{ВВ}}, \quad (5)$$

где  $r_0$  – радиус скважины, м;  $\rho_{\text{ВВ}}$  – плотность ВВ, кг/м<sup>3</sup>;  $h$  – толщина слоя, м.

Состояние газа для всех слоев, радиус которых превысил  $r_0$ , рассчитывается через определенные промежутки времени  $t$  с учетом потерь газа на адиабатическое расширение, разрушение породы и ее выброс, а также на обмен газами между соседними слоями. Используя формулы (1)–(3), для  $i$ -го слоя можно записать:

$$A_i = p_i dV_i; \quad Q = \frac{(p_i S_i t)^2}{2\rho dV_i}; \quad U_p = \sigma_k dV_i, \quad (6)$$

где  $p_i$  – текущее давление газа в данном слое, Па:

$$p_i = \frac{2U_i}{3\pi r_i^2 h}, \quad (7)$$

$dV_i$  – изменение объема слоя за время  $t$ :

$$dV_i = c_i t 2\pi \left( r_i + \frac{c_i t}{2} \right) h, \quad (8)$$

где  $c_i$  – скорость раскрытия трещин при взрыве, м/с;  $r_i$  – текущий радиус  $i$ -го слоя, м;  $S$  – площадь породы, на которую воздействует газ при ее выбросе, принимаемая равной

$$S = c_i t 2\pi \left( r_i + \frac{c_i t}{2} \right); \quad (9)$$

$\rho$  – плотность горной породы, кг/м<sup>3</sup>;  $\sigma_k$  – локальное значение критического напряжения разрушения, которое учитывает гидростатическое давление [3] и

поле напряжений, возникающее в результате воздействия взрывной волны на стенки скважины, Па:

$$\sigma_{kr} = \sigma_k(1-s) + p_{0r}, \quad (10)$$

где  $p_{0r}$  – гидростатическое давление, Па:

$$p_{0r} = \rho g H_r, \quad (11)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $m/c^2$ ;  $H_r$  – глубина расположения данного слоя, м.

Множитель  $(1-s)$  вводит поправку на уменьшение  $\sigma_k$ , вызванное напряжениями, возникающими при достижении фронтом взрывной волны стенок зарядной полости в окружающей породе. Для определения параметра  $s$  используется аналогия с электростатическим полем. При этом земная поверхность считается свободной поверхностью. Для получения эквивалентного электростатического поля зарядная полость была продолжена относительно этой поверхности (рис. 2). Таким образом, потенциал рассчитывался для заряженного стержня длиной  $2L$  ( $L$  – глубина скважины). Предполагается также, что  $\sigma_k$  на определенном расстоянии от скважины равно какому-либо текущему значению, а в точке  $A$  (в которой создаваемый потенциал и, следовательно, напряжения максимальны) – нулю (см. рис. 2). В этом случае параметр  $s$  можно представить в виде

$$s = \frac{\varphi(r, h)}{\varphi(r_0, h)}, \quad (12)$$

где  $\varphi(r, h)$  – потенциал, создаваемый в некоторой рассматриваемой точке  $B$  с координатами  $r$  и  $h$ ;  $\varphi(r_0, h)$  – потенциал в точке  $A$ .

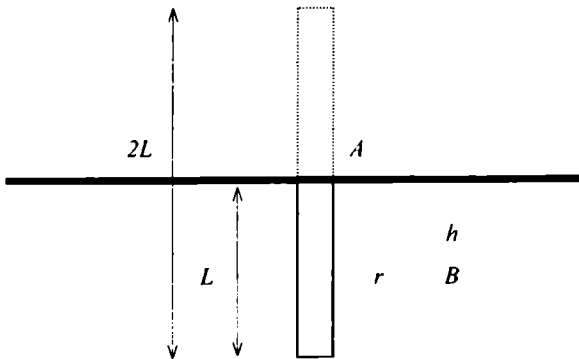


Рис. 2. Схема учета поля напряжений для расчета локальных значений критических напряжений разрушения

В общем виде потенциал, создаваемый электрически заряженным стержнем длиной  $l$ , в точке с координатами  $r$  и  $h$  выразится формулой

$$\varphi(r, h) = \ln(l - h + \sqrt{(l - h)^2 + r^2}) + \ln(l + h + \sqrt{(l + h)^2 + r^2}) - 2\ln r. \quad (13)$$

Газообмен между соседними слоями описывается уравнением Эйлера [1, 2]

$$\frac{\partial \bar{\mathfrak{G}}}{\partial t} + (\bar{\mathfrak{G}} \nabla) \mathfrak{G} + \frac{1}{\rho_g} \nabla p = F, \quad (14)$$

где  $\bar{\mathfrak{G}}$  – скорость газа в рассматриваемой точке, м/с;  $t$  – время, с;  $\bar{\nabla}$  – оператор Набла;  $\rho_g$  – плотность газа, кг/м<sup>3</sup>;  $p$  – давление газа, Па;  $F$  – внешние силы, действующие на газ, Н.

Рассмотрим два соседних слоя (см. рис. 1). Скорость газа в каждом слое можно разложить на две составляющие – вертикальную  $\bar{\mathfrak{G}}_b$  и горизонтальную  $\bar{\mathfrak{G}}_k$ . Предположив, что  $\bar{F} = 0$ , а  $\frac{\partial \bar{\mathfrak{G}}}{\partial t}$  пренебрежимо мало, а также учитывая, что  $\bar{\mathfrak{G}}_k$  одинаково для соседних слоев, получим:

$$\mathfrak{G}_b \frac{d\mathfrak{G}_b}{dz} = - \frac{1}{\rho_g} \frac{dp}{dz}, \quad (15)$$

Следовательно, вертикальная составляющая скорости газа на границе между слоями  $i$  и  $i-1$  может быть записана в виде

$$\mathfrak{G}_b = 2 \sqrt{\frac{p_{i-1} - p_i}{\rho_{g,i-1} + \rho_{g,i}}}. \quad (16)$$

Используя уравнение (16), определим массу газа, перетекающего из одного слоя в другой за единицу времени:

$$m_{g_i} = \frac{\rho_{g,i} + \rho_{g,i-1}}{2} 2 \sqrt{\frac{p_{i-1} - p_i}{\rho_{g,i-1} + \rho_{g,i}}} S = \sqrt{(p_{i-1} - p_i)(\rho_{g,i-1} + \rho_{g,i})} S, \quad (17)$$

где  $S$  – площадь соприкосновения двух слоев:

$$S = \pi r_i^2, \quad (18)$$

где  $r_i$  – текущий радиус соприкасающихся слоев.

Таким образом, энергия газа, заключенная в одном слое после первой стадии разложения ВВ, равна

$$U_i = U_{i-1} - U_{p_i} - A_i - Q_{h_i} + \frac{RT_i t (m_{g_i}^{II} - m_{g_i}^H)}{M}, \quad (19)$$

где  $M$  – молярная масса газа;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $T_i$  – температура газов взрыва в  $i$ -м слое, К;  $t$  – промежуток времени, через который пересчитывается состояние газа, с;  $m_{g_i}^{II}$  – масса газа, перетекающего из данного

слоя в соседний нижний слой;  $m_{gr}^H$  – масса газа, перетекающего из данного слоя в соседний верхний слой, кг.

После расчета состояния газа в  $i$ -том слое по формуле (7) определяется давление газа  $i$ -го слоя и сравнивается с критическим напряжением разрушения  $\sigma_k$ . При значении  $p_{0i} < \sigma_k$  перерасчет состояния газа на новое значение прекращается.

В связи со сложностью аналитического определения параметров зоны дробления по глубине скважины для реализации поставленной задачи использованы численные методы расчета на ПЭВМ. Алгоритм расчета воронки дробления включает в себя два этапа. На первом этапе рассчитывается состояние газа (внутренняя энергия, давление и температура) по слоям при взаимодействии его с горной породой по глубине скважины.

На втором этапе перерасчет состояния газа ведется после достижения фронтом детонации дна скважины. В этом случае расчет ведется в направлении, перпендикулярном оси заряда до тех пор, пока давление газа в слое  $p_{0i}$  не станет меньше критического напряжения разрушения  $\sigma_k$ , т.е. разрушение горной породы прекратится. По достижении критического напряжения разрушения перерасчет состояния газа прекращается и выдается численное значение радиуса зоны разрушения в данном слое.

В нижнем слое газ разрушает не только породу, прилегающую к боковым поверхностям, но и нижележащую породу. После каждого цикла расчета состояния газа рассчитывается глубина, до которой распространился газ нижнего слоя.

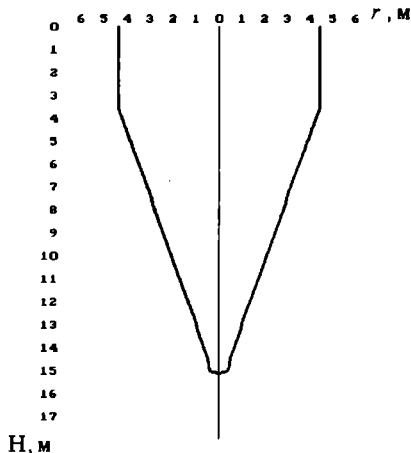


Рис. 3. Расчетная форма воронки дробления

В результате численных расчетов по представленной методике получена форма воронки дробления для следующих условий: глубина скважины – 15 м; диаметр скважины – 250 мм; длина заряда – 10 м; плотность ВВ – 950 кг/м<sup>3</sup>; плотность горной породы – 2800 кг/м<sup>3</sup>; скорость детонации скважинного заряда – 7000 м/с; теплота взрыва ВВ – 4300 кДж/кг (рис. 3). При этом установлено, что с уменьшением скорости детонации скважинного заряда от 7000 м/с (скорость детонации детонирующего шнура) до 3500 м/с объем воронки дробления увеличивается в 1,3 раза.

1. *Исследование закономерностей* изменения параметров зоны дробления при взрыве в анизотропном массиве скальных пород / Фролов<sup>1</sup> А.А.; Нац. техн. ун-т Украины “Киев. политехн. ин-т”. – Киев, 1996. – 34 с. – Рус. – Деп. в ГНТБ Украины 16.09.97, № 482-УК97 // Анот. в ж. Депонированные научные работы ВИНТИ, 1997.

2. *Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др.* Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. – 704 с.

3. *Кузьмичев В.Е.* Законы и формулы физики. – Киев: Наук. думка, 1989. – 864 с.

УДК 662.231.21:541.24.08

## **ОБЕСПЕЧЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ТВЕРДЫХ НИТРАТОВ ЦЕЛЛЮЛОЗЫ ПРИ ИХ ИЗГОТОВЛЕНИИ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАКРОМОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ ПОРОХА ПРИ ХРАНЕНИИ**

*А.А. Желтоножко, канд. хим. наук (ГосНИИХП, г. Шостка)*

*Установлено, что при вмісті у піроксиліні № 1 низькомолекулярної фракції нітрату целюлози від 1,5 до 5 % забезпечується одержання твердого нітрату целюлози високої якості зі стабільними фізико-хімічними властивостями та характеристиками. Показано, що в процесі змішування та пресування відбувається деструкція нітратів целюлози. На початковому етапі зберігання пороху домінує процес зшивання, на пізніших етапах – процес деструкції.*

Утилизация боеприпасов предусматривает использование в народном хозяйстве их составляющих – взрывчатых веществ, корпусов из цветных металлов или специальных сталей, порохов. Пороха применяются для проведения взрывных работ с начала 20-го столетия, однако до настоящего времени не решены многие вопросы их безопасного использования и сохранения ими энергетических характеристик. Стабильность свойств порохов