

ГЕОМЕХАНИКА

УДК 622.831.322.001

Г.А.Беспятов

КИНЕТИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ГАЗОВОГО ПОТОКА НА ДВИЖЕНИЕ ВЫБРОШЕННОЙ МАССЫ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ВЫБРОСЕ УГЛЯ И ГАЗА

В настоящее время существует ряд гипотез и теорий, объясняющих природу и механизм внезапного выброса угля и газа (ВВГУ). Согласно последним представлениям, выбросы, как и многие природные явления, не происходят мгновенно. Они развиваются во времени и пространстве, представляя собой конечный процесс. Выделяются следующие стадии развития ВВГУ во времени: подготовительная, инициирования, протекания и затухания.

Все стадии выброса - различные стадии одного сложного явления. Между ними существуют не только отличия, но и конкретно причинно-следственная взаимосвязь, обусловленная равенством параметров состояния среды на границах смежных зон и отдельных стадий.

В меньшей степени изучена стадия протекания и затухания выбросов, закономерности процессов, происходящих в этот период в зоне разрушения массива и в атмосфере выработок. По массиву распространяется волна разрушения, а по выработкам движется раздробленная горная масса в напорном потоке расширяющегося газа. В результате воздействия кинетической энергии движения газоугольный смеси на рудничный воздух, а также критического давления в переднем фронте волны выброса плотность и давление встречного воздуха скачкообразно возрастают, образуя ударную воздушную волну. Рассмотрим изменение плотности среды за нестационарной ударной воздушной волной в момент выброса.

Уравнение движения нестационарной воздушной ударной волны, распространяющейся по горной выработке, можно представить в виде [1].

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = F - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

где x - координата частицы; ρ - плотность; p - давление; F - плотность массовых сил.

Найдем разность значений $\frac{\partial^2 x}{\partial t^2}$ по обе стороны фронта волны

$$n \left[\frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} \right] = - \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \right] \quad i=1,2, \quad (2)$$

где квадратные скобки обозначают разность величин $A = A_2 - A_1$; $\frac{\partial}{\partial n} = n \frac{\partial}{\partial x}$; индексы 1 и 2 относятся к состоянию перед и за волной соответственно. В работе [2] приведена система уравнений для термодинамически равновесного газа с уравнением состояния $p=p(\rho, S)$, где S - энтропия:

$$\frac{1}{\rho_1 C_1} (C_2^2 - \varepsilon^2 G^2) \frac{d}{dt} \frac{\partial \rho^2}{\partial n} - \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2 G^2 - C_2^2}. \quad (3)$$

$$\cdot [C_2^2 + 3\varepsilon^2 G^2 - f(3\varepsilon^2 G^2 - C_2^2)] \frac{d^2 M}{dt^2} = \Phi_1 .$$

$$\frac{1}{\rho_1 C_1} (C_2^2 - \varepsilon^2 G^2) \frac{d}{dt} \frac{\partial \rho^2}{\partial n} - \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2 G^2 - C_2^2}. \quad (4)$$

$$\cdot [C_2^2 + 5\varepsilon^2 G^2 - 3\varepsilon^2 G^2 f] \frac{d^2 M}{dt^2} = \Phi_2 .$$

$$\Phi_{i(i=1,2)} = \Phi_i \left(\frac{\partial \rho_2}{\partial n}, \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial n^2}, \frac{\partial \varepsilon}{\partial n}, \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}, \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial n^2}, \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial n \partial t}, \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2}, (\nabla M)^2, \Delta M, (\nabla \varepsilon)^2, \Delta \varepsilon, H, K \right) . \quad (5)$$

$$f = p_{s2} (1-\varepsilon) / (\rho_1 T_2) ; p_{s2} = \left(\frac{\partial p_2}{\partial S_2} \right)_p ;$$

$$(\nabla A)^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial l_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial l_2} \right)^2 ; \Delta A = \frac{\partial^2 A}{\partial l_1^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial l_2^2}, \quad (6)$$

где T - температура; C -скорость звука; K - кривизна фронта волны; l_1, l_2 - дуги нормальных сечений поверхности фронта волны; M - число Маха.

Для термодинамически равновесного газа число Маха определяется из соотношения

$$2\varepsilon^2(2-3f)M^4.$$

$$\begin{aligned} &\cdot 2\varepsilon^2(2-3f)M^4\left(\frac{C_1}{C_2}\right)^4 - \\ &-(4+3f)M^2\left(\frac{C_1}{C_2}\right)^2 - \frac{f}{\varepsilon_2} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Для совершенного газа ($\gamma=\text{const}$)

$$\begin{aligned} M &\approx \sqrt{2}(\gamma-1)^{-0.25}(\gamma-1), \\ M &\approx \sqrt{9.5}(2-\gamma)^{-0.5}(\gamma-2) \end{aligned} \quad (8)$$

При найденных значениях числа Маха существует связь между первой и второй производными по нормали от плотности за стационарной ударной волной:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial n^2} &= A_1(M, \varepsilon) \left(\frac{\partial \rho_2}{\partial n} \right)^2 + M_2(M, \varepsilon) \frac{\partial \rho_2}{\partial n} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} + \\ &+ \Psi \left(M, \varepsilon, \frac{\partial \varepsilon}{\partial n}, (\nabla M)^2, \Delta M, (\nabla \varepsilon)^2, \Delta \varepsilon, H, K \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь и далее предполагается, что газ перед волной поконится (скорость вентиляционной струи мала по сравнению со скоростью фронта ударной воздушной волны).

В одномерном случае уравнение (9) имеет вид

$$\begin{aligned} \rho_{2xx}/\rho_1 &= A_1(\gamma) \left(\rho_{2x}/\rho_1 \right)^2, \\ \rho_{2xx} &= \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}, \rho_x = \frac{\partial \rho}{\partial x}. \end{aligned} \quad (10)$$

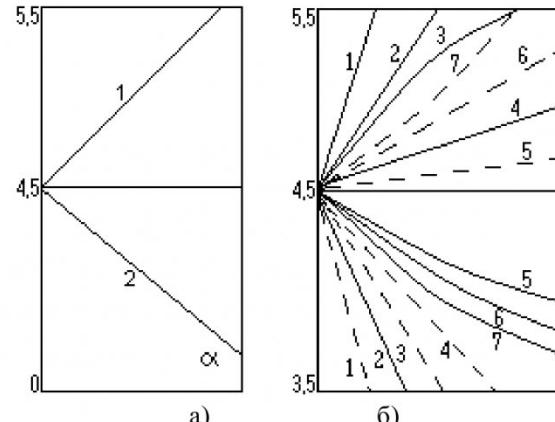
При $1 < \gamma < 2$ $A > 0$, тогда значение плотности в окрестности фронта ($x=0$) выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_2(n, t)/\rho_1 &= \rho_2(0, t)/\rho_1 + x \rho_{2x}(0, t)/\rho_1 + \\ &+ 0.5 A_1 x^2 \rho_{2x}^2(0, t)/\rho_1^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Распределение плотности за волной зависит от

$$\alpha = -x |\rho_{2x}(0)|/\rho_1 \quad (12)$$

показано на рисунке.



Распределение плотности за фронтом ударной воздушной волны ($\gamma=1,31$)

$$a - в зависимости от \alpha = -x |\rho_{2x}(0)|/\rho_1$$

1- для $\alpha < 0,2$; 2-для $\alpha > 0$

$$b - в зависимости от \eta = -x |\rho_{2x}(0)|/\rho_1 \quad \text{для}$$

возрастающей (сплошной линии) и для убывающей (штриховой) плотности невозмущенного газа. Кривые 1-7 соответствуют данным табл.1.

За фронтом ударной волны по горным выработкам перемещается зона сжатой метановоздушной смеси. Из условия непрерывности скоростей газоугольного потока и воздуха на их границе следует, что ударная воздушная волна (УВВ), будучи слабой, распространяется со скоростью практически равной скорости звука в воздухе (342 м/с).

Для определения скорости распространения зоны интенсивной загазованности, а также возможных последствий от ударного импульса практический интерес представляет оценка скорости распространения фронта ударной волны $U_{Y.B.}$ и скорости слоя сжатой метановоздушной смеси v_M . Теория ударных волн дает эти соотношения, в частности [1]

$$U_{Y.B.} = \left[(p - p_a) \left(1/\rho_a - 1/\rho \right) \right]^{1/2}, \quad (13)$$

$$v_M = 0.8 U_{Y.B.} \left[1 - \left(C_a^2/U_{Y.B.}^2 \right) \right] \quad (14)$$

Температура на фронте ударной волны (K) [3]

$$T_\phi = 288 \frac{(100 + \Delta p)(720 + \Delta p)}{6\Delta p + 720}. \quad (15)$$

Значения параметров УВВ для различных избыточных давлений, вычисленные по формулам (13)-(14), приведены в табл.1.

Образовавшаяся при внезапном выбросе ударная волна, даже слабая, распространяется по

| Избыточное давление δp , кПа | Скорость движения фронта УВВ, м/с | Скорость движения сжатого слоя воздуха v , м/с | Температура на фронте УВВ, К | Плотность воздуха на фронте УВВ, кг/м ³ |
|--------------------------------------|-----------------------------------|--|------------------------------|--|
| 0 | 340 | 0 | 288 | 1250 |
| 1 | 341 | 2,34 | 289 | 1258 |
| 10 | 354 | 22,6 | 296 | 1335 |
| 20 | 367 | 43,6 | 303 | 1420 |
| 40 | 392 | 82 | 316 | 1580 |
| 60 | 416 | 115 | 329 | 1730 |
| 100 | 460 | 174 | 354 | 2010 |

выработкам со скоростью не меньшей скорости звука (342 м/с). Ее скорость значительно превышает скорость смеси газа и частиц. Вслед за ударной воздушной волной движется поток газовоздушной смеси, скорость которого достигает нескольких десятков метров в секунду. Он взаимодействует со стенами выработок, местными со-противлениями и малоподвижными воздухом выработок, теряя при этом свою энергию. В конечном итоге скорость воздушного потока снижается. Закон затухания скорости (м/с) можно представить в виде [3]

$$v_R = v_{max} \exp[-\beta R/(2d)] \delta k \Omega, \quad (16)$$

где β - коэффициент шероховатости поверхности

выработки, $0,0004 < \beta < 0,004$ [3]; R -расстояние м; δ, k, Ω - эмпирические коэффициенты [3]

Таким образом, внезапный выброс представляет собой процесс нестационарного движения раздробленных частиц угля и заключенного между ними газа в выработанное пространство и определяется взаимодействием волн трех типов: выброса (движения контактной поверхности), ударной воздушной и волны понижения давления (разрежения). Волна выброса и ударная волна распространяются по выработке с различными скоростями и поддерживаются за счет волны разрежения, распространяющейся по области разрушения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1.Беспятов Г.А., Вылегжанин В.Н., Золотых С.С. Синергетика выбросоопасной горной среды.- Новосибирск; Наука, Сибирское отделение, 1996.
- 2.Пискарев М.В., Шугаев Ф.В. Частный случай распространения плотности за нестационарной ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ.- 1979- №6- с.163- 167.
- 3.Гурин А.А., Малый П.С., Савенко С.К. Ударные воздушные волны в горных выработках.- Москва; Недра, 1983.

Автор статьи:

Беспятов
Геннадий Александрович
- докт. техн. наук, проф. каф. высшей
математики