

## ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗРАХУНОК ОБЛАСТІ ВИБУХУ МЕТАНУ В ГІРНИЧІЙ ВИРОБЦІ ШАХТИ

*С. І. Азаров, канд. техн. наук, Г. А. Сорокін, інж. (ІЯД НАН України)*

*Приведены результаты расчета системы уравнений газовой динамики для определения параметров аварийного взрыва метана в подземной выработке шахты.*

Проблема забезпечення вибухобезпеки гірничих виробок шахт – одна з найактуальніших у вугільній галузі. Незважаючи на проведення комплексу заходів, спрямованих на зменшення кількості аварійних вибухів, ця проблема, як і раніше, не розв'язана, а вибухи метану щорічно забирають сотні людських життів [1]. Вибухо-пожежонебезпечна ситуація у вугільних шахтах виникає при накопиченні в гірничих виробках метану в такій кількості, яка в суміші з повітрям утворює недопустиму вибухову концентрацію. Дослідження вибухонебезпечних процесів вимагає знання розмірів областей, збурених вибухом, а також багатьох механістичних параметрів: швидкості частинок повітря, тиску, густини і температури.

Теорії вибуху метано-повітряної суміші у вугільній шахті присвячено багато робіт як в нашій країні, так і за рубежом [2, 3]. Однак питання, пов'язані з перехідними явищами (спалахуванням, переходом дефлаграції у детонацію, поширенням детонації у вибої та ін.) потребують якісно нового рівня моделювання. При цьому стають важливими такі процеси у хімічно реагуючих течіях [2, 3]: хімічна кінетика, теплопровідність і в'язкість, молекулярна дифузія, термохімічні процеси, турбулентність, багатофазність (фазові переходи, поверхневі ефекти). Розв'язання цих питань потребує як поглиблення знань про вибухові процеси, так і розвитку обчислювальних методів.

Метою роботи є розроблення уточнених моделей, алгоритмів і програм виникнення і розвитку аварійного вибуху метану у гірничій виробці шахти.

Математична задача про тепловий вибух метано-повітряної суміші у штольні шахти зводиться до розв'язання рівнянь теплового балансу та хімічної кінетики.

Розглянемо у рамках газозфазної моделі спалахування реагуючої метано-повітряної суміші, яка знаходиться у штольні, напівнескінченному циліндричному каналі, закритому з одного боку.

Нехай штольня заповнена однорідним газом (метаном), який знаходиться у стані спокою з заданими початковими параметрами.

У момент часу  $t_0$  біля закритого кінця штольні по всьому поперечному перерізу відбувається спалахування метану, внаслідок чого створюється фронт тепловиділення, який поширюється по метано-повітряній суміші і викликає її рух. Спочатку виникає детонаційна хвиля, яка в міру затухання розщеплюється на ударну хвилю і фронт горіння. Детонаційна хвиля поступово втрачає

монотонний характер і переходить до режиму пульсуючої детонації. При цьому фронт горіння здійснює коливання, наближуючись і віддаляючись від ударної хвилі. Основні характеристики продуктів згорання також змінюються навколо деяких середніх значень.

Малі збурення, які вносяться в однорідну суміш (метан + повітря), впливають на характер протікання процесу. Хвильові фронти деформуються, і виникають поперечні хвилі.

З математичної точки зору розв'язання цієї задачі зводиться до інтегрування системи рівнянь газової динаміки і хімічної кінетики з урахуванням граничних умов.

Нестационарні рівняння газової динаміки з нехтуванням випромінювання, в'язкості та теплопровідності за умови існування осової симетрії у циліндричних координатах  $r, x$  (вісь  $x$  спрямована горизонтально) мають вигляд [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho U^2 + P)}{\partial r} + \frac{\rho U^2}{r} &= 0; \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega^2 + P)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho U \omega)}{\partial r} + \frac{\rho U \omega^2}{r} + \rho g &= 0; \\ \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega r)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho U r)}{\partial r} &= 0; \\ \frac{\partial(E r)}{\partial t} + \frac{\partial[(E + P)\omega r]}{\partial x} + \frac{\partial[(E + P)U r]}{\partial r} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

де  $\rho$  – густина метану,  $\text{кг/м}^3$ ;  $P$  – тиск метану, Па;  $U, \omega$  – компоненти швидкості по осях  $r$  та  $x$ , м/с;  $E$  – повна енергія одиниці об'єму газу, Дж;  $g$  – прискорення вільного падіння,  $\text{м/с}^2$ ;  $t$  – час процесу, с.

Тут

$$\begin{cases} E = \frac{1}{2} \rho [\varepsilon_r + (U^2 + \omega^2)]; \\ \varepsilon_r = \varepsilon(\rho, g); \\ T = T(P, g), \end{cases} \quad (2)$$

де  $\varepsilon_r$  – рівняння стану метано-повітряної суміші;  $T$  – температура газу, К.

Рівняння, яке описує тепловий баланс, і хімічну реакцію записували у безрозмірному вигляді [3]:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= (1 - \eta) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) - \alpha\theta; \\ \frac{d\eta}{dt} &= \gamma(1 - \eta) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

з початковими умовами

$$\theta(0) = 0, \quad \eta(0) = 0.$$

Тут  $\theta = (T - T_0) \frac{E}{RT_0^2}$  – безрозмірна температура;  $t$  – безрозмірний час,  $t = \tau/\tau^*$ ;

$\tau^* = [C_p R T_0^2 (q E K_0 C_0)] \exp(E/RT_0)$  – масштаб часу;  $C_0$  – початкова концентрація метану, кг/м<sup>3</sup>;  $\beta = RT_0/E$  – безрозмірний параметр;  $T_0$  – початкова температура, К;  $\eta = 1 - C_{\text{пр}}/C_0$  – глибина перетворення метану в продукти згоряння;  $C_{\text{пр}}$  – концентрація продуктів згоряння, кг/м<sup>3</sup>;  $\gamma = C_p R T_0 / (q E)$  – безрозмірний параметр, який характеризує швидкість вигорання метану;  $q$  – теплотворна здатність газової суміші;  $\alpha$  – безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі;  $R$  – газова стала,  $R = 8,314$  Дж/(моль К).

Систему рівнянь (3) зводимо до розв'язання одного диференціального рівняння 2-го порядку:

$$\begin{cases} \ln(1 - \eta) = \ln\left(\frac{d\theta}{dt} + \alpha\theta\right) - \frac{\theta}{1 + \beta\theta}; \\ \ln(1 - \eta) = \gamma \int_0^t \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) dt. \end{cases} \quad (4)$$

Прирівнюючи праві частини нерівності (4) і диференціюючи вираз по  $t$ , знаходимо:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \alpha \frac{d\theta}{dt} + \gamma \left(\frac{d\theta}{dt} + \alpha\theta\right) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) - \frac{\frac{d\theta}{dt} \left(\frac{d\theta}{dt} + \alpha\theta\right)}{(1 + \beta\theta)} + \frac{\beta \frac{d\theta}{dt} \left(\frac{d\theta}{dt} + \alpha\theta\right) \theta}{(1 + \beta\theta)^2} = 0. \quad (5)$$

За умови  $\alpha = \beta = 0$  розглядається протікання реакції горіння при  $q \gg 1, E \gg 1$ .

Враховуючи, що  $\frac{d\theta}{dt}\Big|_0 = 1, \theta|_0 \neq 0$ , рівняння (5) після інтегрування матиме вигляд

$$\frac{d\theta}{dt} = (1 - \gamma\theta) \exp \theta. \quad (6)$$

Інтегрування за часом рівнянь (1) і (6) гідродинамічних і кінетичних процесів проводимо за допомогою явного двоступеневого методу з завбаченням і корекцією з використанням модифікованої схеми Маккорнака [4]. Для кращого відображення поведінки фізичних величин у зоні ударної хвилі та в зоні хімічних реакцій використовувалися адаптивні сітки [5, 6].

Як тестовий варіант (для ілюстрації описаної вище моделі) використовувалась задача стаціонарної детонації в однорідному газі по двомірній чисельній схемі [5].

Стійкість розрахунку визначалась умовою Куранта–Фрідріха–Леві на величину кроку по часу  $\Delta t$  [6]:

$$\Delta t \geq \frac{\Delta X}{(C_{зв} + V)}, \quad (7)$$

де  $C_{зв}$  – швидкість звуку в незбуреному газі, м/с;  $\Delta X$  – розмір розрахункового елемента;  $V$  – питомий об'єм газу, м<sup>3</sup>.

З метою підвищення точності розрахунків за допомогою схеми Маккорнака створено програму, в якій проводиться виділення фронту ударної хвилі. Для цього фронт ударної хвилі поміщався на межу між елементами, тобто ця межа ставала нерухомою. На кожному кроці по часу розв'язувалась задача про розпад розриву, причому положення розриву збігалось з положенням фронту ударної хвилі. За допомогою співвідношень цієї задачі визначали потоки маси, енергії та імпульсу через поверхню розриву при виконанні квазістатичної умови зміни надлишкового тиску

$$M = \omega_{п}/C_{зв}, \quad (8)$$

де  $M$  – число Маха ( $M \leq 0,2$ );  $\omega_{п}$  – швидкість поширення полум'я.

Перед наступним кроком проводилось усереднення, що дозволяло визначити локальні величини в елементах по обидві сторони.

Для перевірки правильності розробленої моделі були проведені розрахунки з подальшим порівнянням результатів з даними інших авторів [7] за допомогою пакету прикладних програм термодинамічних розрахунків (ПППТР), розробленого у Московському інституті фізичних досліджень, які показали їх задовільну згоду (таблиця).

#### Результати розрахунків параметрів задачі на фронті ударної хвилі

Параметр		Надлишковий тиск, кПа	
		10	100
Чисельний розрахунок	Густина газу, кг/м <sup>3</sup>	1,7	4,8
	Швидкість поширення полум'я, м/с	95	1600
	Температура продуктів згорання, К	310	3600
ПППТР	Густина газу, кг/м <sup>3</sup>	1,72	6,9
	Швидкість поширення полум'я, м/с	96,7	1700
	Температура продуктів згорання, К	305	2890

З аналізу даних таблиці випливає, що при  $\Delta P = 10$  кПа всі розглянуті величини знаходяться у згоді, а при  $\Delta P = 100$  кПа результати розрахунку по ПППРТ перевищують дані чисельного розрахунку. Це можна пояснити тим, що при розрахунку ПППРТ не враховувалась зміна нормальної швидкості полум'я і ступінь розширення газу при рості тиску і температури в процесі горіння.

На рис. 1 наведено динаміку зміни надлишкового тиску у часі при вибуху метану для різних концентраційних порогів спалаху:

- нижній концентраційних поріг спалаху (НКПС) – 5,0 % за об'ємом;
- верхній концентраційних поріг спалаху (ВКПС) – 15,0 % за об'ємом;
- стехіометрична суміш метану з повітрям – 9,5 % за об'ємом.

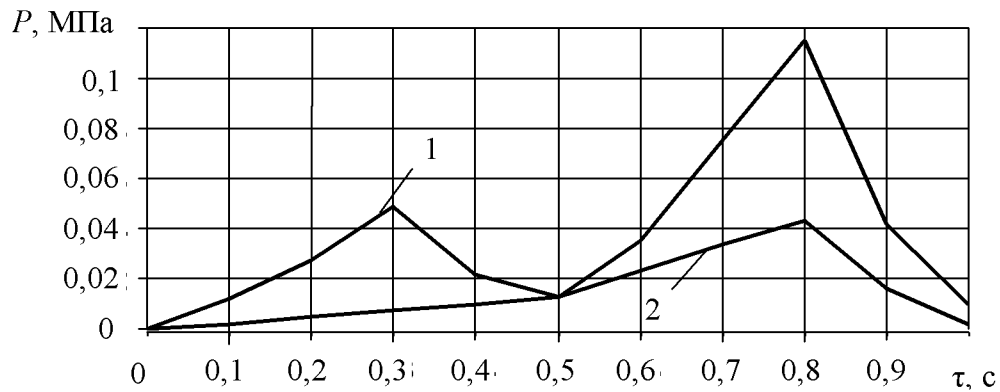


Рис. 1. Залежність надлишкового тиску від часу при вибуху метану для різних концентраційних порогів спалаху: 1 – ВКПС; 2 – НКПС

На рис. 2 показано зміну надлишкового тиску при вибуху метану по довжині штольні для різних концентраційних порогів спалаху.

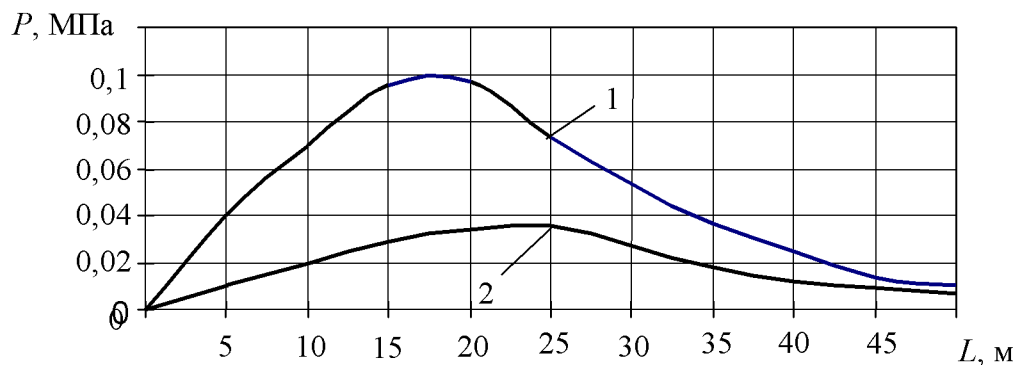


Рис. 2. Залежність тиску від довжини штольні при вибуху метану для різних концентраційних порогів спалаху: 1 – ВКПС; 2 – НКПС

Таким чином, описаний програмний продукт дозволяє на сучасному рівні моделювати вибуховий процес: спалах, перехід дефлаграції у детонацію, поширення полум'я і розширення продуктів горіння по довжині штольні вугільної шахти.

1. Азаров С. И., Святун О. В. Анализ несчастных случаев на угольных шахтах Украины // Гігієна праці. Зб. наук. праць. – К. – 2003. – С. 831–838.
2. Мейдер И. Численное моделирование детонации. – М.: Мир, 1985. – 190 с.
3. Зельдович Я. Б., Баренблат Т. И., Ливрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва – М.: 1980 – 460 с.
4. MacCormac R.W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering. – AIAA Paper 69–354, 1969. – 120 p.
5. Брод Г. Расчеты взрывов на ЭВМ: Газодинамика взрывов / Пер. с англ. – М.: Мир, 1976. – 271 с.
6. Годунов С. К. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
7. Губин С. А., Одинцов В. В., Пепекин В. И. Термодинамические расчеты сложных химических систем. – М.: МИФИ, 1087. – 127 с.