

В.А. Дротік, ст. викл.

М.М. Налісько, асист.

Українська інженерно-педагогічна академія

РУЙНУВАННЯ МАСИВІВ МІЦНИХ СКЕЛЬНИХ ПОРІД ШПУРОВИМ ЗАРЯДОМ ВР НА ПОЧАТКОВУ ВИРВУ ВИКИДУ

(Представлено д.т.н., проф. Соболевим В.В.)

Розглядається розв'язок задачі про розрахунок динамічних процесів напружено-деформованого стану (НДС) масиву міцних порід з високою акустичною жорсткістю при вибуху шпурового набою ВР на початкову вирву викиду. Пропонується використання аналітичних досліджень цього процесу в інженерних розрахунках параметрів вибухових конструкцій прямих врубів.

При видобуванні корисних копалин і будівельних матеріалів підземним способом проведення виробок, які розкривають і підготовляють запаси, в основному здійснюється за допомогою буровибухових робіт. Це обумовлено значним питомим вмістом міцних і дуже міцних гірських порід у масивах, що вміщують корисні копалини. Тому розв'язання задачі підвищення ефективності руйнування масиву в прохідницькому циклі є **досить актуальним**. Дослідження в цьому напрямку, результатам яких присвячена ця робота, проводилися в лабораторії БВР гірничого факультету УПА згідно з тематичними планами НДР, а також за програмою роботи Донбаського наукового центра Академії гірничих наук України на підставі договору про творче співробітництво.

В роботах, виконаних багатьма авторами, показано, що ефективність БВР визначається в основному параметрами розташування зарядів ВВ у врубі, що повинно забезпечувати утворення врубової порожнини на повну глибину заходки. У даний час при проведенні виробок найбільше поширення дістали прямі вруби, засновані на утворенні вирв викиду [1]. Існуючі методики розрахунку параметрів БВР дозволяють визначити в основному об'ємні параметри врубу (загальні витрати ВР і кількість шпурів) [2], [3]. Для ефективного використання вибухових врубових конструкцій необхідно визначити його детальні параметри: масу заряду і глибину шпурів, які утворюють початкову вирву викиду; масу заряду і глибину шпурів у наступних ступінях; кількість ступіней; відстань між зарядами в ступінях і між ступіннями. У рішенні задачі визначення параметрів зарядів наступних ступіней заглиблення початкової вирви викиду, доцільно використовувати підхід, прийнятий у роботі [4]. У ній розглядається дія свердловинного заряду ВР на дві взаємоперпендикулярні необмежені відкриті поверхні. Стосовно поверхні початкової вирви викиду необхідне врахування її кінцевих розмірів і форми, а також врахування умов висадження шпурових зарядів у міцних породах, де швидкості розповсюдження ударної і детонаційної хвилі близькі за величиною. У цьому випадку функція тиску повинна описуватись прямокутним імпульсом кінцевої ширини.

Метою цієї роботи є оцінка пружного хвильового поля, утвореного вибухом циліндричного заряду в півпросторі масиву скельних порід, що має початкову вирву викиду (рис. 1). Для визначення НДС масиву з урахуванням відбитих хвиль від початкової вирви викиду і від відкритої поверхні півпростору масиву скористаємося методикою уявного джерела (рис. 2). Хвилі, що поширюються в масиві, розглядаємо як акустичні [5]. Масив розглядається як ізотропний, до вибуху – ненавантажений.

Подовжений заряд розглядається як сума елементарних сферичних зарядів радіуса R_0 кожен, а сумарний ефект, утворюваний вибухом подовженого (довжиною l) заряду ВР, являє собою суму ефектів точкових вибухів, розподілених уздовж шпуру з кроком $2R_0$.

Після вибуху шпурового заряду першого ступеня утвориться початкова вирва викиду (рис. 1). Розглянемо дію шпурового заряду другого ступеня. x_3 і z_3 – координати сферичного елементарного заряду. A_1 і A_2 – уявні джерела (рис. 2). Ініціювання шпурового заряду робимо зверху. Тиск P , що виникає у точці $(x_3; z_3)$ шпура:

$$P = P_0 \cdot \left[\tau \left(t - \frac{z_3 - a}{D} \right) - \tau \left(t - \frac{z_3 - a + \lambda}{D} \right) \right], \quad (1)$$

де D – швидкість хвилі детонації; a – глибина закладення верхньої кромки заряду;
 τ – функція Хевісайда; λ – ширина прямокутного імпульсу.

Рівняння руху пружного середовища представимо у вигляді:

$$\rho \frac{d^2 \vec{S}}{dt^2} = (\lambda + 2\mu) \cdot \text{grad div } \vec{S} - \mu \cdot \text{rot rot } \vec{S}, \quad (2)$$

де λ, μ – константи Ляме, ρ – щільність, $\vec{S} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{k}$ – вектор зсувів середовища;

$$\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = c^2, \quad (3)$$

де c – швидкість звуку в масиві порід.

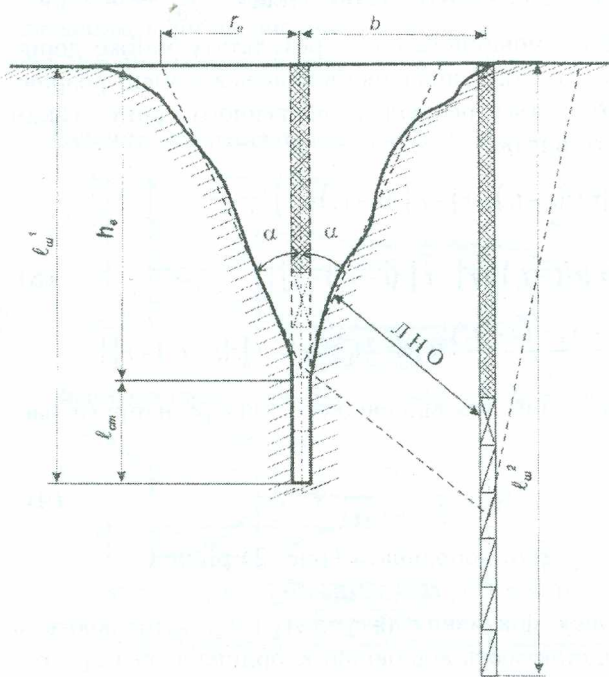


Рис. 1. Схема дії заряду

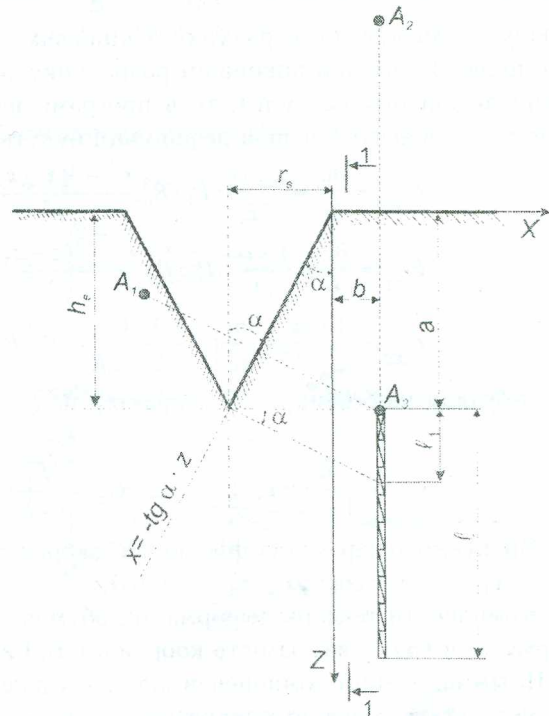


Рис. 2. Розрахункова схема задачі

Вважаємо, що тиск P_0 усередині сфери елементарного заряду однаковий у всіх точках її поверхні. У цьому випадку деформація виявляється безвихровою і $\text{rot rot } \vec{S} = 0$. Тоді з (2), з урахуванням (3), одержуємо:

$$\frac{d^2 \vec{S}}{dt^2} = c^2 \cdot \text{grad div } \vec{S}. \quad (4)$$

Нехай до моменту часу t збурювання середовища розповсюдилося всередину сфери радіусом r . Внаслідок східчастого характеру впливу тиску зміна деформацій у часі також східчаста. У першому наближенні вважаємо, що будь-яка точка всередині сфери радіуса r дістає зсув, що надалі є стаціонарним. Тоді для таких точок $\frac{d^2 \vec{S}}{dt^2} = 0$ і рішення рівняння (4) збігається з рішенням рівняння $\text{grad div } \vec{S} = 0$, що має вигляд:

$$S = \frac{1 + \sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot \frac{R_0^3}{r^2}, \quad (5)$$

де E – модуль Юнга; σ – коефіцієнт Пуассона.

Розв'язок (5) описує дію східчастого напівнескінченного імпульсу. Для імпульсу кінцевої ширини λ вона має вигляд:

$$\vec{S} = \frac{1 + \sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot \frac{R_0^3 \cdot \vec{r}}{r^3} \{ \tau [c(t - t_1) - r] - \tau [c(t - t_2) - r] \}, \quad (6)$$

де t – поточний час від початку детонації заряду, $t_1 = \frac{z_3 - a}{D}$, $t_2 = \frac{z_3 - a + \lambda}{D}$.

Складові вектора зсувів, збуджені елементарним зарядом:

$$u(r;t) = \frac{1+\sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot R_0^3 \frac{x-x_3}{r^3} \{ \tau [c(t-t_1)-r] - \tau [c(t-t_2)-r] \},$$

$$v(r;t) = \frac{1+\sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot R_0^3 \frac{z-z_3}{r^3} \{ \tau [c(t-t_1)-r] - \tau [c(t-t_2)-r] \}. \tag{7}$$

Компоненти тензора деформацій визначимо як похідну зсуву по простору. Однак компоненти зсуву $u(r;t)$, $v(r;t)$ містять як множник функцію Хевісайда (7). Розглянемо цей множник як константу при обчисленні $\frac{\partial u}{\partial x}$ і $\frac{\partial v}{\partial z}$. Такий підхід необґрунтований, якщо $\frac{\partial \tau}{\partial x} \rightarrow \infty$. Але з огляду на дискретність рахунку з кінцевим кроком імовірність цього результату майже дорівнює нулю. Якщо при виконанні розрахунку точка рахунку випадково виявиться в місці розриву (виникає ділення на нуль), то в програмі передбачається перехід до наступного кроку. Таким чином, компоненти тензора деформації будуть мати вигляд:

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1+\sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot R_0^3 \frac{r^2 - 3(x-x_3)^2}{r^5} \{ \tau [c(t-t_1)-r] - \tau [c(t-t_2)-r] \};$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1+\sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot R_0^3 \frac{r^2 - 3(z-z_3)^2}{r^5} \{ \tau [c(t-t_1)-r] - \tau [c(t-t_2)-r] \}; \tag{8}$$

$$\epsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\frac{3}{2} \cdot \frac{1+\sigma}{2E} \cdot P_0 \cdot R_0^3 \frac{(x-x_3) \cdot (z-z_3)}{r^5} \{ \tau [c(t-t_1)-r] - \tau [c(t-t_2)-r] \}.$$

З огляду на безвихровий характер поля деформацій для відповідного тензора напруги маємо:

$$\sigma_{xx} = \frac{E}{1+\sigma} \cdot \epsilon_{xx}; \quad \sigma_{zz} = \frac{E}{1+\sigma} \cdot \epsilon_{zz}; \quad \tau_{xz} = \frac{E}{2 \cdot (1+\sigma)} \cdot \epsilon_{xz}. \tag{9}$$

Врахуємо тепер вплив фіктивних джерел A_1 і A_2 . Їхні координати (рис. 2) рівні:

$$x_1 = -(x_3 \cdot \cos 2\alpha + z_3 \cdot \sin 2\alpha); \quad z_1 = -x_3 \cdot \sin 2\alpha + z_3 \cos 2\alpha; \quad x_2 = x_3; \quad z_2 = z_3.$$

Компоненти тензора деформацій, обумовлені дією фіктивних джерел A_1 і A_2 , обчислюють за формулами (8), у які замість координат x_3 і z_3 підставляють відповідно координати x_1 і z_1 ; x_2 і z_2 . Потім відповідні компоненти від трьох джерел складаються.

Результати рішення конкретної задачі за вищеприписаною методикою наведені на рис. 3. Початкові умови в задачі відповідають породам з коефіцієнтом міцності $f = 15$, промислового ВР-амоніт № 6ЖВ, геометрія закладення відповідає зарядову масою 2 кг з діаметром патрона 36 мм (табл. 1).

Таблиця 1

Початкові умови задачі

Найменування	Позначення	Одиниці	Значення
Характеристика масиву			
Модуль Юнга	E	ГПа	50
Коефіцієнт Пуассона	σ		0,30
Швидкість поздовжньої хвилі в масиві	C_{mas}	м/с	4000
Характеристика ВВ			
Тиск детонації	P_0	ГПа	1,2
Швидкість детонаційної хвилі	D	м/с	4000
Ширина імпульсу елементарного заряду	λ	м	$2R_0$
Геометрія закладення заряду			
Глибина початкової вирви викиду	h_e	м	0,50
Кут розкриття	α	град.	45
Відстань між зарядами	b	м	0,50
Радіус заряду	R_0	м	0,02
Глибина закладення верхньої кромки заряду	a	м	0,30
Довжина заряду	ℓ	м	1,76

При рішенні задачі крок за часом і простором приймався виходячи з умови стійкості рахунку. Запропонована методика розрахунку дозволяє визначати окремо внесок кожного джерела в результуючі показники масиву.

Відповідно до розрахунку, в області передбачуваного руйнування масиву, в напрямку осі x виникають стискаючі напруги, а в напрямку осі z ті, що розтягують. Дотичні напруження мають знакозмінний характер. Таке співвідношення напруг створює умови для виникнення тангенціальних тріщин і формування відколювальної вирви.

Наведена методика розглядає дію ударних хвиль, що падають на відкриту поверхню під прямим кутом. Крім того, метод уявних джерел ефективний при відбитті від нескінченної поверхні. Для більш точного і повного вивчення закономірностей динаміки НДС масиву необхідне урахування кінцевих розмірів вирви викиду поверхні масиву, а також те, що заряд ВР є подовженим і дія заглиблених елементів буде давати зсуви, у тому числі через пружні хвилі, відбиті від цих поверхонь під гострим кутом.

Сумарне значення параметрів НДС масиву



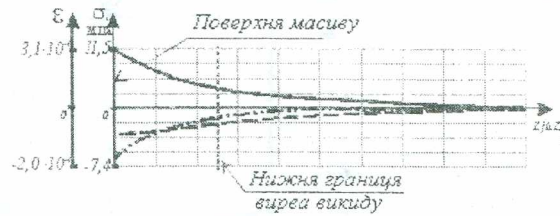
Значення параметрів НДС масиву від джерела 2



Значення параметрів НДС масиву від джерела 3



Значення параметрів НДС масиву від джерела 1



— Компонента XX; — Компонента ZX; — Компонента ZZ

Рис. 3. Результати розрахунку НДС масиву на момент часу 0,44 мс

Для розвитку розглянутої задачі приймемо наступні наближення. Пружну хвилю в довільній точці масиву розглянемо як суперпозицію трьох сферичних хвиль: хвилю, що дають елементарні заряди, відбиті від поверхні вирви і від поверхні масиву (рис. 4). Поверхня вирви розбивається на елементарні площадки з центрами $A_1^{(i)}$, для поверхні масиву — $A_2^{(i)}$. Особливість задачі полягає в тому, що відбиті хвилі є сферичними й у них присутні як подовжня, так і поперечна компоненти. Необхідно враховувати розподіл енергії відбитої хвилі між цими компонентами й енергії падаючої хвилі на елементарних площадках. Розподіл енергії хвилі між подовжніми і поперечними компонентами враховується через спеціальні коефіцієнти (Ψ), що отримані з аналізу відбиття пружної хвилі, від границі розкриття. Подібний аналіз використовується при вивченні електромагнітних хвиль. Падаюча хвиля розглядається як складова з двох плоскополяризованих у взаємно перпендикулярних площинах компонентів. Для кожної компоненти записуються граничні умови, що, разом з вимогами збереження енергії, і дають коефіцієнти Ψ .

Амплітуду хвилі, що генериються елементарною площадкою, можна визначити виходячи з граничних умов на поверхні початкової вирви викиду: $\sigma_{xx} = s_{zx} = 0$. З урахуванням цього, амплітуда хвилі, що дається кожною елементарною площадкою, складе:

$$A_1^{\parallel} = \beta_1 \psi_1^{\parallel} A_0; \quad A_1^{\perp} = \beta_1 \psi_1^{\perp} A_0. \quad (10)$$

де $\psi_1^{\parallel}, \psi_1^{\perp}$ — коефіцієнт розподілу енергії між подовжньою і поперечною відбитою хвилею:

$$\psi_1^{\parallel} = \frac{C_{\perp}^2 \sin 2\Theta_1^{\perp} \cdot \sin 2\Theta_1^{\parallel} - C_{\parallel}^2 \cdot \cos 2\Theta_1^{\perp}}{C_{\perp}^2 \sin 2\Theta_1^{\perp} \cdot \sin 2\Theta_1^{\parallel} + C_{\parallel}^2 \cdot \cos 2\Theta_1^{\perp}},$$

$$\psi_1^\perp = -\frac{2C_{\parallel} \cdot C_{\perp} \sin 2\Theta_1^{\parallel} \cdot \cos 2\Theta_1^{\perp}}{C_{\perp}^2 \sin 2\Theta_1^{\perp} \cdot \sin 2\Theta_1^{\parallel} + C_{\parallel}^2 \cdot \cos 2\Theta_1^{\perp}}$$

де $\Theta_1^{\parallel}, \Theta_1^{\perp}$ – кути відбиття поздовжніх і поперечних хвиль;

β_1 – коефіцієнт розподілу енергії падаючої хвилі на елементарних площадках:

$$\beta_1 = \frac{\varphi_{0,1}}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{(x_3 - x_1^i)^2 + (z_3 - z_1^i)^2}}$$

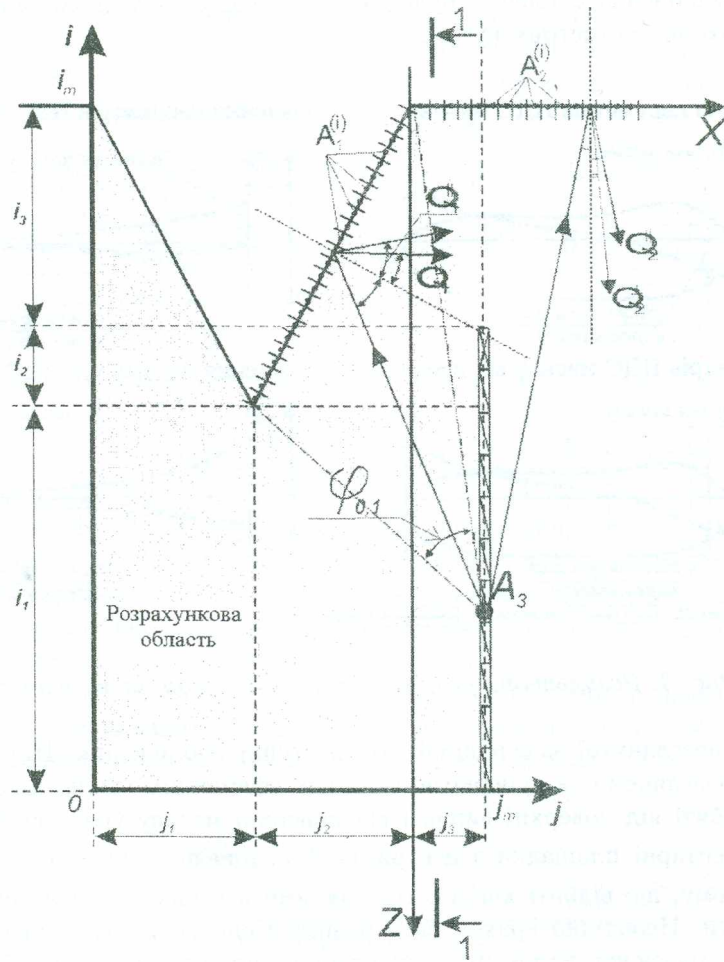


Рис. 4. Розрахункова схема з урахуванням пружних хвиль, відбитих від відкритої поверхні під гострим кутом

де x_1, z_1, x_3, z_3 – координати центра елементарного заряду та елементарної площадки на утворюючій поверхні вирви викиду;

$\varphi_{0,1}$ – кут розтину (рис. 4).

Деформації від кожної елементарної площадки визначаються за формулами (8), де замість $A_0 = \frac{1+\sigma}{2E} P_0 R_0^3$ підставляються амплітуди пружних хвиль, відбитих від поверхні під гострим кутом (10). Компоненти тензора напруг визначаються за формулами (9).

Аналогічним чином здійснюється розрахунок сумарних деформацій і напруг, що даються елементарними площадками на відкритій поверхні масиву. При розрахунку параметрів відбитих хвиль від цих площадок використовуються відповідні коефіцієнти і перемінні $\psi_2^{\parallel}, \psi_2^{\perp}, \varphi_{0,2}, \Theta_2^{\parallel}, \Theta_2^{\perp}$ та ін., отримані для відкритої поверхні.

Як і в першій частині задачі, розрахунок виконується в кожному часовому шарі, починаючи від моменту вибуху першого елементарного заряду. Стійкість рахунку спостерігається при використанні кроку за часом не більше 5 мкс. Найкращі результати отримані при кроці 1 мкс.

Серія розрахунків тестових задач, виконаних за вищеописаними методиками, показала збіжність результатів розрахунку швидкості поширення хвиль, величини і характеру напруг і деформацій масиву з експериментальними даними [5].

Якісні й кількісні закономірності, виявлені при дослідженні динаміки НДС масиву порід при вибуху шпурового заряду ВР на початкову вирву викиду, такі:

- величина напруг і їхній характер у падаючій хвилі від дії шпурового заряду ВР не залежить від його маси і довжини для всіх компонентів НДС масиву. Різниця складається в розмірах області деформування. Наприклад для умов задачі, наведеної в табл. 1, у перетині 1-1 (рис. 2), для зарядів довжиною 0,4 м; 1,2 м і 2,2 м величини деформування будуть однаковими, при цьому області деформування збільшаться пропорційно зміні довжини заряду (рис. 5).

- динаміка НДС масиву від дії відбитих хвиль від елементарних площадок і хвиль, що даються уявними джерелами, має характер, близький до експонентного: зі збільшенням заряду область деформацій і напруг у відбитих хвилях зростає, потім, починаючи з деяких значень маси і довжини заряду, їхня величина майже не змінюється. Так, область деформацій по ізолініях ϵ_{xx} , що утворюються при дії пружної хвилі, відбитої від площадок на поверхні вирви, збільшується з 0,2 до 0,6 м при зміні довжини заряду з 0,4 до 1,2 м і далі не змінюються при збільшенні довжини заряду до 2,4 м (рис. 6). По ізолініях ϵ_{zz} область збільшується з 0,05 до 0,2 м, по ϵ_{zx} – з 0,2 до 0,5 м. Таким чином, існує раціональна маса і довжина заряду, при якій область деформування й область руйнувань буде максимальною.

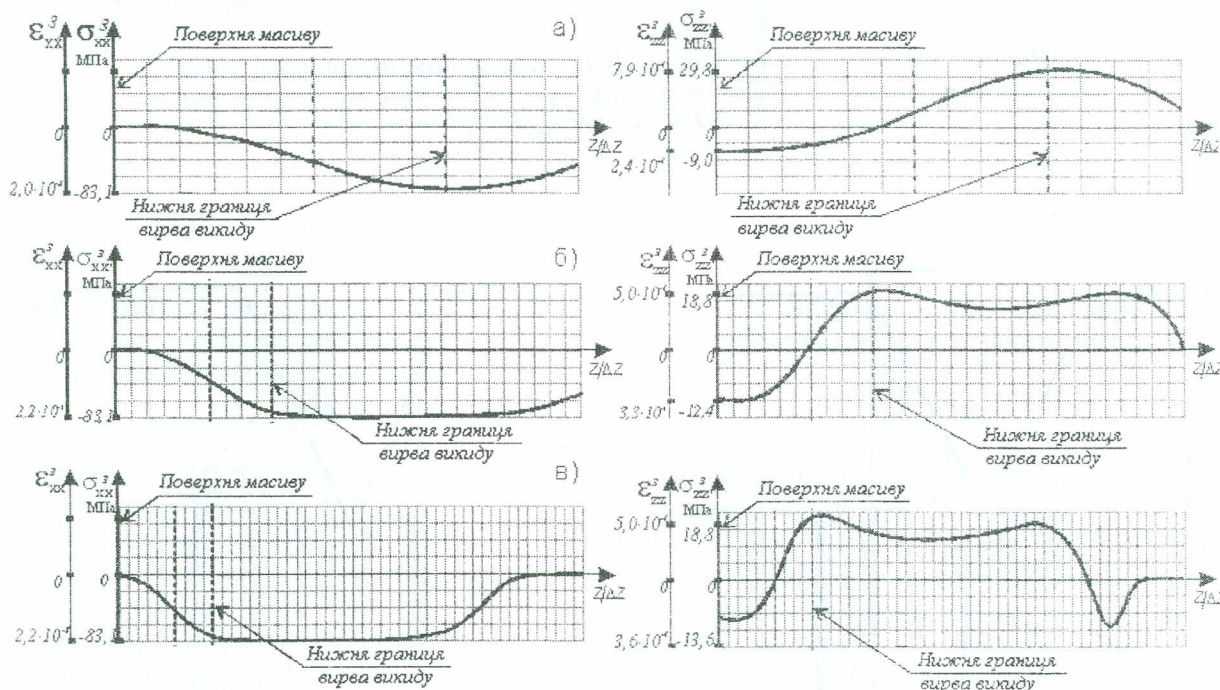


Рис. 5. Параметри компонентів НДС масиву, що дає падаюча хвиля від шпурового заряду ВР, на момент часу 0,495 мс для зарядів довжиною: а – 0,4 м; б – 1,2 м; в – 2,4 м

Відомо, що вирішальним фактором у вибуховому руйнуванні скельних порід з високою акустичною жорсткістю є пружні хвилі, відбиті від відкритої поверхні [6]. Вважається, що початкова вирва викиду не є додатковим оголенням, тому що її поверхня має розміри, недостатні для повних відбиттів [3]. Виконані розрахунки показують, що наявність поверхні вирви

значною мірою впливає на розподіл поля напруг (рис. 7–9). Маючи можливість розраховувати кількісні показники динаміки НДС масиву, можна встановити раціональні маси і довжини зарядів для ступіней поглиблення в прямих врубах, заснованих на принципі вирви викиду.

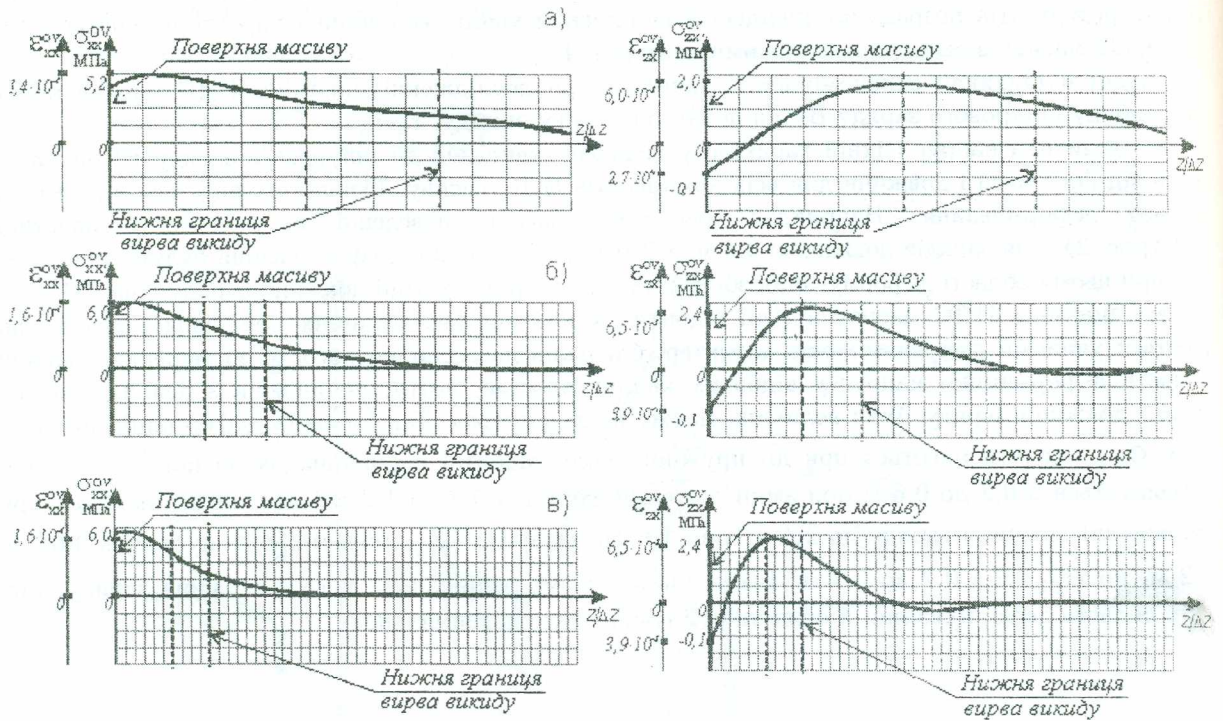


Рис. 6. Параметри компонентів НДС масиву при дії відбитої хвилі від поверхні вирва викиду на момент часу 0,495 мс для зарядів довжиною: а – 0,4 м; б – 1,2 м; в – 2,4 м

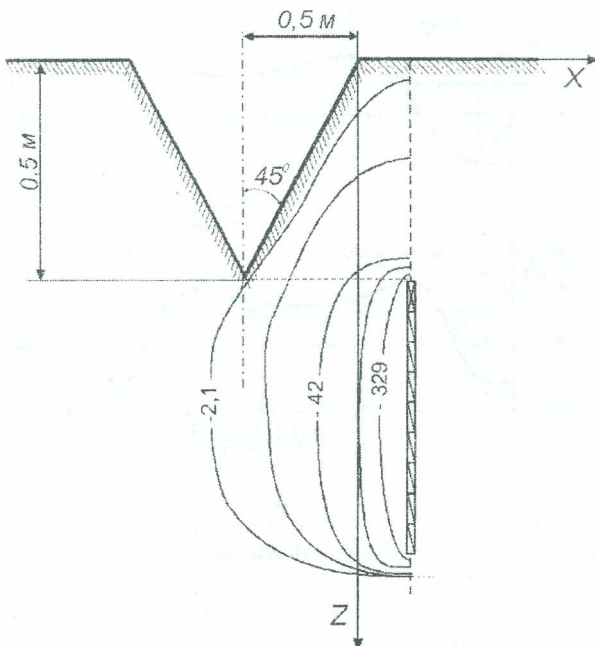


Рис. 7. Ізолінії компоненти тензора напруг S_{zz}

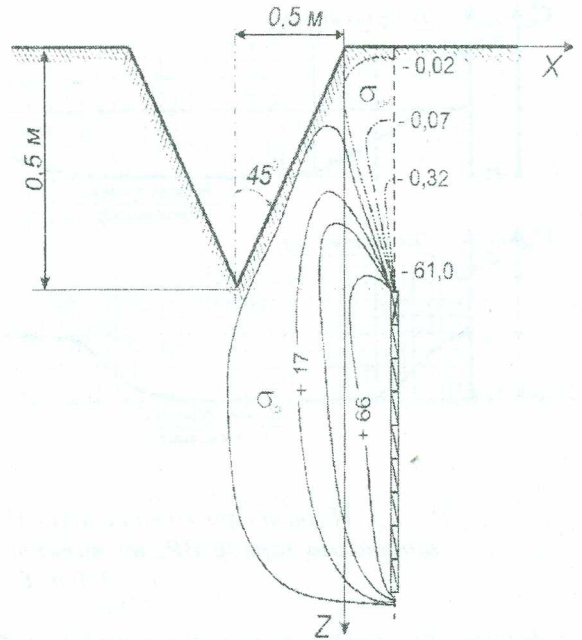


Рис. 8. Ізолінії компоненти тензора напруг S_{xx}

Використовувати у виробничих умовах запропоновану схему розрахунку досить важко. В інженерних цілях зручніше застосовувати прості аналітичні залежності. Для їхнього знаходження був проведений числовий експеримент у двофакторному просторі з використанням методики планування за планом повного факторного експерименту 2^k . Як фактори гірничо-геологічних і гірничо-технічних умов вибуху використовувалися інтегровані показники ефективності руйнування масиву: глибина початкової вирви викиду (h_0) і кут її розкриття (α). Як відбиття використовувалася довжина заряду (ℓ_3).

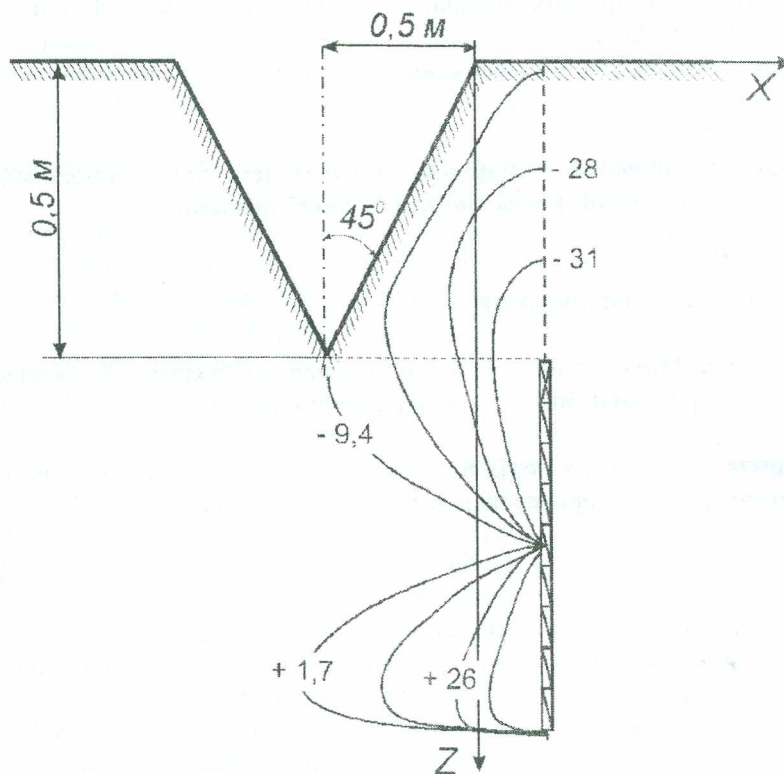


Рис. 9. Ізолії компоненти тензора напруг S_{zx}

В результаті регресійного аналізу даних експерименту отримане рівняння для визначення раціональної довжини заряду в наступних ступінях поглиблення прямих східцевих врубах, заснованих на принципі вирви викиду:

$$\ell_3 = 3,5 (h_0)^{0,3} \cdot (\alpha)^{-0,32}, \text{ м.} \quad (11)$$

З метою встановлення точності числових характеристик варіаційного ряду, обумовленого регресійним рівнянням, у виробничих умовах були проведені натурні експериментальні висадження шпурових зарядів ВР. Вибухи здійснювалися у вибоях споруджуваного навкоlostвольного двору (гор. 930 м) шахтоуправління ім. Вахрушева, ДП «Ровенькіантрацит» у міцних скельних породах з $f > 12$. Кількість вибірки (експериментів) у факторному просторі було встановлено для довірчої ймовірності 95 % і коефіцієнта надійності 1,96. Результати натурних експериментів показали, що довірчий інтервал для рівняння (11) складає не більше $\pm 0,07$ м, що цілком задовольняє точності параметрів при виробництві БВР шпуровим методом.

Одержані таким чином функціональні залежності для зарядів ВР наступних ступіней у прямих врубах, дозволяють знаходити нові підходи до розрахунків цих конструкцій. У перспективі у схемі розрахунку НДС масиву можливе використання умов граничного стану, які дають змогу визначати параметри руйнування масиву в осередку початкової вирви викиду.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Черепанов Г.С. Системне дослідження технології проведення гірничих виробок буровибуховим способом. – М.: Наука, 1987. – 142 с.

2. *Калиниченко И.В., Чернигина Л.Ф.* Розрахунок параметрів буровибухових робіт для проведення виробок у напружених породах // Інтенсифікація процесів руйнування гірських порід. – Київ: Наукова думка, 1986. – С. 124–130.
3. *Лихин П.А., Зильбершмидт В.Г., Правин А.Б.* Комплекти шпурів при проведенні гірських вироблень. – М.: Надра, 1973. – 143 с.
4. Керування енергією вибуху при руйнуванні гірських порід / Ю.С. Мец, В.А. Салганик, А.З. Подорванов, Г.А. Воротеляк та ін. – К.: Техніка, 1971. – С. 28–41.
5. *Боровиків В.А., Ванягин И.Ф.* До розрахунку параметрів хвиль напружень при вибуху подовженого заряду в гірських породах // Вибухова справа: Збірник. – 76/33 – М.: Надра, 1976. – С. 74–85.
6. *Ханукаєв А.Н.* Енергія хвиль напружень при руйнуванні порід вибухом. – М.: Держгортехиздат, 1962. – 200 с.

ДРОТІК Валерій Аркадійович – старший викладач кафедри загальнонаукових дисциплін гірничого факультету Української інженерно-педагогічної академії.

Наукові інтереси:

- теоретична фізика;
- фізичні процеси у гірських породах.

НАЛІСЬКО Микола Миколайович – асистент кафедри технологій гірничого виробництва гірничого факультету Української інженерно-педагогічної академії.

Наукові інтереси:

- процеси руйнування гірських порід вибухом (у тому числі методика викладання);
- системи автоматизованого проектування буровибухових робіт.

Подано 20.07.2004