

## **ОСОБЛИВОСТІ РОЗРАХУНКУ ОБ'ЄМУ РУЙНУВАННЯ СКЕЛЬНИХ ПОРІД ПІД ЧАС ВИБУХУ СВЕРДЛОВИННОГО ЗАРЯДУ З УРАХУВАННЯМ ПАРАМЕТРІВ ХВИЛЬ НАПРУЖЕНЬ**

*О. О. Фролов, канд. техн. наук (НТУУ „КПІ”)*

*Предложен способ определения напряженного состояния горного массива при взрыве удлиненного заряда при помощи численного метода сеток. Получены уравнения для расчета потенциалов и напряжений, которые возникают в массиве горных пород при взрыве скважинного заряда. Разработана программа для определения возможности разрушения горной породы в любой точке массива. Приведены результаты расчета взрыва скважинного заряда и определен объем разрушения массива горных пород.*

Встановлення параметрів хвиль напружень, що утворюються при вибуху зарядів вибухових речовин (ВР), і вивчення закономірностей їх поширення в масиві гірських порід є об'єктом досліджень вітчизняних та закордонних вчених протягом багатьох років. Це пояснюється тим, що хвильова стадія дії вибуху визначає характер дроблення гірських порід, оскільки безпосередньо перед руйнуванням гірський масив уже перебуває в напруженому стані, який створюють радіальні мікро- і макротріщини [1, 2].

Процес поширення хвиль напружень в масиві гірських порід зазвичай описується лінійною теорією пружності, оскільки вона дозволяє достатньо точно встановити головні особливості поширення цих хвиль у природних матеріалах.

Найбільш вивченим і дослідженим є поле напружень, яке утворюється при вибуху сферичного заряду [3–5]. Однак сучасні технології ведення підричних робіт передбачають, головним чином, застосування подовжених (шпурових або свердловинних) зарядів вибухових речовин. Тому дослідження по встановленню і розрахунку параметрів хвиль напружень, що виникають при вибуху подовженого заряду, є, безумовно, актуальними.

Дослідження, проведені вітчизняними вченими, дозволяють лише якісно оцінити поле напружень без урахування особливостей руйнованого масиву гірських порід. Зокрема, в роботах [6, 7] пропонується розглядати подовжений заряд як безперервний ряд елементарних зосереджених зарядів, які ініціюються послідовно через певні проміжки часу. Поле напружень у цьому випадку визначається сумою полів напружень кожного елементарного заряду. При цьому елементарний заряд умовно вважається сферичним.

В роботі [8] виконано розрахунок напружень у середовищі під час вибуху циліндричного заряду для випадку, коли вибухове навантаження створюється електричним вибухом дротинки у шпурі з водою. Розв'язання цієї задачі здійснено в рамках теорії пружності. Автори приймають, що заряд розміщено в

ідеально пружному безмежному просторі і утворювані при вибуху хвилі напружень достатньо описати системою узагальнених рівнянь для одновірної хвилі. Отримані розрахункові рівняння є рівняннями гіперболічного типу і апроксимуються кінцево-різницевою схемою. Ця схема є неявною схемою і, безперечно, стійкою, що забезпечує добру збіжність результатів. Розв'язання цієї схеми методом, описаним у роботі [9], дозволило знайти розподіл напружень у середовищі.

Однак представлений метод розрахунку хвиль напружень є поодиноким випадком, оскільки дозволяє оцінити тільки якісну картину розподілу хвиль напружень через спрощений ідеальний опис одновірної хвилі системою узагальнених рівнянь. Крім того, запропонована неявна схема розв'язання поставленої задачі для реальних умов підривання свердловинних зарядів є неприйнятною, оскільки потребує дуже великих об'ємів обчислення.

Автори роботи [10] зазначають, що плоскі динамічні задачі теорії пружності для моделювання вибуху свердловинних зарядів, взаємодії кількох зарядів та визначення ефективних методів керування дією вибуху є непридатними і необхідно розглядати просторові задачі. Однак намагання представити у просторі подовжений заряд у вигляді сукупності сферичних зарядів [7] призводить до спотворення фронту поширення хвиль напружень, що обумовлює неприпустиму величину похибки в подальших розрахунках. Тому таку постановку математичної задачі слід вважати некоректною.

Для розв'язання просторових задач про поширення хвиль напружень, утворених при вибуху подовжених зарядів ВР, в роботі [10] пропонується розрахункова схема, основою якої є теорія пружності [11]. Хвильові рівняння руху середовища мають вигляд

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Phi(r, z, t) &= 0; \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi(r, z, t) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

де  $r$  і  $z$  – радіальна і осьова координати;  $t$  – час;  $c_l$  – швидкість поширення поздовжніх хвиль у породі;  $c_t$  – швидкість поширення поперечних хвиль у породі;  $\Phi(r, z, t)$ ,  $\Psi(r, z, t)$  – хвильові потенціали.

При відомих потенціалах можна визначити переміщення

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}; \\ u_z &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\Psi}{r} \end{aligned} \quad (2)$$

і напруження

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[ \frac{1-\nu}{\nu} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right]; \\ \sigma_{rz} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left[ \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right], \end{cases} \quad (3)$$

де  $E$  – модуль пружності;  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона.

Використовуючи рівняння (1) і (2), напруження (3) можна представити у вигляді

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = 2\mu \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r \partial z} \right) + \frac{\lambda}{c_l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}; \\ \sigma_{rz} = 2\mu \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial z} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + \rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \end{cases} \quad (4)$$

де  $\rho$  – щільність гірської породи;  $\lambda$ ,  $\mu$  – коефіцієнти Ляме:

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}.$$

Оскільки масив гірських порід до вибуху перебував у стані спокою, то початкові умови мають вигляд

$$\begin{cases} \Phi|_{t=0} = \Psi|_{t=0} = 0; \\ \left. \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right|_{t=0} = \left. \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right|_{t=0} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Граничними умовами при вибуху подовженого заряду ВР є:

$$\begin{cases} \sigma_{rr}|_{r=r_0} = -P(z,t); \\ \sigma_{rz}|_{z=0} = 0, \end{cases} \quad (6)$$

де  $P(z, t)$  – тиск на стінки зарядної порожнини в цей момент часу.

Остання умова в (6) означає, що на земній поверхні ( $z = 0$ ) дотичні напруження дорівнюють нулю.

Таким чином, маємо задачу Коші – систему гіперболічних рівнянь (1) з початковими (5) і граничними (6) умовами.

Розв'язання поставленої задачі відбувалось з використанням подвійного інтегрального перетворення Лапласа. Було отримано розв'язок в зображеннях, перехід від яких до оригіналів не був здійснений через необхідність виконання великої кількості розрахункових операцій [10]. Таким чином, було отримано метод розрахунку динамічних полів напружень, однак не доведено його до чисельних результатів.

Для отримання чисельних результатів при розв'язанні таких просторових задач пропонується застосовувати чисельний метод сіток, запропонований для визначення напруженого стану масиву гірських порід, утвореного вибухом подовженого заряду [12].

Розділимо гірський масив на елементи. Оскільки маємо осьову циліндричну симетрію, то  $\Phi$  і  $\Psi$  не залежать від кутової координати  $\varphi$ . Тому елементи представимо у вигляді кілець і пронумеруємо їх: по радіусу –  $i$  ( $i = 1$  для елементів, які прилягають до свердловини; значення інших у міру віддалення від свердловини відповідно збільшується); по осі  $z$  –  $j$  ( $j = 1$  для елементів на земній поверхні; зі збільшенням глибини значення  $j$  відповідно збільшуються. Індекс  $k$  відповідатиме певному моменту часу ( $k = 1$  на початку вибуху, з розвитком вибуху його значення збільшується).

У цьому випадку рівняння (1) і граничні умови (6) можуть бути представлені у вигляді

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Phi_{i+1,j}^k - 2\Phi_{i,j}^k + \Phi_{i-1,j}^k}{(\Delta r)^2} + \frac{\Phi_{i+1,j}^k - \Phi_{i-1,j}^k}{2\Delta r((i-0,5)\Delta r + r_0)} + \frac{\Phi_{i,j+1}^k - 2\Phi_{i,j}^k + \Phi_{i,j-1}^k}{(\Delta z)^2} - \\ - \frac{1}{c_l^2} \frac{\Phi_{i,j}^{k+1} - 2\Phi_{i,j}^k + \Phi_{i,j}^{k-1}}{(\Delta t)^2} = 0; \\ \frac{\Psi_{i+1,j}^k - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i-1,j}^k}{(\Delta r)^2} + \frac{\Psi_{i+1,j}^k - \Psi_{i-1,j}^k}{2\Delta r((i-0,5)\Delta r + r_0)} + \frac{\Psi_{i,j+1}^k - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j-1}^k}{(\Delta z)^2} - \\ - \frac{\Psi_{i,j}^k}{((i-0,5)\Delta r + r_0)^2} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\Psi_{i,j}^{k+1} - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j}^{k-1}}{(\Delta t)^2} = 0. \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{rr}|_{r=r_0} = 2\mu \left[ \frac{\Phi_{3,j}^k - 2\Phi_{2,j}^k + \Phi_{1,j}^k}{(\Delta r)^2} - \frac{\Psi_{2,j+1}^k - \Psi_{1,j+1}^k - \Psi_{2,j-1}^k + \Psi_{1,j-1}^k}{2\Delta r\Delta z} \right] + \\ + \frac{\lambda}{c_l^2} \frac{\Phi_{1,j}^{k+1} - 2\Phi_{1,j}^k + \Phi_{1,j}^{k-1}}{(\Delta t)^2} = -P(z,t); \\ \sigma_{rz}|_{z=0} = 2\mu \left[ \frac{\Phi_{i+1,2}^k - \Phi_{i-1,2}^k - \Phi_{i+1,1}^k + \Phi_{i-1,1}^k}{2\Delta z\Delta r} - \frac{\Psi_{i,3}^k - 2\Psi_{i,2}^k + \Psi_{i,1}^k}{(\Delta z)^2} \right] + \\ + \rho \frac{\Psi_{i,1}^{k+1} - 2\Psi_{i,1}^k + \Psi_{i,1}^{k-1}}{(\Delta t)^2} = 0. \end{array} \right. \quad (8)$$

Із системи рівнянь (7) і (8) можна виразити значення потенціалів у момент часу  $k+1$  через їхні значення  $k$  і  $k-1$ :

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi_{i,j}^{k+1} &= 2\Phi_{i,j}^k - \Phi_{i,j}^{k-1} + c_l^2 (\Delta t)^2 \times \left[ \frac{\Phi_{i+1,j}^k - 2\Phi_{i,j}^k + \Phi_{i-1,j}^k}{(\Delta r)^2} + \right. \\ &+ \left. \frac{\Phi_{i+1,j}^k - \Phi_{i-1,j}^k}{2\Delta r((i-0,5)\Delta r + r_0)} + \frac{\Phi_{i,j+1}^k - 2\Phi_{i,j}^k + \Phi_{i,j-1}^k}{(\Delta z)^2} \right]; \\ \Psi_{i,j}^{k+1} &= 2\Psi_{i,j}^k - \Psi_{i,j}^{k-1} + c_t^2 (\Delta t)^2 \left[ \frac{\Psi_{i+1,j}^k - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i-1,j}^k}{(\Delta r)^2} - \frac{\Psi_{i,j}^k}{((i-0,5)\Delta r + r_0)^2} + \right. \\ &+ \left. \frac{\Psi_{i+1,j}^k - \Psi_{i-1,j}^k}{2\Delta r((i-0,5)\Delta r + r_0)} + \frac{\Psi_{i,j+1}^k - 2\Psi_{i,j}^k + \Psi_{i,j-1}^k}{(\Delta z)^2} \right]. \end{aligned} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi_{1,j}^{k+1} &= -P(z,t)(\Delta t)^2 \frac{c_l^2}{\lambda} + 2\Phi_{1,j}^k - \Phi_{1,j}^{k-1} - 2\mu \frac{c_l^2}{\lambda} (\Delta t)^2 \left[ \frac{\Phi_{3,j}^k - 2\Phi_{2,j}^k + \Phi_{1,j}^k}{(\Delta r)^2} - \right. \\ &- \left. \frac{\Psi_{3,j+1}^k - 2\Psi_{2,j}^k + \Psi_{1,j-1}^k}{\Delta r \Delta z} \right]; \\ \Psi_{i,1}^{k+1} &= 2\Psi_{i,1}^k - \Psi_{i,1}^{k-1} - 2\mu \frac{(\Delta t)^2}{\rho} \times \left[ \frac{\Phi_{i+1,3}^k - 2\Phi_{i,2}^k + \Phi_{i-1,1}^k}{\Delta z \Delta r} - \right. \\ &- \left. \frac{\Psi_{i,3}^k - 2\Psi_{i,2}^k + \Psi_{i,1}^k}{(\Delta z)^2} \right]. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Рівняння (10) дають можливість визначити значення  $\Phi$  безпосередньо біля свердловини, тобто  $r = r_0$ , і  $\Psi$  на земній поверхні, де  $z = 0$ . Значення потенціалів у всіх інших точках визначаються рівняннями (9).

Таким чином, визначивши значення потенціалів  $\Phi$  і  $\Psi$ , ми маємо можливість знайти напруження  $\sigma_{rr}$  та  $\sigma_{rz}$  у будь-якій точці масиву гірських порід. Порівнюючи напруження, які утворюються при вибуху в будь-якій точці масиву гірських порід, з межею міцності даної породи, можна встановити можливість руйнування в цій точці.

Запропонована схема розрахунку вважається явною схемою, оскільки значення потенціалу  $\Phi$  в кожному елементарному об'ємі гірничої маси в момент часу  $k+1$  знаходиться в цій і сусідніх з нею точках у момент часу  $k$  і  $k-1$ .

Однак при створенні та налагодженні програми для визначення напруженого стану масиву гірських порід друге рівняння для хвильового потенціалу зміщення  $\Psi$  у формулі (1) і гранична умова на вільній поверхні в (6) були виключені з розрахунків. Це обумовлено двома факторами. По-перше, аналіз системи диференціальних рівнянь показує, що різницєва схема, яка використовується в розрахунках, є нестійкою по  $\Psi$ . Це пояснюється тим, що якщо розміри кожного з елементів, що дорівнюють лінійним розмірам

елементарного об'єму куска породи, становлять менше  $\sqrt{2}$ , то наявність складової  $\frac{1}{r^2}\Psi$  у другому рівнянні призводить до некоректного від'ємного результату. По-друге, сама система рівнянь (1) описує поширення хвиль у безмежному просторі з безмежною циліндричною порожниною, тому введення граничної умови на вільній поверхні виглядає некоректним.

Таким чином, напруження, які виникають під час вибуху в масиві гірських порід, розраховуються за формулою (3) з урахуванням переміщень  $u_r$ , виражених тільки через  $\Phi$  у формулі (2).

Отже, розв'язується крайова задача (1) з рівнянням тільки по  $\Phi$  з граничною умовою (6) тільки для  $\sigma_{rr}$ .

В наведеному вище методі розрахунку передбачається врахування впливу глибини  $h$  на процес руйнування (гідростатичний тиск, затрати енергії на розкидання і винесення зруйнованої гірської породи та ін.). Для цього до критичних значень напружень руйнування на розтягнення і стиснення додаються (або віднімаються) відповідні величини:

$$\begin{cases} \sigma_{кр}^t = \pm k_1 h^{n_1}; \\ \sigma_{кр}^c = \pm k_2 h^{n_2}. \end{cases} \quad (11)$$

Параметри  $k_1$  і  $k_2$  враховують гідростатичний тиск, а  $n_1$  і  $n_2$  – всі інші затрати енергії.

Крім того, передбачається також враховувати затухання хвиль через введення коефіцієнта затухання, тобто кожне остаточне значення напруження буде представлено у вигляді

$$\sigma = \frac{\sigma_p}{r^n}, \quad (12)$$

де  $\sigma_p$  – розрахункове значення напруження, отримане безпосередньо після встановлення переміщень за формулою (3);  $r$  – відстань від осі свердловини до розрахункової точки;  $n$  – ступінь затухання хвиль (задається до старту програми).

Ступінь затухання хвиль напружень  $n$  розраховується за формулою [13]

$$n = 1 + \frac{v}{1-v}. \quad (13)$$

Розраховані в програмі напруження порівнюються в кожному елементарному об'ємі з критичними напруженнями руйнування гірської породи на розтягнення та стиснення. Якщо в момент часу розрахункові напруження будь-якої точки перевищують критичні значення, то цей об'єм гірської породи вважається зруйнованим. Таким чином, після закінчення роботи програми можна встановити геометрію і об'єм руйнування.

На рис. 1 представлені результати розрахунку вибуху подовженого циліндричного заряду вибухової речовини в скельному масиві гірських порід при таких умовах:

параметри свердловинного заряду: довжина заряду – 15 м; діаметр свердловини – 200 мм; тип ВР – грамоніт 79/21; щільність ВР – 950 кг/м<sup>3</sup>; швидкість детонації ВР – 3600 м/с;

параметри масиву: гірська порода – магнетитовий кварцит; щільність породи  $\rho$  – 3100 кг/м<sup>3</sup>; критичне значення напруження руйнування на розтягнення  $\sigma_{кр}^t$  –  $1,8 \cdot 10^7$  Па; критичне значення напруження руйнування на стиснення  $\sigma_{кр}^c$  –  $1,9 \cdot 10^8$  Па; критичне значення напруження руйнування на зсув  $\sigma_{кр}^r$  –  $1,2 \cdot 10^8$  Па; швидкість поширення поздовжніх хвиль у породі  $c_l$  – 5300 м/с; швидкість поширення поперечних хвиль у породі  $c_t$  – 4700 м/с; модуль пружності –  $8,3 \cdot 10^{10}$  Па; коефіцієнт Пуассона  $\nu$  – 0,26;

вплив гідростатичного тиску та інших затрат енергії, зокрема на розкидання та винесення зруйнованої гірської породи, враховується у відповідності до формул (11), Па:

$$\sigma_{кр}^t = \rho g h^{n_1} = 31000 h^{2,5};$$

$$\sigma_{кр}^c = \rho g h^{n_2} = 31000 h^{2,5};$$

ступінь затухання хвиль напружень  $n$  згідно з формулою (13) – 1,4.

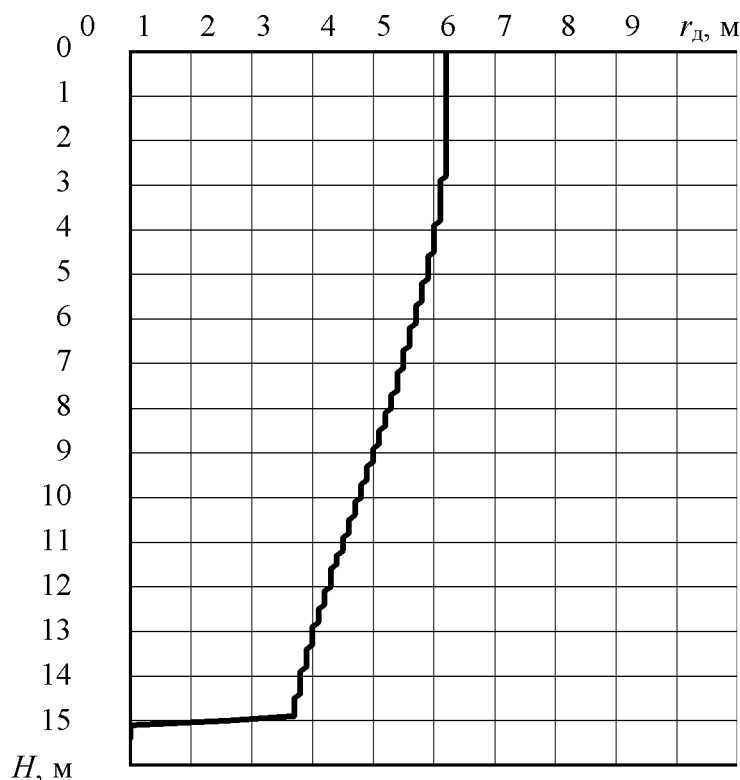


Рис. 1. Результати розрахунку чисельним методом сіток об'єму руйнування масиву гірських порід при вибуху свердловинного заряду

Таким чином, проведений розрахунок дозволив встановити розміри зони руйнування  $r_d$  та закономірності її зміни по глибині свердловини  $H$  під час вибуху свердловинного заряду в масиві гірських порід. Об'єм зруйнованої гірської породи при наведених вище параметрах гірського масиву і свердловинного заряду становить  $V = 816,8 \text{ м}^3$ .

Східчаста форма воронки руйнування пояснюється розміром вибраного мінімального руйнованого куска породи (розбиття на елементи гірського масиву) величиною 0,1 м. Менше значення розміру куска значно збільшує тривалість розрахунку розмірів об'єму руйнування.

В результаті досліджень встановлено, що:

для визначення параметрів хвиль напружень при вибуху свердловинного заряду ВР у масиві гірських порід можна застосовувати розрахунковий метод, основою якого є теорія пружності;

чисельні значення при розв'язанні задачі отримані в результаті застосування чисельного метода сіток;

можливість руйнування будь-якої точки масиву гірських порід встановлюється шляхом порівняння розрахованих напружень, які утворюються при вибуху свердловинного заряду, з межею міцності даної породи;

розроблена програма розрахунку об'єму руйнування гірського масиву враховує властивості гірських порід, тип та характеристику вибухової речовини, параметри свердловинного заряду, а також затрати енергії вибуху на розсіювання (затухання), розкидання тощо.

Отримані результати розрахунку об'єму руйнування дають можливість продовжити дослідження впливу властивостей гірських порід і характеристик вибуху свердловинного заряду на характер і закономірності подрібнення масиву.

1. Ефремов Е. И., Петренко В. Д., Пастухов А. И. Прогнозирование дробления горных массивов взрывом. – К.: Наук. думка, 1990. – 120 с.

2. Комир В. М., Назаренко В. Г. О роли газообразных продуктов детонации в процессе разрушения твердой среды при взрыве // Взрыв. дело. – №80/37. – М.: Недра, 1978. – С. 74–80.

3. Ванягин И. Ф., Мыркин В. Г. Некоторые результаты экспериментального исследования распространения волн напряжений в безграничных скальных породах // Народнохозяйственное использование взрыва. – Новосибирск: Изд. СО АН СССР, 1959. – С. 30–46.

4. Гоголев В. М. О ближней зоне взрыва сосредоточенного заряда // Сб. тр. V сессии ученого совета по народнохоз. исполъз. взрыва. – Фрунзе: ЛИМ, 1965. – С. 54–66.

5. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. И. и др. Механический эффект подземного взрыва. – М.: Недра, 1971. – 224 с.

6. Шемякин Е. И. О волнах напряжений в прочных горных породах. – М.: ПМФТ. – 1963. – № 3. – С. 83–93.



7. Боровиков В. А., Ванягин И. Ф. К расчету параметров волны напряжения при взрыве удлиненного заряда в горных породах // Взрыв. дело. – М.: Недра, 1976. – № 76/33. – С. 74–85.

8. Основы теории и методы взрывного дробления горных пород / Под ред. В. М. Комира. – К.: Наук. думка, 1979. – 224 с.

9. Форсайт Дж., Молер К. Численное решение систем линейных алгебраических уравнений. – М.: Мир, 1969. – 166 с.

10. Разрушение горных пород энергией взрыва / Под ред. Э. И. Ефремова. – Киев: Наук. думка, 1987. – 264 с.

11. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 872 с.

12. Бондарчук В. И., Фролов А. А. Определение напряженного состояния массива горных пород при взрыве скважинного заряда // Вісник ЖІТІ. Технічні науки. – 2003. – № 1(24). – С. 202–204.

13. Цай Л. А. Метод управления энергией взрыва для разрушения массива горных пород // Взрыв. дело. – № 86/43. – М.: Недра, 1984. – С. 167–173.