

## БАГАТОКРЕШЕРНИЙ МЕТОД ОЦІНКИ ВИБУХОВОГО ІМПУЛЬСУ ВИБУХОВИХ РЕЧОВИН

*А. В. Прокопенко, асп. (НТУУ “КПІ”)*

*Рассмотрен метод экспериментального определения взрывного импульса взрывчатого вещества для зарядов произвольного диаметра.*

Для оцінки бризантної дії вибухових речовин у відомих експериментах Гесса [1] використовуються свинцеві циліндри, установлені на жорстку опору (рис. 1). Вибухова речовина (ВР) впритул поміщається на верхню основу свинцевого циліндра з межею розділу у вигляді сталеві пластинки. Після вибуху свинцевий циліндр деформується приблизно так, як це зображено на рис. 2. По величині деформації циліндра  $\Delta h$  роблять висновок про бризантність досліджуваної ВР.

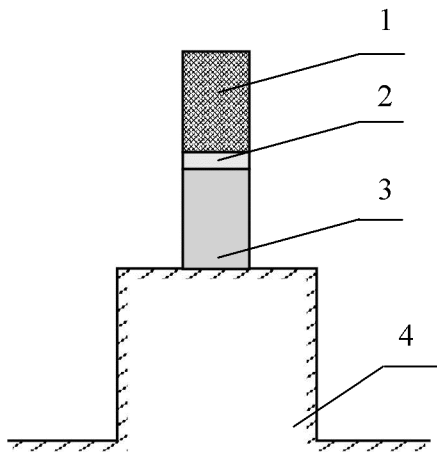


Рис. 1. Схема експериментальної установки Гесса: 1 – ВР; 2 – сталеві пластинка (прокладка); 3 – свинцевий циліндр; 4 – жорстка опора

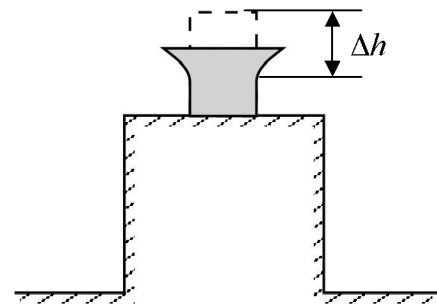


Рис. 2. Загальний вигляд деформованого вибухом свинцевого циліндра

Однак такі експерименти дають недостатньо повну інформацію про характер вибухового імпульсу та його енергетику. Щоб переконатися в цьому, розглянемо типовий характер вибухового імпульсу  $\sigma(t)$ , який протягом часу  $\Delta T$  діє на поверхню свинцевого циліндра, та його трансформацію при проходженні вздовж циліндра.

Типовий вигляд вибухового імпульсу представлений на рис. 3 в припущенні, що максимальне значення напруження  $\sigma_{\max}$  має місце в початковий момент часу. Залежно від характеристик ВР форма імпульсу може бути різною навіть при однакових значеннях його інтегральної величини:

$$J = S \int_0^{\Delta T} \sigma(t) dt ,$$

де  $\sigma(t)$  – розподіл в часі нормальних напружень;  $S = \pi r^2$  – площа перерізу циліндра;  $r$  – радіус циліндра.

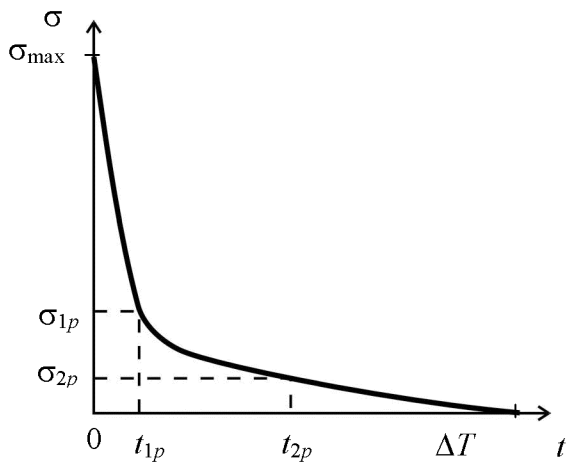


Рис. 3. Загальний вигляд вибухового імпульсу

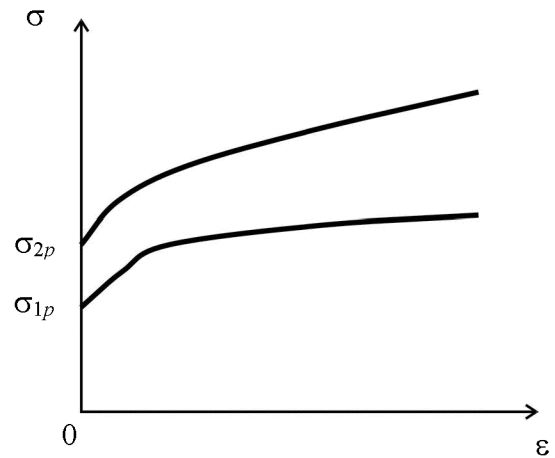


Рис. 4. Загальний вигляд діаграм деформування свинцю: 1 –  $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1$ ; 2 –  $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_2$

Довжина  $\Delta h$  ділянки циліндра, яка деформувалась при проходженні ударного імпульсу, визначається характером зміни  $\sigma(t)$ , але не всієї кривої, а лише певної її частини, що відповідає діапазону  $\sigma_p < \sigma < \sigma_{\max}$ , де  $\sigma_p$  – певне значення нормальних напружень, яке залежить від швидкості деформації ділянки  $\Delta h$  свинцевого циліндра. Розподіл  $\sigma$  в указаному діапазоні визначає також форму деформації на ділянці  $\Delta h$ , що, очевидно, пов'язано з енергетикою ударної хвилі для цього інтервалу напружень.

Рівняння стану для жорстко-пластичних матеріалів, до яких належить свинець, має загальний вигляд [1]

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) = \sigma_p(\dot{\epsilon}) + f(\epsilon, \dot{\epsilon}), \quad (1)$$

де  $\sigma(t) = \sigma_p$  при  $\epsilon = 0$ ;  $\epsilon$  – деформація ділянки  $\Delta h$  циліндра;  $\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt}$ ;  $t$  – час.

Не зупиняючись на конкретному вигляді функції  $f(\epsilon, \dot{\epsilon})$  (існують різні способи її задання), наведемо її характерний вигляд і відмітимо певні особливості процесу проходження ударного імпульсу вздовж свинцевого циліндра, які впливають із характеру  $f(\epsilon, \dot{\epsilon})$ .

На рис. 4 наведені криві  $\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon})$  для двох значень  $\dot{\epsilon}$ , причому  $\dot{\epsilon}_1 < \dot{\epsilon}_2$ . Як бачимо, з ростом значення  $\dot{\epsilon}$  крива  $\sigma(\epsilon)$  істотно змінюється, причому має місце зростання значення  $\sigma_p$ , як і значень  $\sigma$  в цілому для всіх значень  $\epsilon$  [2].

Відмітимо, що свинець належить до класу жорстко-пластичних тіл з нелінійним зміцненням, про що свідчить характер кривих на рис. 4. Швидкість поширення пластичної хвилі деформації в одноосному стержні визначається з виразу [3]:

$$C_* = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}}, \quad (2)$$

де  $\rho$  – густина матеріалу, яка у випадку свинцю дорівнює  $11,626 \text{ г/см}^3$ .

В діапазоні  $0 \leq \sigma < \sigma_p$  величина  $C_* = \infty$ , тобто цей діапазон напружень не викликає деформації свинцю ( $\varepsilon = 0$ ), а, отже, при такій силовій дії свинець в силу своєї нестисливості веде себе як ідеально тверде тіло, що приводить до

$$C_* = \infty.$$

З характеру кривих на рис. 4 впливає також, що зі зменшенням напружень  $\sigma$  величина  $C_*$  зростає і при  $\varepsilon \rightarrow +0$  досягає свого максимального значення

$$C_{*max} = \sqrt{\left. \frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon \rightarrow +0}}. \quad (3)$$

Таким чином, в експериментах Гесса оцінюється лише бризантність ВР з використанням інтегральної інформації про діапазон напружень  $\sigma_p < \sigma \leq \sigma_{max}$  ударного імпульсу. Говорити про загальну ефективність ВР та розподіл ударного імпульсу і відповідної енергії по всьому спектру імпульсу на підставі таких експериментів неможливо. Щоб оцінити названі характеристики, необхідно одержати інформацію про весь діапазон  $\sigma$  ударного імпульсу. Одним із шляхів досягнення такої мети може бути використання експериментальної установки з двома або більше крешерами, які дозволяють оцінити ту частку ударного імпульсу і відповідної енергії вибуху, що відповідає діапазону  $\sigma < \sigma_p$ .

Розглянемо більш загальний випадок, коли експериментальна установка розміщується вертикально, тобто напрям дії імпульсу вертикальний до поверхні землі (рис. 5). Поки що обмежимося випадком наявності двох крешерів, виконаних у формі циліндрів. Розглянемо поширення поздовжнього вибухового імпульсу по цих крешерах.

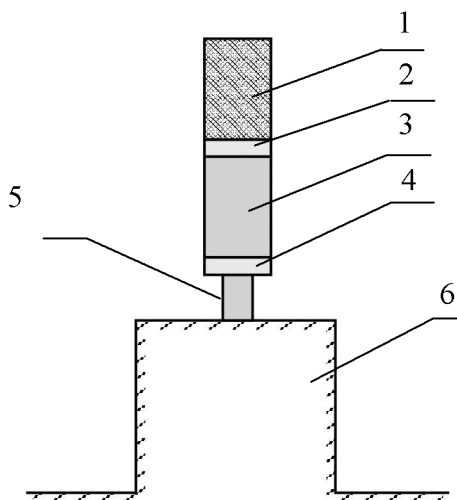


Рис. 5. Схема двокрешерної установки для оцінки вибухового імпульсу: 1 – ВР; 2 і 4 – прокладки; 3 і 5 – крешери; 6 – опора

На першому етапі ударний імпульс поширюється вздовж свинцевого крешера 3 точно так, як у експериментах Гесса. Нехай радіус циліндричного перерізу є  $r_1$ , а висота циліндра –  $h_1$ . Слід зауважити, що висота циліндричного тіла  $h_1$  повинна бути такою, щоб довжина деформованої області  $\Delta h_1$  (див. рис. 2) була меншою від неї, тобто

$$\Delta h_1 < h_1.$$

Зрозуміло, що значення  $h_1$  підбирається емпірично, але якщо для певної ВР  $\Delta h_1 > h_1$ , то в цьому випадку необхідно збільшити величину  $h_1$  або зменшити масу ВР, щоб зменшити величину ударного імпульсу.

Динаміка процесу проходження ударного імпульсу вздовж свинцевого циліндра 3 описується системою рівнянь, яка складається з рівняння стану (1) та двох рівнянь руху [3]:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial x}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}, \quad (5)$$

де  $V$  – швидкість руху виділеного перерізу.

Рівняння (4) і (5) подані в лагранжевих координатах  $t$  і  $x$ , де  $t$  – час, а  $x$  – координати виділених частинок (точніше, перерізів циліндра) в початковий

момент часу. На торець подається імпульс  $J_0 = S_1 \int_0^{\Delta T} \sigma(t) dt$ .

З моменту часу  $t = 0$  і впродовж інтервалу  $\Delta T$  на торець першого циліндра прикладається вибуховий імпульс з нормальним напруженням  $\sigma(t)$ , характер якого представлений на рис. 3.

Та частина напружень імпульсу, що знаходиться в інтервалі  $\sigma_{1p} < \sigma \leq \sigma_{\max}$ , під час свого поширення вздовж циліндра спричиняє його деформацію, зменшуючись при цьому, так що в певній точці з координатою  $x = h_{1\text{ост}} - \Delta h_1$  (рис. 6) всі складові імпульсу, що проходить через цій переріз, не перевищують значення  $\sigma_{p1}$ . Величина  $\Delta h_1$ , як вище відзначалось, характеризує довжину деформованої частини циліндра.

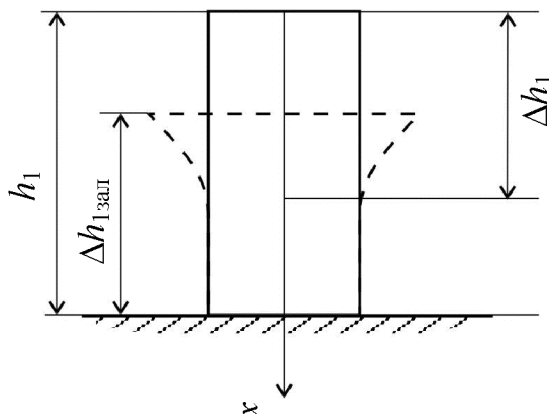


Рис. 6. Схема деформування першого (верхнього) крешера

Момент часу, в який перша складова ударного імпульсу досягне точки з координатою  $x = h_{1\text{зал}} - \Delta h_1$ , та проміжок часу, протягом якого імпульс пройде через відповідний переріз, можна одержати, розв'язавши задачу (1), (4), (5) з відповідною граничною умовою або виконавши експериментальні вимірювання.

Після проходження відміченого перерізу в тій частині першого крешера, що відповідає інтервалу  $h_{1\text{зал}} - \Delta h_1 < x < h_1$ , імпульс поширюється з нескінченною швидкістю. З такою ж швидкістю протягом інтервалу часу  $\Delta T - t_{1p}$  вздовж всього циліндра без всяких втрат проходить та частина імпульсу, що відповідає інтервалу  $0 \leq \sigma < \sigma_{1p}$  і прикладалась на вільний кінець циліндра. Слід відмітити також, що напруження з інтервалу  $\sigma_{1p} < \sigma \leq \sigma_{\text{max}}$  у процесі проходження циліндра і його деформації та власного зменшення весь час збільшують швидкість свого поширення. Це впливає з характеру  $\sigma(\epsilon)$ , коли зі зменшенням  $\sigma$  зростає значення  $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$ , а, отже, і величина  $C^*$  з (3).

В силу того, що швидкості поширення імпульсу в свинцевому циліндрі складають величину в десятки і сотні метрів за секунду, величина  $\epsilon$  зменшуватиметься порівняно з тією, що мала місце на торці циліндра. Наслідком цього буде те, що в точку з координатою  $x = h_{1\text{зал}} - \Delta h_1$  напруження з діапазону  $\sigma_{1p} < \sigma \leq \sigma_{\text{max}}$  приходитимуть зі значенням  $\sigma_{1p*} < \sigma_{1p}$ . Якщо період проходження ударного імпульсу через точку  $x = h_1$ , що відповідає кінцевому перерізу першого крешера, позначити  $\Delta T_1$ , то імпульс на виході з першого крешера

$$J_1 = S_1 \int_0^{\Delta T_1} \sigma(t) dt, \quad (6)$$

де  $0 \leq \sigma < \sigma_{1p}(0)$ ;  $\sigma_{1p}(0)$  – значення  $\sigma_{1p}$  при найбільшому значенні  $\epsilon$  на торці циліндра.

Як показано раніше, цю ж величину  $J_1$  можна виразити як

$$J_1 = \frac{1}{h_1} \int_0^{h_1} J_{1*}(x) dx, \quad (7)$$

де  $J_{1*}(x) = S_1 \int_0^{\Delta t_{1\text{max}}} \sigma(x, t) dt$ ;  $\Delta t_{1\text{max}}$  – найбільший інтервал часу проходження ударного імпульсу через всі виділені перерізи циліндра.

Отже, при проходженні ударним імпульсом  $J_0$  першого крешера його величина зменшується до значення  $J_1$ . Енергія імпульсу, що відповідає різниці  $J_0 - J_1$ , затрачена на деформацію цього циліндра. Частина імпульсу  $J_1$  з силою

$F_1 = \frac{J_1}{\Delta T_1} + m_1 g$  діє на другий крешер ( $m_1$  – маса першого крешера).

Динаміка процесу проходження імпульсу  $J_1$  вздовж другого крешера повністю подібна до динаміки процесу на першому етапі. Різниця полягає лише в величинах напружень, які передаються імпульсом  $J_1$  протягом часу  $\Delta T_1$  на торець другого крешера. Співвідношення між  $\sigma_1$  при проходженні першого крешера та  $\sigma_2$  при проходженні другого крешера мають вигляд

$$\sigma_2 = \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^2 \sigma_1, \quad (8)$$

тобто зростають пропорційно квадрату відношення радіусів відповідних циліндричних тіл. В силу зростання початкових  $\sigma_2$  знову матиме місце деформація циліндричного крешера, що дозволить оцінити ту величину імпульсу  $J_0$  та відповідної енергії, яка не була врахована при деформації першого крешера.

Радіус крешера  $r_2$  підбирається емпірично. Для грубої оцінки можна вибрати

$$r_2 = \frac{1}{2} r_1.$$

У цьому випадку одержуємо інформацію про імпульс і відповідну енергетику, що належить до діапазону  $\sigma_{2p} < \sigma < \sigma_{1p}$  (для початкового імпульсу  $J_0$  на рис. 3),

де

$$\sigma_{2p} = \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \sigma_{1p} + \frac{(m_1 + m_n)g}{\pi r_2^2}. \quad (9)$$

Остання складова в (9) враховує напруження, спричинене вагою тіл і прокладок, що знаходяться над крешером.

Енергію вибухового імпульсу можна оцінити за величиною деформації першого та другого крешерів. З фізичних міркувань випливає, що енергія вибухового імпульсу може бути представлена як

$$E = E_1 + E_2 + E_\Delta, \quad (10)$$

де  $E_1$  – енергія, яка затрачена на деформацію першого свинцевого циліндра і відповідає діапазону  $\sigma_{1p} < \sigma \leq \sigma_{\max}$ ;  $E_2$  – енергія, яка затрачена на деформацію другого крешера і відповідає діапазону  $\sigma_{2p} < \sigma < \sigma_{1p}$ ;  $E_\Delta$  – енергія, яка переноситься імпульсом

$$J_2 = \pi r_2^2 \int_0^{\Delta T_2} \sigma(t) dt$$

протягом інтервалу  $\Delta T_2$  через крешер і дисипує в опорі. Тут  $0 < \sigma < \sigma_{2p}$ .

Величина енергії пропорційна об'єму першого свинцевого циліндра, витісненому за межі початкової поверхні цього циліндра, тобто

$$E_1 = \alpha_E \pi r_1^2 (h_1 - h_{1\text{ост}}), \quad (11)$$

що впливає з рис. 6.

Подібним чином можна отримати

$$E_2 = \alpha_E \pi r_2^2 (h_2 - h_{2\text{зал}}),$$

де величини  $h_2$  і  $h_{2\text{ост}}$  повністю мають той же зміст, що і на рис. 6, якщо цей рисунок представити для другого крешера;  $\alpha_E$  – розмірний коефіцієнт пропорційності з розмірністю  $\text{кг}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{сек}^{-1}$ .

Співвідношення між величинами  $E_1$  і  $E_2$  показує відносну кількість енергії, яка переноситься вибуховим імпульсом у відповідних інтервалах  $\sigma$ .

Для перевірки цих тверджень на експериментальному полігоні ЗАТ “Техновибух” було проведено експеримент з використанням двох різних ВР – грамоніту 79/21 і комполайту ПС3 (безтритилова вибухова суміш малої щільності).

На рис. 7 зображено експериментальну установку, яка складається з заряду ВР, двох крешерів та прокладок між ними відповідно до схеми, зображеної на рис. 5. Діаметр заряду 100 мм, висота 500 мм; крешери виготовлені з свинцю; діаметр першого (верхнього) крешера 100 мм, висота – 150 мм; діаметр другого (нижнього) крешера 40 мм, висота – 60 мм; товщина сталевих прокладок 20 мм.

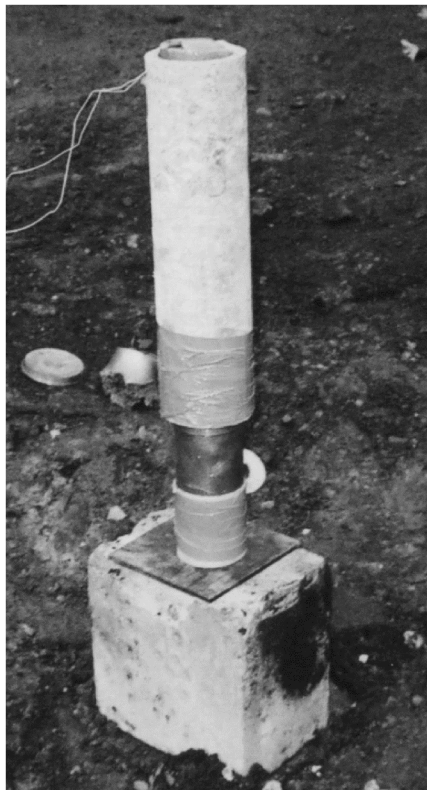


Рис. 7. Вигляд установки для оцінки вибухового імпульсу в польових умовах



Рис. 8. Загальний вигляд установки після вибуху

Після підривання заряду (рис. 8) заміряли залишкову висоту деформованих крешерів. Результати експерименту наведені в таблиці.

Взривова речовина	Грамоніт 79/21	Комполайт ПСЗ
Параметри для першого крешера:		
$h_{1\text{зал}}, \text{ мм}$	106	113,5
$h_1 - h_{1\text{зал}}, \text{ мм}$	44	36,5
другого крешера:		
$h_{2\text{зал}}, \text{ мм}$	39	28,5
$h_2 - h_{2\text{зал}}, \text{ мм}$	21	31,5

Аналіз цих даних показує, що існує велика різниця в характері деформації крешерів при вибуху різних ВВ: при вибуху грамоніту сильніше деформується перший крешер, при вибуху комполайту – другий крешер. Це можна пояснити тим, що швидкість детонації грамоніту 79/21 набагато перевищує швидкість детонації комполайту ПСЗ, а загальна тривалість вибухового імпульсу у комполайту ПСЗ більша, ніж у грамоніту 79/21. Виходячи з цього, вибухові імпульси цих ВР можна зобразити так (рис. 9).

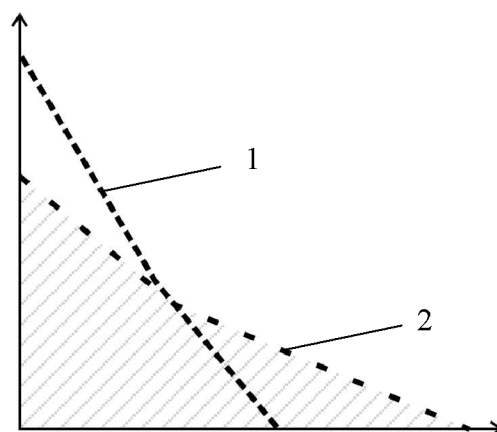


Рис. 9. Загальний вигляд імпульсів вибуху: 1 – грамоніту 79/21; 2 – комполайту ПСЗ

Отримані дані підтверджують, що використання багатокрешерної методики оцінки величини вибухового імпульсу дозволяє отримати більше інформації про вибуховий імпульс, ніж стандартна проба Гесса. Крім того, ця методика може використовуватись для дослідження зарядів будь якого діаметру.

1. ГОСТ 5984-80. Вещества взрывчатые. Метод определения бризантности.
2. Коларов Д., Балтов А., Танчева Н. Механика пластичных сред. – М.: Мир, 1978. – С. 302.
3. Пановко Я. Г. Введение в теорию механического удара. – М.: ГРФМЛ, 1977. – С. 222.
4. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. – М.: Наука, 1974. – С. 192.