УДК 622.276.6

П.І. ОГОРОДНІКОВ, докт. техн. наук, МНТУ, м. Київ
В.М. СВІТЛИЦЬКИЙ, докт. техн. наук, ДК «Укргазвидобування», м. Київ
О.О. ІВАНКІВ, канд. техн. наук, Полтавське відділення УкрДГРІ, м. Полтава
Б.Б. СИНЮК, ДК «Укргазвидобування», м. Київ
М.В. ЛИСКАНИЧ, докт. техн. наук, ІФНТУНГ, м. Івано-Франківськ

ВПЛИВ ТЕПЛОВОГО УДАРУ НА РУЙНУВАННЯ ПОРІД У ПРИВИБІЙНІЙ ЗОНІ ПЛАСТА

Розглянуто питання впливу теплового удару на руйнування порід у привибійній зоні пласта. Отримано рівняння росту тріщин при тепловому ударі та вираз для оцінки максимальної глибини проникнення тріщин у порівнянні її з глибиною пластичної деформації.

The question of influence of a heatstroke on destruction of breeds in предвыбойной to a zone of a layer is considered{examined}. The equation of growth of cracks is received at a heatstroke and expression for an estimation of the maximal depth of penetration of cracks in its{her} comparison with depth of plastic deformation.

Термічне руйнування гірських порід у залежності від метода передачі теплової енергії носить досить різний характер. Так при інтенсивному розігріві породи у поверхневому шарі виникають термічні напруження, які приводять до її руйнування. Якщо на породу у привибійній зоні діє високотемпературний імпульс, або імпульси високотемпературної плазми, руйнування породи має деякі відмінності.

У проблемі термічної міцності гірських порід особливе місце займає тепловий удар, для якого характерні великі напруження, що обумовлені високим температурним градієнтом, а також значна швидкість їх прикладання, здатна за певних умов призводити до руйнування породи.

Питання впливу теплової дії на руйнування матеріалів розглядалось у значній кількості робіт [1, 2], однак фізика руйнування гірських порід під дією теплових ударів досліджена недостатньо.

Досить цікавим є випадок, коли імпульсний нагрів поверхневого шару викликає необоротні деформації стиску [3]. При охолодженні запас пластичності виявляється недостатнім для повної релаксації, які визначають розтягуючи напруження. Деформація протікає шляхом утворення сітки тріщин і наступного розкриття їх порожнин.

При діє теплового імпульсу малої інтенсивності, виникнення структур пов'язано головним чином з термічними напруженнями.

У випадку сітки тріщин ці напруги набагато вищі газодинамічного тиску.

За припущення повної відсутності деформацій у зернах породи, що є дотичними до цементного матеріалу, як до рідкої фази, стискуючі напруження можна визначити з виразу

$$\sigma = \frac{\beta_{\ell} E T}{1-\mu}, \tag{1}$$

де β_{ℓ} – коефіцієнт лінійного розширення; E – модуль Юнга; T – температура; μ – коефіцієнт Пуассона.

Завдяки високим стискаючим напруженням, діючим при нагріванні, у поверхневому шарі привибійної зони протікає інтенсивна пластична деформація. Для теоретичної оцінки глибини пластичної деформації знайдемо розподілення температури у глиб привибійної зони. При цьому будемо рахувати, що тепловому удару піддається бічна поверхня стовбура свердловини $r = r_c$ у якій початкова температура (до дії теплового удару) дорівнює початковому значенню.

На протязі часу τ тепловий потік на площині $r = r_c$ (бічна поверхня стовбура свердловини) підтримується постійним і дорівнює F_0. По закінченні цього часу доступ тепла припиняється і межа $r = r_c$ термічно ізолюється. Це припущення визначається тим, що теплопровідність породи вище за теплопровідність рідини у свердловині. Припускаємо також, що поверхня $r = r_c$ дуже велика, оскільки товщина нагрітого шару менше його лінійних розмірів. Для цього випадку при $t > \tau$ температура в любий момент часу t для любого $r–r_c$ визначається інтегралом [4].

$$T = \frac{a^{1/2} F_0}{\lambda \pi^{1/2}} \int_0^{\tau} e^{-\frac{(r-r_c)^2}{4a(t-\tau)}} \cdot \frac{d\tau}{(t-\tau)^{1/2}}, \tag{2}$$

де a – температуропровідність; λ – коефіцієнт теплопровідності.

В наближенні $t >> \tau$, розкладаючи підінтегральний вираз в ряд, отримаємо після знехтування малими членами

$$T=\frac{a^{1/2}F_0\tau}{\lambda\pi^{1/2}}\cdot\frac{e^{-\frac{(r-r_c)^2}{4a(t-\tau)}}}{t^{1/2}}. \quad (3)$$

Можна показати, що максимум температури у любій точці спостерігається при:

$$(r-r_c)^2=2at. \quad (4)$$

Підставляючи (4) у (3) отримаємо радіальний розподіл температури:

$$T_m=\frac{2Q}{c\rho(r-r_c)\sqrt{2\pi e}}, \quad (5)$$

де $Q = F_0\tau$ – кількість теплоти, яка передана вибою; ρ – густина; c – питома теплоємність.

Формула (3) дійсна при $t >> \tau$. Якщо прийняти $t = 10\tau$ то при $\tau = 10^{-5}$ с вона справедлива для $t>10^{-4}$ с.

Тоді згідно (4), формула (5) справедлива для $(r–r_c)z > 50$ *мкм*.

При розрахунку напружень розглянемо квазістатичне наближення $\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}=0$.

І оскільки на вільній поверхні $\sigma_r = 0$ то σ_r відсутнє на любій глибині.

Тоді любий шар $(r–r_c) = \text{const}$ товщиною dr рахуємо анізотропною пластиною, яка лежить у площині $x'y'$.

Запишемо рівняння узагальненого закону Гука для ортотропної пластини в системі $x'y'$ у вигляді [5, 6]

$$\begin{aligned}
\varepsilon'_x &= a'_{11}\sigma'_x + a'_{12}\sigma'_y + a'_{16}\tau'_{xy} + \alpha T \\
\varepsilon'_y &= a'_{21}\sigma'_x + a'_{22}\sigma'_y + a'_{26}\tau'_{xy} + \alpha T \\
\gamma'_{xy} &= a'_{61}\sigma'_x + a'_{62}\sigma'_y + a'_{66}\tau'_{xy}
\end{aligned} \quad (6)$$

де a'_{11}, a'_{12}, a'_{16}, a'_{12}, a'_{22}, a'_{26}, a'_{61}, a'_{62}, a'_{66} – модулі пружності.

До системи (6) додамо рівняння дотичних напружень у площинах зміщення зерен породи:

$$\tau_{ik} = \sigma'_x \alpha_2 \alpha_3 + \sigma'_y \beta_2 \beta_3 + \tau'_{xy} \left(\alpha_2 \beta_3 + \alpha_3 \beta_2 \right), \tag{7}$$

де i – напрямок переміщення; k – нормаль до площини переміщення;

$$\alpha_2 = \cos\left(\widehat{x,i} \right); \ \alpha_3 = \cos\left(\widehat{x,k} \right); \ \beta_2 = \cos\left(\widehat{y,i} \right); \ \beta_3 = \cos\left(\widehat{y,k} \right).$$

У площині удару $\varepsilon'_x = \varepsilon'_y = \tau'_{xy} = 0$.

Тоді із виразів (6) і (7) можна найти мінімальний підйом температури, необхідний для ініціювання переміщення при $\tau_{ik} = \tau_T$ (τ_T – напруження старту дислокацій). Підставляючи його в (5) отримаємо глибину шару r_m у котрому припиняється переміщення (ковзання) даної системи

$$r_m = \frac{2aQ}{c\rho\tau_T \sqrt{2\pi e}} \cdot \frac{\left(a'_{22} - a'_{12} \right) \alpha_2 \alpha_3 + \left(a'_{11} - a'_{12} \right) \beta_2 \beta_3}{\left(a'_{12} \right)^2 - a'_{11} a'_{22}}, \tag{8}$$

Нагрів поверхневого шару, який визиває напружений стан стиску, виключає розвиток тріщин на цьому етапі. Поява розтягуючих напружень при охолодженні визиває незворотні процеси деформації при нагріві.

Зважуючи на те, що передача тепла здійснюється через границю розділу рідина-вибій (тверде тіло), запишемо зміну температури при $r = r_c$ у любий момент часу t у вигляді [4]:

$$T = \frac{2T_{пл}}{\pi} \arcsin \left(\frac{\tau}{t} \right)^{1/2}. \tag{9}$$

Звідки при $\tau = 10^{-5}$ c та $T_{пл} = 800$ °С отримаємо, що термін охолодження $\Delta T = 100$ °С складає $\Delta t = 10^{-5}$ c. Середня швидкість охолодження при цьому дорівнює $v = \Delta T / \Delta t = 10\text{-}9$ $^oC/c$, швидкість деформації – $\varepsilon = \beta_\ell v = 3{,}2 \cdot 104$ c^{-1}. Внаслідок високої швидкості подавляється можливість значної пластичної релаксації.

Другим досить важливим фактором, який сприяє підвищенню крихкості –

є наявність двоосного напруженого стану при якому, у порівнянні з односним, зсувні напруження у деяких площинах ковзання зменшуються або зводяться до нуля.

При тепловому ударі на бічній поверхні стовбура свердловини виникають дві нерівнозначні системи тріщин. Це тріщини, які утворюють кут 45° з вертикальною площиною і тріщини нормальні (скеровані по нормалі до площини вибою). Тріщини, що утворюють кут 45° і нормальні не проникають глибоко. Взаємодія цих тріщин приводить до появи нових, крупних тріщин, які утворюються при зустрічі вершин двох тріщин, що знаходяться ще у процесі росту. Щільність тріщин на різних площинах удару можна обчислити виходячи з енергетичних міркувань. Рахують, що накопичення пружної енергії, по мірі охолодження, йде доти, доки у площинах спайності не досягне границі міцності. По її досягненні пружна енергія переходить у поверхневу. Величина пружного потенціалу *W* до моменту руйнування визначає ступінь фрагментації.

Для поверхневого шару, який розглядається, як анізотропна пластина, що лежить у площині *x'y'*

$$W = \frac{1}{2} a'_{11} \left(\sigma'_x\right)^2 + a'_{12} \sigma'_x \sigma'_y + a'_{16} \sigma'_x \tau'_{xy} + \frac{1}{2} a'_{22} \left(\sigma'_y\right)^2 + a'_{26} \sigma'_y \tau'_{xy} + \frac{1}{2} a'_{66} \left(\tau'_{xy}\right)^2. \quad (10)$$

Перехід пружного потенціалу в енергію нових поверхонь виразиться рівністю:

$$W \Delta V = 2 \Pi \ell \frac{\Delta \ell}{\sin \varphi}, \quad (11)$$

де ΔV – об'єм поверхневого шару породи товщиною $\Delta\ell$; φ – кут нахилу площини спайки до поверхні удару; ℓ – загальна товщина тріщини; П – питома поверхнева енергія.

Тоді загальна довжина тріщини на одиницю енергії удару:

$$\ell_0 = \frac{W}{2\Pi} \sin \varphi. \quad (12)$$

Для визначення σ'_x, σ'_y та τ'_{xy} систему (6) розв'язуємо разом з рівнянням:

$$\sigma'_\mathrm{x} + \sigma'_\mathrm{y} = \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z, \quad (13)$$

де σ_x, σ_y, σ_z - термічні напруження.

Рівняння (13) – це відоме співвідношення теорії пружності про інваріантність суми нормальних напружень з якого маємо $\sigma_x' = 2\sigma_x$ і $\sigma_y' = \sigma_y$, $\sigma_z' = 0$, $\sigma_x = \sigma_z$, що свідчить про можливість розповсюдження тріщини.

Після виникнення сітки тріщин, накопичена пружна енергія по мірі охолодження витрачається, внаслідок збільшення розора між площинами, які мають тріщини в процесі їх розповсюдження (росту).

У кінцевому результаті необхідно отримати рівняння руху тріщини. Для цього необхідно врахувати пружну деформацію стиску $(1-\mu)\sigma_T E$, яка залишилась після нагріву (σ_T – напруження текучості), після чого отримаємо:

$$\delta_0 = a\left[\beta_\ell\left(T_m - T\right) - \frac{(1-\mu)(\sigma+\sigma_T)}{E}\right], \tag{14}$$

де a – розмір вибою.

Підставляючи у цей вираз значення T_m з виразу (5) і T з виразу (3), отримаємо рівняння руху тріщини у неявному вигляді:

$$\frac{1}{(r-r_c)} - \frac{\exp\left(\frac{1}{2} - \frac{(r-r_c)^2}{4\alpha t}\right)}{\sqrt{2\alpha t}} - A = 0, \tag{15}$$

де $A = \left[\delta_0 + (1-\mu)(\sigma_0 + \sigma_T)/E\right]\dfrac{c\rho\sqrt{2\pi e}}{2\beta_\ell Q}$.

Отримане рівняння (15) справедливе для r-r_c>50 *мкм*, оскільки температура T виведена у наближенні $t>>\tau$. Членом $\frac{(r-r_c)^2}{4\alpha t}$ можно нехтувати порівняно з ½. Це дозволяє рівняння (15) спростити:

$$r - r_c = \frac{1}{A - \sqrt{\dfrac{e}{2\alpha t}}}. \tag{16}$$

Рівняння (15) та (16) отримані у припущенні, що тріщини починають рости при охолодженні з температури T_m досягнутої при нагріві. Тим самим було виключено можливість пластичної релаксації до розвитку тріщин. Однак, якщо рахувати, що ріст тріщин починається з температури $T_1<T_m$ то результат різко буде відрізнятись від дослідженого.

Оцінку максимальної глибини r_0 проникнення тріщин і порівняння її з глибиною r_m пластичної деформації можна отримати з виразу (15). При $t\to\infty$ величина r-rc=1/A, у випадку глибоких тріщин a велике настільки, що у виразі для A членом ¢$_0$/a можна знехтувати у порівняння з $(1-\mu)(\sigma_0+\sigma_T)/E$. Тоді:

$$r_0 = \frac{2\beta_\ell QE}{(1-\mu)c\rho\sqrt{2\pi e}} \cdot \frac{1}{\sigma+\sigma_m}. \tag{17}$$

Звідси при тепловому ударі по площині вибою з урахуванням (8):

$$\frac{r_m}{r_0} = 1 + \frac{\sigma_0}{2\sigma_T}. \tag{18}$$

Список літератури: **1.** *Эйгелес Р.М.* Разрушение горных пород при бурении. – М.: Недра, 1971. – 231 с. **2.** *Дахнов В.Н.* Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. – М.: Гостоптехиздат, 1955. – 186 с. **3.** *Царицин В.В.* Разрушение горных пород. – Киев: Техника, 1964. – 442 с. **4.** *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 280 с. **5.** *Лехницкий С.Г.* Анизотропные пластинки. – М.: Гостоптехиздат, 1947. – 187 с. **6.** *Бугай Ю.М., Огороднiков П.I., Свирида Б.В.* Лекції з опору матеріалів. – Частина I. – К.: МНТУ, 2003. – 468 с.

Надійшла до редколегії 15.10.06