

# Дослідження коефіцієнтів інтенсивності напружень тріщин нормального розриву за імпульсно-хвильових навантажень нафтогазоносних пластів

© **В.П. Нагорний**  
 д-р техн. наук  
 vgv\_nagornyj@ukr.net  
**І.І. Денисюк**  
 канд. техн. наук  
 ІГФ НАН України

*У статті визначено коефіцієнти інтенсивності напружень у вершині тріщини нормального розриву за різних режимів її імпульсно-хвильового навантаження. Одержані результати можуть бути використані під час розробки нових методів імпульсно-хвильового оброблення, що базуються на вивільненні внутрішньої енергії структурними елементами середовищ нафтогазоносних пластів.*

**Ключові слова:** імпульс, інтенсивність, коефіцієнт, напруження, пласт, тріщина, частота.

УДК 532.595

*В статье определены коэффициенты интенсивности напряжений в вершине трещины нормального разрыва при различных режимах ее импульсно-волнового нагружения. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых методов импульсно-волновой обработки, основанных на высвобождении внутренней энергии структурными элементами сред нефтегазоносных пластов.*

**Ключевые слова:** импульс, интенсивность, коэффициент, напряжение, пласт, трещина, частота.

*The article defines stress intensity factors in the top of tensile crack at various regimes of pulse-and-wave load. These obtained results can be used to develop new methods for pulse-and-wave processing based on the phenomenon of release of the internal energy by the structural elements in the petroleum formations.*

**Key words:** impulse, intensity, factor, stress, formation, crack, frequency.

**В**ідомо, що за результатами натурних вимірювань для відчутного впливу на нафтові поклади достатньо хвильового поля з амплітудою пружних коливань у межах  $10^{-8} \dots 10^{-9}$  м [1]. Отже, хвильові дії таких амплітуд можуть слугувати спусковим механізмом для вивільнення внутрішньої енергії в пласті, яка виникає під час взаємодії гармонічних хвиль із наявними в пласті тріщинами та їх розкриттям, що супроводжується випромінюванням хвиль високої частоти [2]. Відомо також, що в процесі оброблення нафт хвилями високої частоти знижується їх в'язкість, унаслідок чого збільшується рухливість нафт у каналах фільтрації пласта, що сприяє поліпшенню припливу нафти на вибій свердловини і підвищенню її дебіту [3].

Напружений стан у вершині тріщини описується за допомогою коефіцієнтів інтенсивності напружень [4]. Розглянемо тріщини нормального розриву, напружений стан у вершинах яких характеризується коефіцієнтом інтенсивності  $K_1$ . Для знаходження коефіцієнтів інтенсивності напружень доводиться розв'язувати задачі для тіл складної конфігурації з тріщинами, а розв'язання задач механіки тіла, що деформується, для областей із розрізами (тріщинами) пов'язане з відомими математичними труднощами через наявність особливих (сингулярних) точок. Більшість цих задач може бути ефективно розв'язано тільки за допомогою застосування електронно-обчислювальних машин.

Особливий інтерес представляють задачі з визначення коефіцієнтів інтенсивності напружень за динамічних навантажень на породу нафтогазоносного пласта. Серед великої кількості динамічних навантажень можна виділити два основних типи: ударні та гармонічні.

З метою дослідження коефіцієнтів інтенсивності напружень  $K_1(t)$  для тріщин під час дії ударно-хвильових навантажень скористаємося результатами роботи [4], у якій після розв'язання нестационарної задачі про дифракцію ударних хвиль на тріщині одержано залежність

$$K_1(t) = (1 + j) \frac{\sqrt{2v_s(v_p^2 - v_s^2)}}{v_p \sqrt{2\pi v_p}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v_s}{\omega} \sigma(\omega) e^{-j\omega t} d\omega, \quad (1)$$

де  $j = \sqrt{-1}$  – уявна одиниця;  $v_p, v_s$  – швидкості, відповідно, поздовжньої та поперечної хвиль;  $\sigma(\omega)$  – комплексна спектральна функція, яка визначається за виразом

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(t) e^{j\omega t} dt, \quad (2)$$

де  $\sigma(t)$  – ударний імпульс, що взаємодіє з тріщиною.

Зауважимо, що формула (1) придатна не тільки для напівнескінчених розрізів (тріщин), але й для кінцевих тріщин, коли  $\omega \gg \frac{v_p}{l}$ , де  $l$  – характерна довжина тріщини [4, 5].

Використовуючи залежності (1) і (2), розглянемо деякі випадки імпульсно-хвильової дії на тріщини нормального розриву.

Нехай імпульсна дія описується залежністю

$$\sigma(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \text{ і } t > T; \\ \sigma_0 & \text{при } 0 \leq t \leq T, \end{cases} \quad (3)$$

де  $\sigma_0$  і  $T$  – амплітуда та час імпульсної дії відповідно.

Комплексна спектральна функція імпульсної дії (3) має вигляд

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(t) e^{j\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^T \sigma_0 e^{j\omega t} dt = \frac{j\sigma_0}{\omega\sqrt{2\pi}} (1 - e^{j\omega T}). \quad (4)$$

Із урахуванням (4) коефіцієнт інтенсивності напружень під час імпульсної дії (3) визначається за виразом

$$K_1(t) = \frac{(1-j)\sigma_0 v_s}{2\pi v_p} \sqrt{\frac{2(v_p^2 - v_s^2)}{v_p}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\omega(t-T)} - e^{-j\omega t}}{\omega\sqrt{\omega}} d\omega. \quad (5)$$

У виразі (5) необхідно визначити інтеграл

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\omega(t-T)} - e^{-j\omega t}}{\omega\sqrt{\omega}} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\omega(t-T)}}{\omega\sqrt{\omega}} d\omega - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\omega t}}{\omega\sqrt{\omega}} d\omega = I_1 + I_2.$$

$$\text{Знайдемо спочатку } I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\omega(t-T)} - e^{-j\omega t}}{\omega\sqrt{\omega}} d\omega. \quad (6)$$

За допомогою заміни змінної  $\omega = x^2$  інтеграл (6) зводиться до вигляду

$$I_1 = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j(t-T)x^2} - e^{-jtx^2}}{x^2} dx = 2 \left( \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(t-T)x^2}{x^2} dx - j \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(t-T)x^2}{x^2} dx \right). \quad (7)$$

Інтегруючи (7) за частинами та враховуючи, що

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sin(t-T)x^2 dx = \sqrt{\frac{\pi}{2(t-T)}}; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \cos(t-T)x^2 dx = \sqrt{\frac{\pi}{2(t-T)}} -$$

інтеграли Френеля [6], після нескладних математичних перетворень отримаємо

$$I_1 = 2[-\sqrt{2\pi(t-T)} - j\sqrt{2\pi(t-T)}] = -2(1+j)\sqrt{2\pi(t-T)}. \quad (8)$$

Аналогічно знаходимо, що

$$I_2 = 2(1+j)\sqrt{2\pi t}. \quad (9)$$

Отже, із урахуванням виразів (8) і (9) інтеграл  $I$  має вигляд

$$I = I_1 + I_2 = 2\sqrt{2\pi t}(1+j) - 2\sqrt{2\pi(t-T)}(1+j) = 2\sqrt{2\pi}(1+j)[\sqrt{t} - \sqrt{t-T}]. \quad (10)$$

З урахуванням виразу (10) коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_1(t)$  згідно з (5) такий:

$$K_1(t) = \frac{4\sigma_0 v_s}{v_p \sqrt{\pi v_p}} \sqrt{v_p^2 - v_s^2} \operatorname{Re}[\sqrt{t} - \sqrt{t-T}]. \quad (11)$$

У випадку нескінченно довгого імпульсу ( $T \rightarrow \infty$ ) із виразу (11) отримаємо

$$K_1(t) = \frac{4\sigma_0 v_s \sqrt{t} \sqrt{v_p^2 - v_s^2}}{v_p \sqrt{\pi v_p}}. \quad (12)$$

Під час дії миттєвого імпульсу ( $T \rightarrow 0$ )

$$K_1(t) = \frac{2\sigma_0 v_s T}{v_p \sqrt{\pi v_p t}} \sqrt{v_p^2 - v_s^2} = \frac{2P v_s}{v_p \sqrt{\pi v_p t}} \sqrt{v_p^2 - v_s^2}, \quad (13)$$

де  $\sigma_0 T = P$  ( $P$  – величина імпульсу).

Під час дії гармонічної хвилі, що описується залежністю

$$\sigma(t) = \sigma_0 \cos \omega_1 t, \quad (14)$$

комплексна спектральна характеристика визначається за формулою [7]:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \omega_1 t \cdot e^{j\omega t} dt = \frac{\sigma_0 \sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} [\delta(\omega - \omega_1) + \delta(\omega + \omega_1)], \quad (15)$$

де  $\delta(\omega - \omega_1)$ ;  $\delta(\omega + \omega_1)$  – дельта-функції.

Підставивши (15) у залежність (1), отримаємо

$$K_1(t) = (1+j) \frac{\sigma_0 v_s \sqrt{v_p^2 + v_s^2}}{v_p \sqrt{2v_p}} \int_{-\infty}^{\infty} [\delta(\omega - \omega_1) + \delta(\omega + \omega_1)] \frac{e^{-j\omega t}}{\sqrt{\omega}} d\omega. \quad (16)$$

Враховуючи фільтрувальну властивість  $\delta$ -функції, знайдемо значення інтеграла

$$\int_{-\infty}^{\infty} [\delta(\omega - \omega_1) + \delta(\omega + \omega_1)] \frac{e^{-j\omega t}}{\sqrt{\omega}} d\omega = \frac{e^{-j\omega_1 t}}{\sqrt{\omega_1}} - j \frac{e^{j\omega_1 t}}{\sqrt{\omega_1}} = -\frac{1}{\sqrt{\omega_1}} [\cos \omega_1 t - j \sin \omega_1 t] - j [\cos \omega_1 t + j \sin \omega_1 t] = \frac{(1-j)}{\sqrt{\omega_1}} (\cos \omega_1 t + \sin \omega_1 t). \quad (17)$$

Підставивши вираз (17) у залежність (16), одержимо

$$K_1(t) = (1+j) \frac{\sigma_0 v_s \sqrt{v_p^2 - v_s^2}}{v_p \sqrt{2v_p}} \frac{(1-j)}{\sqrt{\omega_1}} (\cos \omega_1 t + \sin \omega_1 t) = \frac{\sigma_0 v_s \sqrt{2(v_p^2 - v_s^2)}}{v_p \sqrt{\omega_1 v_p}} (\cos \omega_1 t + \sin \omega_1 t) = \frac{2\sigma_0 v_s \sqrt{v_p^2 - v_s^2}}{v_p \sqrt{\omega_1 v_p}} \cos\left(\frac{\pi}{4} - \omega_1 t\right). \quad (18)$$

Як приклад розглянемо взаємодію імпульсного збурення з тріщиною, що розміщена в пісковикі, для якого густина  $\rho = 2500$  кг/м<sup>3</sup>;  $v_p = 3500$  м/с;  $v_s = 1865$  м/с [8]. Тривалість дії імпульсного збурення  $T = 0,1$  с. За таких вихідних даних із формули (11) отримаємо

$$\frac{K_1(t)}{\sigma_0} = 60,2 \operatorname{Re}[\sqrt{t} - \sqrt{t-0,1}]. \quad (19)$$

Дані розрахунків за формулою (19) приведено в табл. 1.

Залежність  $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}$  від часу  $t$  при  $T = 0,1$  с Таблиця 1

|                                    |      |       |       |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|------------------------------------|------|-------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 0    | 13,46 | 19,03 | 9,85 | 7,88 | 6,05 | 5,10 | 4,49 | 4,06 | 3,74 | 3,48 | 3,09 |
| $t, c$                             | 0    | 0,05  | 0,1   | 0,15 | 0,2  | 0,3  | 0,4  | 0,5  | 0,6  | 0,7  | 0,8  | 1,0  |
| $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 2,50 | 2,15  | 1,51  | 1,23 | 1,06 | 1,00 | 0,95 | 0,78 | 0,67 | 0,60 | 0,55 | 0,47 |
| $t, c$                             | 1,5  | 2,0   | 4,0   | 6,0  | 8,0  | 9,0  | 10,0 | 15,0 | 20,0 | 25,0 | 30,0 | 40,0 |

При  $T \rightarrow \infty$  із формули (12) отримаємо

$$\frac{K_1(t)}{\sigma_0} = 60,2 \sqrt{t}. \quad (20)$$

У разі дії миттєвого імпульсу тривалістю  $T = 1 \cdot 10^{-6}$  с із (13)

$$\frac{K_1(t)}{\sigma_0} = \frac{3,01 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{t}}. \quad (21)$$

Дані розрахунків за виразами (20) і (21) приведено в табл. 2 та 3.

Таблиця 2

Залежність  $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}$  від часу  $t$  при  $T \rightarrow \infty$

|                                    |   |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|------------------------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 0 | 13,46 | 19,03 | 26,92 | 32,97 | 38,07 | 42,57 | 46,63 | 53,84 | 60,20 |
| $t, c$                             | 0 | 0,05  | 0,1   | 0,2   | 0,3   | 0,4   | 0,5   | 0,6   | 0,8   | 1,0   |

Таблиця 3

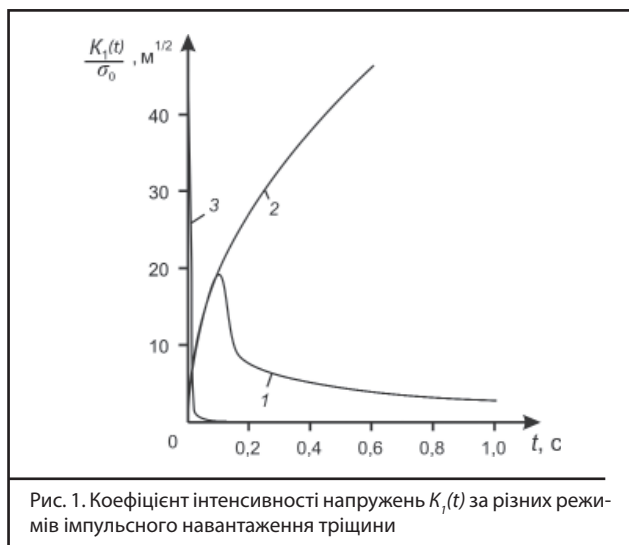
Залежність  $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}$  від часу  $t$  при  $T \rightarrow 0$  ( $T=1 \cdot 10^{-6} c$ )

|                                    |                    |                    |                   |                   |                   |                   |                   |                   |                   |
|------------------------------------|--------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 30,1               | 3,01               | 0,95              | 0,30              | 0,09              | 0,03              | 0,009             | 0,003             | $9 \cdot 10^{-4}$ |
| $t, c$                             | $1 \cdot 10^{-12}$ | $1 \cdot 10^{-10}$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | $1 \cdot 10^{-8}$ | $1 \cdot 10^{-7}$ | $1 \cdot 10^{-6}$ | $1 \cdot 10^{-5}$ | $1 \cdot 10^{-4}$ | $1 \cdot 10^{-3}$ |

Із даних табл. 1 очевидно, що при  $t = 9$  с коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_1(t)$  досягає статичного значення  $K_1 = 1$  і в подальшому зі зростанням часу повільно зменшується. Максимального значення коефіцієнт  $K_1$  досягає при  $t = 0,1$  с.

У табл. 2 та 3 приведено значення параметра  $\frac{K_1(t)}{\sigma_0}$  для двох граничних випадків, які на практиці не реалізуються.

Характер зміни коефіцієнта інтенсивності напружень  $K_1(t)$  для різних значень параметра  $T$  показано на рис. 1 (крива 1 при  $T = 0,1$  с; 2 – при  $T \rightarrow \infty$ ; 3 – при  $T \rightarrow 0$ ).

Рис. 1. Коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_1(t)$  за різних режимів імпульсного навантаження тріщини

Під час дії на тріщину гармонічної хвилі

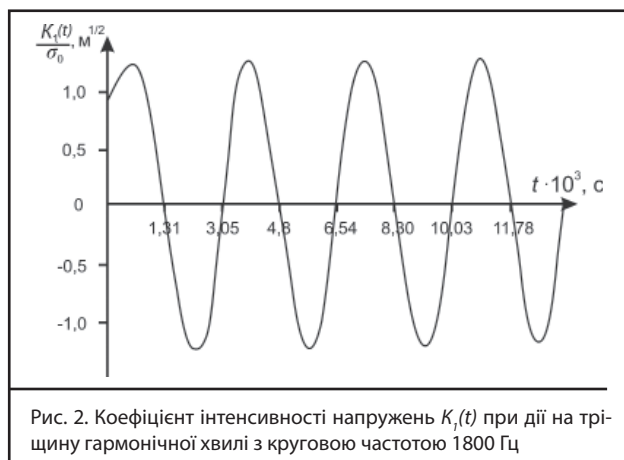
$$\sigma(t) = \sigma_0 \cos 1800t$$

в її вершині виникає поле напружень, що характеризується коефіцієнтом інтенсивності напружень, який згідно з залежністю (18) має вигляд:

$$\frac{K_1(t)}{\sigma_0} = 1,2575 \cos(0,7854 - 1800t). \quad (22)$$

Залежність (22) одержано за попередніх вихідних даних:  $\rho = 2500$  кг/м<sup>3</sup>;  $v_p = 3500$  м/с;  $v_s = 1865$  м/с та  $\omega_1 = 1800$  с<sup>-1</sup>.

Поведінку коефіцієнта інтенсивності напружень зображено на рис. 2.

Рис. 2. Коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_1(t)$  при дії на тріщину гармонічної хвилі з круговою частотою 1800 Гц

Дослідимо характер зміни коефіцієнта  $K_1(\omega_1)$  за фіксованих часових параметрів залежно від кругової частоти  $\omega_1$ .

Із виразу (18) при  $t_1 = 3,93 \cdot 10^{-5}$  с і  $t_2 = 3,93 \cdot 10^{-3}$  с отримаємо

$$\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0} = 53,352 \frac{\cos(3,93 \cdot 10^{-5} \omega_1 - 0,7854)}{\sqrt{\omega_1}}; \quad (23)$$

$$\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0} = 53,352 \frac{\cos(3,93 \cdot 10^{-3} \omega_1 - 0,7854)}{\sqrt{\omega_1}}. \quad (24)$$

Розрахунки, здійснені за формулами (23) та (24), приведено в табл. 4 та 5 відповідно.

Таблиця 4

Залежність  $\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0}$  від кругової частоти  $\omega_1$  при  $t_1 = 3,93 \cdot 10^{-5}$  с під час дії на тріщину гармонічної хвилі

|   |      |      |      |      |      |      |      |      |                |                |                |                |                |
|---|------|------|------|------|------|------|------|------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| $\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 1,93 | 3,78 | 2,69 | 1,72 | 1,24 | 1,03 | 0,91 | 0,63 | 0,49           | 0,38           | 0,28           | 0,19           | 0,09           |
| $t, c$                                    | 10   | 100  | 200  | 500  | 1000 | 1500 | 2000 | 5000 | $1 \cdot 10^4$ | $2 \cdot 10^4$ | $3 \cdot 10^4$ | $4 \cdot 10^4$ | $5 \cdot 10^4$ |
| $\lg \omega_1$                            | 1    | 2    | 2,30 | 2,70 | 3,0  | 3,18 | 3,30 | 3,70 | 4,0            | 4,30           | 4,48           | 4,60           | 4,70           |

Таблиця 5

Залежність  $\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0}$  від кругової частоти  $\omega_1$  при  $t_2 = 3,93 \cdot 10^{-3}$  с під час дії на тріщину гармонічної хвилі

|   |       |      |      |       |      |       |       |       |      |      |       |
|---|-------|------|------|-------|------|-------|-------|-------|------|------|-------|
| $\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 12,39 | 4,93 | 3,77 | 0,91  | 0    | -1,34 | -1,68 | 0     | 1,26 | 0    | -1,04 |
| $\omega_1, c^{-1}$                        | 10    | 100  | 200  | 500   | 600  | 800   | 1000  | 1400  | 1800 | 2200 | 2600  |
| $\lg \omega_1$                            | 1,0   | 2,0  | 2,30 | 2,70  | 2,78 | 2,90  | 3,0   | 3,14  | 3,25 | 3,34 | 3,41  |
| $\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0}, M^{1/2}$ | 0     | 0,91 | 0    | -0,82 | 0    | 0,75  | 0     | -0,70 | 0    | 0,66 | 0     |
| $\omega_1, c^{-1}$                        | 3000  | 3400 | 3800 | 4200  | 4600 | 5000  | 5400  | 5800  | 6200 | 6600 | 7000  |
| $\lg \omega_1$                            | 3,48  | 3,53 | 3,58 | 3,62  | 3,66 | 3,70  | 3,73  | 3,76  | 3,82 | 3,84 | 3,90  |

За даними табл. 4 та 5 на рис. 3 приведено залежності  $\frac{K_1(\omega_1)}{\sigma_0}$  від кругової частоти за фіксованих значень часу:  $t_1 = 3,93 \cdot 10^{-5}$  с (крива 1);  $t_2 = 3,93 \cdot 10^{-3}$  с (крива 2).

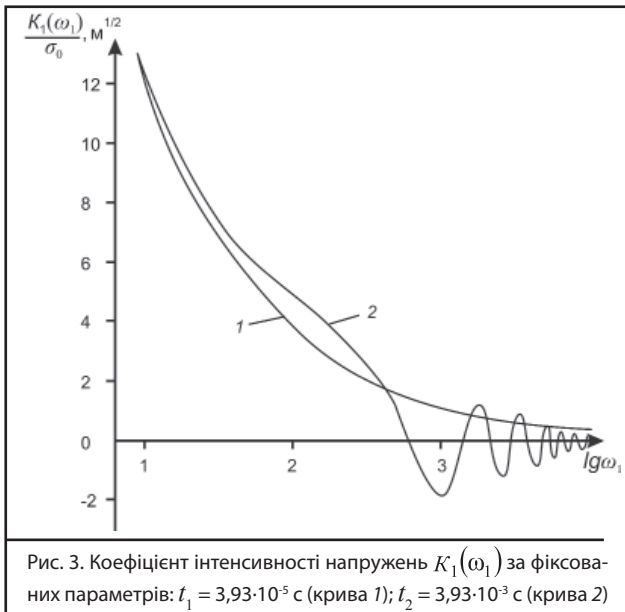


Рис. 3. Коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_1(\omega_1)$  за фіксованих параметрів:  $t_1 = 3,93 \cdot 10^{-5}$  с (крива 1);  $t_2 = 3,93 \cdot 10^{-3}$  с (крива 2)

Значення частот  $\omega_1$  відкладено в логарифмічних координатах. Із рис. 3 та даних табл. 4 і 5 видно, що коефіцієнт  $K_1(\omega_1)$  перевищує статичне значення в діапазоні

кругових частот  $\omega_1 = (10 \dots 1500)$  Гц (для  $t_1 = 3,93 \cdot 10^{-5}$  с) (крива 1); у момент  $t_2 = 3,93 \cdot 10^{-3}$  с (крива 2) коефіцієнт  $K_1(\omega_1)$  перевищує статичне значення коефіцієнта інтенсивності напружень у діапазонах кругових частот  $\omega_1 = (10 \dots 450)$  Гц;  $\omega_1 = (750 \dots 1200)$  Гц і  $\omega_1 = (1650 \dots 1750)$  Гц, а в подальшому зі зростанням частоти  $\omega_1$  поступово згасає.

## Висновок

Отже, у результаті проведених теоретичних досліджень визначено коефіцієнт інтенсивності напружень  $K_1(t)$  у вершині тріщини нормального розриву за різних режимів її імпульсно-хвильового навантаження. Знаючи коефіцієнти  $K_1(t)$ , можна визначити поле напружень у гірській породі у вершинах тріщин. Відомо, що існує зв'язок між інтенсивністю вивільнення енергії тріщиною в її вершині і полем напружень [4, 9, 10].

Одержані результати можуть бути використані під час розробки нових імпульсно-хвильових методів оброблення нафтогазових пластів, що базуються на вивільненні внутрішньої енергії структурними елементами геосередовища пластів.

## Список використаних джерел

1. Курленя М.В. Определение области вибросейсмического воздействия на месторождение нефти с дневной поверхности / М.В. Курленя, С.В. Сердюков // ФТРПИ. – 1999. – № 4. – С. 4–11.
2. Партон В.З. Механика разрушения: от теории к практике / В.З. Партон. – М.: Наука, 1990. – 240 с.
3. Нагорный В.П. Исследование повышения эффективности пузырькового режима течения флюидов / В.П. Нагорный, И.И. Денисюк, В.М. Лихван, Т.А. Швейкина // Нефтяное хозяйство. – 2013. – № 5. – С. 80–82.
4. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения / Г.П. Черепанов. – М.: Наука, 1974. – 640 с.
5. Ионов В.Н. Динамика разрушения деформируемого тела / В.Н. Ионов, В.В. Селиванов. – М.: Машиностроение, 1987. – 272 с.
6. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 830 с.
7. Иванов В.А. Математические основы теории автоматического регулирования / В.А. Иванов, В.С. Медведев, Б.К. Чемоданов, А.С. Юценко. – Т. 2. – М.: Высшая школа, 1977. – 456 с.
8. Нагорный В.П. Импульсные методы интенсификации добытки углеводнів / В.П. Нагорный, І.І. Денисюк. – К.: Ессе, 2012. – 323 с.
9. Друкованый М.Ф. Действие взрыва в горных породах / М.Ф. Друкованый, В.М. Комир, В.М. Кузнецов. – К.: Наук. думка, 1973. – 184 с.
10. Сиратори М. Вычислительная механика разрушения / М. Сиратори, Т. Миёси, Х. Мацусита. – М.: Мир, 1986. – 334 с.

## Імпорт і транзит газу

У 2015 р. в Україну імпортовано 16,5 млрд. м<sup>3</sup> природного газу, що на 3,0 млрд м<sup>3</sup> менше, ніж у 2014 р. Якщо у 2014 р. основним експортером газу в Україну була Російська Федерація (14,5 млрд м<sup>3</sup>), то у 2015 р. постачання газу з цієї країни скоротилося у 2,4 рази і становило 6,1 млрд м<sup>3</sup>. Основні обсяги газу (10,3 млрд м<sup>3</sup>, або 63 % від загального імпорту) поставлено з країн ЄС.

Транзит газу територією України у 2015 сягав 67,1 млрд м<sup>3</sup> проти 62,2 млрд м<sup>3</sup> у 2014 р.

За матеріалами [http://mpe.kmu.gov.ua/minugol/control/uk/publish/article?art\\_id=245086132&cat\\_id=35081](http://mpe.kmu.gov.ua/minugol/control/uk/publish/article?art_id=245086132&cat_id=35081)