

УДК 539.3

Баженов В.А., д-р техн. наук,  
Дехтярюк Є.С., д-р техн. наук,  
Ворона Ю.В., канд. техн. наук

## МЕТОДИКА ЧИСЕЛЬНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ НЕСТАЦІОНАРНИХ КОЛИВАНЬ ПРУЖНИХ ОБ'ЄКТІВ

Розглядаються тривимірні нестационарні коливання масивного пружного об'єкту, на частині границі якого  $\Gamma_u$  задані переміщення  $u_g(t)$ , а інша частина границі  $\Gamma_\tau$  є вільною від напружень. Якщо переміщення  $u_g(t)$  не залежать від просторових координат, то деформований стан об'єкту описується системою рівнянь у відносних переміщеннях

$$C_1^2 \frac{\partial^2 u_j(x,t)}{\partial x_j \partial x_k} + C_2^2 \frac{\partial^2 u_k(x,t)}{\partial x_j \partial x_j} = \ddot{u}_j(x,t) + \ddot{u}_g(t), \quad j, k = 1, 2, 3, \quad (1)$$

з граничними умовами

$$\begin{aligned} u_j(x,t) &= 0, \quad x \in \Gamma_u; \\ \tau_j(x,t) &= 0, \quad x \in \Gamma_\tau, \end{aligned} \quad (2)$$

де  $C_1$  і  $C_2$  - швидкості розповсюдження відповідно поздовжніх і зсувних хвиль, точками позначене диференціювання за часовою координатою. Початкові умови вважаються нульовими.

Будемо розглядати нестационарні випадкові впливи, при яких величина  $\ddot{u}_g(t)$  може бути подана наступним чином

$$\ddot{u}_g(t) = A_0 P(t) \varphi(t), \quad (3)$$

де  $A_0$  - деяка додатна константа;  $\varphi(t)$  - центрована стаціонарна випадкова функція часу,  $P(t)$  - квазіігноруюча, яку обирають, як правило, у вигляді обмеженої детерміністичної функції, що спочатку зростає до максимуму, а потім асимптотично прямує до нуля при збільшенні  $t$  [1]. Зауважимо, що таке подання часто використовується для моделювання акселерограм, які відповідають сейсмічному руху ґрунту.

Випадкову функцію часу можна подати у вигляді стохастичного інтегралу Фур'є:

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (4)$$

де спектр  $Q(\omega)$  - центрована узагальнена випадкова функція частоти  $\omega$ , що задовольняє умову стохастичної ортогональності:

$$\langle \overline{Q}(\omega) Q(\omega') \rangle = S_\varphi(\omega) \delta(\omega - \omega'); \quad (5)$$

$S_\varphi(\omega)$  - спектральна щільність процесу.

Тепер задача (1)-(2) зводиться до багаторазового розв'язання рівняння

$$C_1^2 \frac{\partial^2 u_{j\omega}(x, t)}{\partial x_j \partial x_k} + C_2^2 \frac{\partial^2 u_{k\omega}(x, t)}{\partial x_j \partial x_j} - u_{k\omega}(x, t) = A_0 P(t) e^{i\omega t} \quad (6)$$

при різних значеннях параметра  $\omega$  з подальшим чисельним визначенням кореляційної функції реакції об'єкту:

$$\begin{aligned} K_u(t_1, t_2) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_\varphi(\omega) \overline{u}_{j\omega}(x, t_1) u_{j\omega}(x, t_2) d\omega \equiv \\ &\equiv \sum_{l=-L}^L S_\varphi(\omega_l) \overline{u}_{j\omega}(x, t_1) u_{j\omega}(x, t_2) \Delta\omega. \end{aligned} \quad (7)$$

Дослідження нестационарного деформування масивного об'єкту довільної форми становить досить складну задачу, багаторазове розв'язання якої може наштотхнутись на неподоланні труднощі обчислювального характеру. З цієї точки зору привабливою виглядає ідея попереднього накопичення інформації, яка є інваріантною відносно параметрів навантаження. Такими даними є власні частоти і форми коливань. Далі в даній статті використовується підхід, що базується на методі нормальних координат, тобто кожна складова переміщення подається наступним чином

$$u_{j\omega}(x, t) = \sum_{m=1}^M \varphi_j^{(m)}(x) y_m(\omega, t), \quad (8)$$

де  $\varphi_j^{(m)}(x)$  - m-а форма коливань об'єкту, нормована таким чином, що

$$\int_V \varphi_j^{(m)} \varphi_j^{(n)} dV = \delta_{mn}. \quad (9)$$

Через  $V$  позначена область, яку займає об'єкт розрахунку.

Підстановка (8) в (6) з наступним множенням на  $\varphi_j^{(m)}(x)$  та інтегруванням за об'ємом дозволяє записати

$$y_m(\omega, t) + \Omega_m^2 y_m(\omega, t) = Q_m(t), \quad (10)$$

де

$$Q_m(t) = -A_0 P(t) e^{i\omega t} \int_V \varphi_j^{(m)} dV, \quad (11)$$

$\Omega_m$  - власна частота коливань.

Таким чином, система диференціальних рівнянь в частинних похідних перетворюється на систему звичайних незв'язних диференціальних рівнянь відносно нормальних координат  $y(\omega, t)$ , розв'язок яких отримати нескладно.

Отже, ключовим моментом чисельної методики є визначення власних частот і форм коливань. Для розв'язання багатьох видів задач механіки деформівного твердого тіла з успіхом може бути використаний апарат методу потенціалу. Визначення власних частот і форм за методом потенціалу може бути здійснено двома способами. Перший (кроковий спосіб) полягає в розв'язанні при різних значеннях частоти коливань  $\Omega$  системи рівнянь відносно амплітудних значень граничних переміщень  $u_j^*$  та напружень  $\tau_j^*$ :

$$0.5u_k^*(x, \Omega) + \int_{\Gamma_\tau} u_j^*(y, \Omega) T_{jk}^*(y, x, \Omega) d\Gamma_y = \int_{\Gamma_u} \tau_j^*(y, \Omega) U_{jk}^*(y, x, \Omega) d\Gamma_y, \quad (12)$$

де  $U_{jk}^*$  та  $T_{jk}^*$  - відповідно фундаментальна матриця В.Д.Купрадзе задачі про гармонійні усталені коливання та її узагальнена похідна [2]. Труднощі, пов'язані з реалізацією цього підходу, зумовлені складним характером залежності ядер  $U_{jk}^*$  і  $T_{jk}^*$  від частоти та необхідністю багаторазово повторювати всі етапи чисельного алгоритму для уточнення параметрів резонансного режиму.

Другий підхід базується на принципі Даламбера (інерційні сили розглядаються в якості розподіленого в об'ємі статичного навантаження). Згідно з цим підходом рух точок тіла, яке перебуває в режимі вільних коливань, підпорядкований рівнянню (формулі Соміліані)

$$\begin{aligned} 0.5u_k^*(x) + \int_{\Gamma_\tau} u_j^*(y) T_{jk}(y, x) d\Gamma_y - \int_{\Gamma_u} \tau_j^*(y) U_{jk}(y, x) d\Gamma_y = \\ = \rho \Omega^2 \int_V u_j^*(z) U_{jk}(z, x) dV_z, \quad z \in V, \end{aligned} \quad (13)$$

де  $U_{jk}$  - фундаментальна матриця Кельвіна статичної задачі.

Співвідношення (13) в порівнянні з (12) є значно простішими, крім того вони дозволяють досить легко перейти до алгебраїчної проблеми власних значень, але, з іншого боку, рівняння (13) містять в правій частині об'ємний інтеграл, обчислення якого відчутно обтяжує алгоритм розрахунку за методом потенціалу. Для підвищення ефективності чисельної методики переміщення у внутрішніх точках подаються у вигляді суми:

$$u_i^*(z) = \sum_{k=1}^K \alpha_j^{(k)} \delta_{ij} f^{(k)}(z) \quad (14)$$

і трактуються як об'ємне навантаження. Складовим навантаження за допомогою рівнянь рівноваги ставляться у відповідність поля пружних переміщень:

$$(\lambda + \mu) \frac{\partial^2 v_{im}^{(k)}(x)}{\partial x_j \partial x_m} + \mu \frac{\partial^2 v_{ij}^{(k)}(x)}{\partial x_m \partial x_m} = \delta_{ij} f^{(k)}(x). \quad (15)$$

Звісно, ці статичні переміщення і навантаження також пов'язані між собою формулою Соміліани

$$\begin{aligned} 0.5v_{im}^{(k)}(x) + \int_{\Gamma} v_{jm}^{(k)}(y) T_{jk}(y, x) d\Gamma_y - \int_{\Gamma} q_{jm}^{(k)}(y) U_{jk}(y, x) d\Gamma_y = \\ = -\delta_{im} \int_V f^{(k)}(z) U_{jk}(z, x) dV_z, \quad x, y \in \Gamma, z \in V, \end{aligned} \quad (16)$$

де  $q_{im}^{(k)}$  - поля напружень, що відповідають переміщенням  $v_{im}^{(k)}$ .

В результаті підстановки (14), (16) в (13) отримуємо інтегральне рівняння, яке містить виключно поверхневі інтеграли:

$$\begin{aligned} 0.5u_k^*(x) + \int_{\Gamma} u_j^*(y) T_{jk}(y, x) d\Gamma_y - \int_{\Gamma} \tau_j^*(y) U_{jk}(y, x) d\Gamma_y = \\ = -\rho \Omega^2 \sum_{n=1}^N \alpha_m^{(n)} \left[ 0.5v_{km}^{(n)}(x) + \int_{\Gamma} v_{jm}^{(n)}(y) T_{jk}(y, x) d\Gamma_y - \right. \\ \left. - \int_{\Gamma} q_{jm}^{(n)}(y) U_{jk}(y, x) d\Gamma_y \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Оскільки формула Соміліани є математичним записом теореми про взаємність робіт, то викладену чисельну методику з повторним

використанням вказаної формули часто називають методом граничних елементів з подвійною взаємністю (Dual Reciprocity BEM) [3].

Зрозуміло, що ефективне застосування рівняння (17) для чисельного визначення власних частот і форм можливе лише за умови вдалого вибору функцій  $f^{(k)}$ . Більшість робіт, присвячених цьому питанню [3-6], використовують подання

$$f^{(k)}(z) = f(r^{(k)}(z)), \quad (18)$$

де  $r^{(k)}(z)$  - відстань між точкою  $z$  та деякою фіксованою точкою  $y^{(k)}$ . Якщо прийняти

$$f^{(k)}(z) = r^{(k)}(z) + c, \quad (19)$$

де  $c$  - деякий характерний розмір об'єкту розрахунку, то за допомогою фундаментального тензору Гальоркіна [7] неважко знайти частинний розв'язок рівняння (15):

$$v_{jk}^{(m)}(z, y^{(m)}) = \left\{ \frac{(r^{(m)})^2}{6\mu} \delta_{jk} (c + 0.5r^{(m)}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{1-2\nu} \left[ \delta_{jk} \left( \frac{c}{5} + \frac{r^{(m)}}{12} \right) + r_{,j}^{(m)} r_{,k}^{(m)} (0.4c + 0.25r^{(m)}) \right] \right\}, \quad (20)$$

де  $r_{,j}^{(m)}(z) = \frac{z - y^{(m)}}{r^{(m)}}$ ,  $\nu$  - коефіцієнт Пуасона.

В свою чергу,

$$q_{jk}^{(m)}(z, y^{(m)}) = \lambda n_j \frac{\partial v_{ik}^{(m)}(z)}{\partial z_i} + \mu n_i \left( \frac{\partial v_{jk}^{(m)}(z)}{\partial z_i} + \frac{\partial v_{ik}^{(m)}(z)}{\partial z_j} \right) = \\ = \left\{ \frac{r^{(m)}}{1-\nu} \delta_{jk} (c + 0.5r^{(m)}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{1-2\nu} \left[ \delta_{jk} \left( \frac{c}{5} + \frac{r^{(m)}}{12} \right) + r_{,j}^{(m)} r_{,k}^{(m)} (0.4c + 0.25r^{(m)}) \right] \right\}. \quad (21)$$

Отже, ефективність алгоритму визначення власних частот і форм суттєво залежить від того, наскільки точно обчислюється об'ємний інтеграл в правій частині (13), тобто - наскільки точною є наближена рівність

$$\int_V u_j^*(z) U_{jk}(x, z) dV_z \cong \sum_{n=1}^N \alpha_m^{(n)} \left[ 0.5 v_{km}^{(n)}(x, y^{(m)}) + \int_{\Gamma} v_{jm}^{(n)}(y, y^{(m)}) T_{jk}(y, x) d\Gamma_y - \right. \\ \left. - \int_{\Gamma} q_{jm}^{(n)}(y, y^{(m)}) U_{jk}(y, x) d\Gamma \right]. \quad (22)$$

Дослідимо це питання на чисельному прикладі. Розглянемо вільні поздовжні коливання кругового циліндру, вирізаного з пружного шару, товщина якого дорівнює  $H$ . Радіусу циліндру  $R=0.5H$ . Спрямуємо вісь  $x_3$  вздовж осі циліндру. Амплітуди переміщень точок циліндру, що відповідають  $i$ -й формі коливань, змінюються в залежності від  $x_3$  за законом

$$u_1^{(i)} = u_2^{(i)} = 0; \quad u_3^{(i)} = A \sin \frac{\Omega_i x_3}{C_1}, \quad (23)$$

де  $\Omega_i = (2i-1) \frac{\pi C_1}{2H}$  - власна частота.

Якщо розташувати полюс інтегрування  $x$  в початку координат, то з урахуванням симетрії об'ємний інтеграл зводиться до одновимірною:

$$I(i) = \rho \Omega_i^2 \int_V u_3^{(i)}(z) U_{33}(x, z) dV_z = \\ = \frac{A(2i-1)^2 (\lambda + 2\mu) \pi^2}{32\mu(1-\nu)H^2} \int_0^H \left[ \sin \left[ \frac{(2i-1)\pi_i z_3}{H} \right] \cdot (3-4\nu) \sqrt{R^2 + z_3^2} - \right. \\ \left. - \frac{z_3^2}{\sqrt{R^2 + z_3^2}} - 2(1-2\nu)z_3 \right] dz_3, \quad (24)$$

який є регулярним і легко обчислюється за квадратурними формулами. З іншого боку, цей об'ємний інтеграл за викладеною вище методикою може бути наближено поданий у вигляді суми поверхневих інтегралів:

$$I(i) = \rho \Omega_i^2 \int_V u_3^{(i)}(z) U_{33}(x, z) dV_z \cong \rho \Omega_i^2 \sum_{n=1}^N \alpha_3^{(n)} \left[ 0.5 v_{33}^{(n)}(x, y^{(n)}) + \right. \\ \left. + \int_{\Gamma} v_{j3}^{(n)}(y, y^{(n)}) T_{3j}(y, x) d\Gamma_y - \int_{\Gamma} q_{33}^{(n)}(y, y^{(n)}) U_{33}(y, x) d\Gamma \right]. \quad (25)$$

Після переходу до циліндричної системи координат інтеграли в правій частині (25) обчислюються в межах кожного з фрагментів поверхні за квадратурними формулами. Особливої уваги потребує випадок, коли областю інтегрування є нижній круговий торець циліндру, що містить полюс  $x$ , внаслідок чого відповідні інтеграли є сингулярними. Другий з інтегралів після параметризації перетворюється на регулярний:

$$\int_0 q_{33}^{(n)}(y, y^{(n)}) U_{33}(y, x) d\Gamma = \int_0^{2\pi} \int_0^R q_{j3}^{(n)}(\rho, \theta, y^{(n)}) \cdot \frac{(3-4\nu)}{16\pi\mu(1-\nu)} d\rho d\theta,$$

обчислення якого не становить труда.

Перший з інтегралів після параметризації перетворюється на

$$\begin{aligned} \int_0 v_{j3}^{(n)}(y, y^{(n)}) T_{3j}(y, x) d\Gamma = \\ = \frac{(1-2\nu)}{8\pi(1-\nu)} \int_0^{2\pi} \int_0^R [v_{13}^{(n)}(\rho, \theta, y^{(n)}) \cos \theta - v_{23}^{(n)}(\rho, \theta, y^{(n)}) \sin \theta] \frac{1}{\rho} d\rho d\theta, \end{aligned} \quad (26)$$

тобто на інтеграл, що має особливість при  $\rho = 0$ . Для регуляризації такого інтеграла зазвичай використовують формулу Гауса [8]:

$$\int_D T_{ij}(y, x) d\Gamma = 0, \quad (27)$$

де  $D$  – замкнена поверхня.

Це дозволяє замість інтеграла

$$\int_{\Gamma} v_{j3}^{(n)}(y, y^{(n)}) T_{3j}(y, x) d\Gamma$$

обчислювати еквівалентний йому

$$\int_{\Gamma} [v_{j3}^{(n)}(y, y^{(n)}) - v_{j3}^{(n)}(x, y^{(n)})] T_{3j}(y, x) d\Gamma.$$

Тоді (26) замінюється інтегралом

$$\begin{aligned} \int_0 [v_{j3}^{(n)}(y, y^{(n)}) - v_{j3}^{(n)}(x, y^{(n)})] T_{3j}(y, x) d\Gamma = \\ = \frac{(1-2\nu)}{8\pi(1-\nu)} \int_0^{2\pi} \int_0^R \{ [v_{13}^{(n)}(\rho, \theta, y^{(n)}) - v_{13}^{(n)}(0, 0, y^{(n)})] \cos \theta - \end{aligned} \quad (28)$$

$$-\left[v_{23}^{(n)}(\rho, \theta, y^{(n)}) - v_{23}^{(n)}(0, 0, y^{(n)})\right] \sin \theta \left\} \frac{1}{\rho} d\rho d\theta,$$

який є регулярним, оскільки при  $\rho = 0$  вираз у фігурних дужках дорівнює нулю.

Тепер можна обчислити об'ємний інтеграл, як за формулою (24), так і за (25) при різній кількості перерізів  $N$  (в цих перерізах розташовані допоміжні точки, від яких вимірюються відстані  $r^{(m)}$ ). Результати обчислень величини  $I(i)$  при  $A=1\text{м}$  для перших трьох власних частот зведені в таблицю і свідчать про задовільну збіжність результатів при зростанні кількості допоміжних точок. Природно, що так само буде зростати точність визначення власних частот і форм.

Таблиця 1

| N  | Перша частота |                 | Друг частота |                 | Третя частота |                 |
|----|---------------|-----------------|--------------|-----------------|---------------|-----------------|
|    | $\int_V$      | $\sum_{\Gamma}$ | $\int_V$     | $\sum_{\Gamma}$ | $\int_V$      | $\sum_{\Gamma}$ |
| 3  | 0,3983        | 0,3760          | 2,372        | 1,659           | 3,790         | -4,609          |
| 4  |               | 0,3866          |              | 2,079           |               | 0,774           |
| 6  |               | 0,3914          |              | 2,241           |               | 2,234           |
| 9  |               | 0,3935          |              | 2,293           |               | 2,886           |
| 11 |               | 0,3952          |              | 2,325           |               | 3,106           |
| 15 |               | 0,3966          |              | 2,412           |               | 3,511           |

Після того, як знайдені власні пари, подальше розв'язання задачі стає досить простим. Якщо прийняти, що квазіігинаюча має вигляд

$$P(t) = te^{-ct} \eta(t), \quad (29)$$

де  $\eta(t)$  - одинична функція Хевісайда, та припустити, що внутрішнє тертя в матеріалі характеризується параметром демпфірування  $\xi$ , то рівняння (10) набуде такого вигляду:

$$y_m(\omega, t) + 2\xi \Omega_m y_m(\omega, t) + \Omega_m^2 y_m(\omega, t) = B_m te^{(i\omega - c)t} \eta(t), \quad (30)$$

де

$$B_m = -\frac{2A_0 R}{2m-1} \sqrt{\frac{2H}{\pi}}.$$

Розв'язок цього рівняння може бути поданий наступним чином:

$$y_m(\omega, t) = y_m^{(1)} + y_m^{(2)}, \quad (31)$$

де

$$y_m^{(1)} = B_m \cdot \frac{\exp(-\xi \Omega_m t)}{(\beta^2 + 2\xi \Omega_m \beta + \Omega_m^2)^2} \left[ 2(\beta + \xi \Omega_m) \cos(\Omega_m^D t) + \frac{2(\beta + \xi \Omega_m) \xi \Omega_m - \Omega_m^2 + \beta^2}{\Omega_m^D} \sin(\Omega_m^D t) \right], \quad (32)$$

$$y_m^{(2)} = B_m \cdot \frac{\exp(-\xi \Omega_m t)}{(\beta^2 + 2\xi \Omega_m \beta + \Omega_m^2)^2} \left[ (\beta^2 + 2\xi \Omega_m \beta + \Omega_m^2) \cdot t - 2(\beta + \xi \Omega_m) \right], \quad (33)$$

$$\beta = i\omega - c, \quad \Omega_m^D = \Omega_m \sqrt{1 - \xi^2}.$$

Тепер за допомогою співвідношень (7), (8), (23) отримуємо дисперсію переміщень точок циліндру:

$$\sigma_u^2(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^M \varphi_j^{(m)} \bar{y}_m \cdot \sum_{m=1}^M \varphi_j^{(m)} y_m \cdot S_{\varphi}(\omega) d\omega. \quad (34)$$

На верхній грані циліндру

$$\varphi_j^{(m)}(H) = (-1)^{m+1} \delta_{j3} \sqrt{\frac{2}{\pi R^2 H}},$$

звідки

$$\sigma_u^2(H, t) = \frac{2\delta_{j3}}{\pi R^2 H} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^M (-1)^m \bar{y}_m \cdot \sum_{m=1}^M (-1)^m y_m \cdot S_{\varphi}(\omega) d\omega. \quad (35)$$

На рисунку 1 зображені графіки залежності від часу

величини  $\frac{\sigma_u^2(H, t)}{D^2}$ , в якій

$$D = (HC_1^{-1})^3.$$

При проведенні чисельних розрахунків були прийняті такі значення геометричних і фізичних параметрів:  $R = 5$  м,  $H = 10$  м,  $\rho = 2500$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu = 0,25$ ,  $E = 200$  Мпа,  $\xi = 0,025$ .

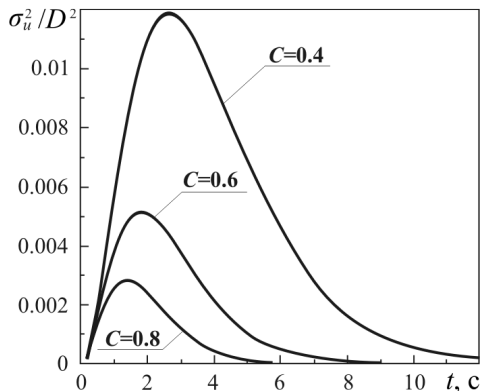


Рис. 1. Нормовані дисперсії переміщень верхньої грані циліндру

Також вважалось, що стаціонарна складова прискорення відповідає процесу з прихованою періодичністю, спектральна щільність якого має вигляд:

$$S_{\varphi}(\omega) = \frac{2\alpha\theta^2}{\pi} \cdot \frac{1}{(\omega^2 - \theta^2)^2 + 4\alpha^2\omega^2},$$

де  $\alpha = 6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\theta = 15 \text{ с}^{-1}$ .

Наведені дані свідчать про працездатність запропонованої чисельної методики.

1. *Болотин В.В.* Случайные колебания упругих систем. – М.: Наука, 1979. – 336 с.
2. *Купрадзе В.Д.* Методы потенциала в теории упругости. – М.: Ф-М, 1963. – 472 с.
3. *Бреббия К., Теллес Ж., Вроубел Л.* Методы граничных элементов. – М.: Мир, 1987. – 524 с.
4. *Agnantiaris J.P., Polyzos D., Beskos D.E.* Three-dimensional structural vibration analysis by the Dual Reciprocity BEM // *Computational Mechanics*, 1998. – vol. 21. – P. 372-381.
5. *Golberg M.A., Chen C.S., Bowman H., Power H.* Some comments on the use of Radial Basis Functions in the Dual Reciprocity Method // *Computational Mechanics*, 1998. – vol. 21. – P. 141-148.
6. *Chen W., Tanaka M.* *New Insights in Boundary-only and Domain-type RBF Methods* // *International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulation*, 2000. – vol. 1. – P. 145-151.
7. *Кременец Е.И., Ройтфарб И.З.* Учет массовых сил в граничных интегральных уравнениях для исследования упругих тел, взаимодействующих с внешними полями. – Киев, 1983. – 26 с.: Рукопись предст. Киев.инж.-строит.ин-т. Деп.в УкрНИИТИ 06.01.83, № 8 Ук-Д83.
8. *Партон В.З., Перлин П.И.* Методы математической теории упругости. – М.: Наука, 1981. – 688 с.

*Матеріал надійшов до редакції 06.08.04.*