

ПЛОСКА ДЕФОРМАЦІЯ ТРАНСВЕРСАЛЬНО-ІЗОТРОПНОГО ШАРУ ПЕРІОДИЧНОЮ СИСТЕМОЮ ЖОРСТКИХ ГЛАДКИХ ШТАМПІВ

На основі операторного розв'язку С. Г. Лехніцького просторової задачі про пружну рівновагу трансверсально-ізотропного шару одержано інтегральне рівняння Фредгольма другого роду для контактної тиску. Його розв'язок знайдено методом механічних квадратур з використанням формули Мелера. Досліджено вплив геометричних параметрів і параметрів анізотропії на максимум контактної тиску та зовнішнє зусилля на штамп. Наведено оцінку похибки розв'язку задачі за теорією пластин Тимошенка з додатковим урахуванням обтиснення.

Періодична контактна задача про циліндричний згин ізотропного пружного шару жорсткими гладкими штампями ґрунтовно вивчена у працях [1, 9]. У пропонованій статті цю задачу досліджено для трансверсально-ізотропного шару.

Розглянемо нескінченний трансверсально-ізотропний шар товщини $2h$, площини ізоотропії якого паралельні до серединної поверхні Oxy . Шар знаходиться в умовах плоскої деформації під дією періодичної системи жорстких гладких штампів, розміщених зі сталим кроком 2ℓ (рис. 1).

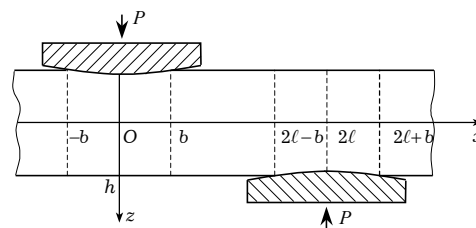


Рис. 1

Позначимо через u , w пере-

міщення точок шару в напрямі осей Ox та Oz відповідно. Деформації в шарі визначаються співвідношеннями Коші

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \varepsilon_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1)$$

а напруження – узагальненим законом Гука:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{(1 - \nu_1 \nu_2)E}{(1 + \nu)\mu_0} \varepsilon_x + \frac{\nu_1 E}{\mu_0} \varepsilon_z, & \tau_{xz} &= 2G_1 \varepsilon_{xz}, \\ \sigma_z &= \frac{\nu_1 E}{\mu_0} \varepsilon_x + \frac{(1 + \nu)E_1}{\mu_0} \varepsilon_z, \end{aligned} \quad (2)$$

де E , ν – модуль Юнга та коефіцієнт Пуассона в площинах ізоотропії; E_1 , ν_1 , G_1 – модуль Юнга, коефіцієнт Пуассона та модуль зсуву у перпендикулярному напрямку; $\nu_2 = \frac{\nu_1 E}{E_1}$, $\mu_0 = 1 - \nu - 2\nu_1 \nu_2$.

Нехай b – півширина зони контакту. Тоді статичні та кінематичні крайові умови задачі запишуться так:

$$\begin{aligned} \sigma_z &= 0, & z &= -h, & |x - 2\ell(2k + 1)| &< 2\ell - b, \\ \sigma_z &= 0, & z &= h, & |x - 4\ell k| &< 2\ell - b, \\ \tau_{xz} &= 0, & z &= \pm h; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} w &= f(x) + \Delta, & z &= -h, & |x - 4\ell k| &\leq b, \\ w &= -f(x - 2\ell) + \Delta, & z &= h, & |x - 2\ell(2k + 1)| &\leq b, \quad k \in \mathbb{Z}, \end{aligned} \quad (4)$$

де $f(x)$ – 4ℓ -періодичне продовження функції, яка описує поверхню штампа на проміжку $|x| < \ell$; Δ – осадка штампа.

Введемо такі позначення:

$$s_0^2 = \frac{G}{G_1}, \quad \lambda = \frac{2}{1-\nu}(s_0^2 - \nu_2), \quad \mu = \frac{E(1-\nu_1\nu_2)}{E_1(1-\nu^2)}, \quad H = E\nu_1 + G_1\mu_0,$$

$$\theta_i = \frac{2GG_1(1-\nu_1\nu_2)}{H} + \frac{G_1E\nu_1}{H}s_i^2, \quad \gamma_i = \frac{2G(1-\nu_1\nu_2)}{H} - \frac{G_1\mu_0}{H}s_i^2, \quad i = 1, 2,$$

$d = \frac{2(1-\nu_1\nu_2)(s_1+s_2)}{Es_1s_2}$; s_1^2, s_2^2 – корені рівняння $s^4 - \lambda s^2 + \mu = 0$; $\partial = \frac{\partial}{\partial x}$ – оператор диференціювання за x ; $\mu > 0$, що впливає з додатності пружного потенціалу.

Розв'язок просторової задачі про пружну рівновагу трансверсально-ізотропного шару отримано в операторному вигляді С. Г. Лехніцьким [3]. З нього випливають такі вирази для переміщень u, w для випадку плоскої деформації шару під дією нормального навантаження $\sigma_z(x, \pm h)$:

$$u = (s_1\theta_2 \cos s_1z\partial \sin s_2h\partial - s_2\theta_1 \cos s_2z\partial \sin s_1h\partial)\chi + (-s_1\theta_2 \sin s_1z\partial \cos s_2h\partial + s_2\theta_1 \sin s_2z\partial \cos s_1h\partial)\psi, \quad (5)$$

$$w = (-\gamma_1\theta_2 \sin s_1z\partial \sin s_2h\partial + \gamma_2\theta_1 \sin s_2z\partial \sin s_1h\partial)\chi + (-\gamma_1\theta_2 \cos s_1z\partial \cos s_2h\partial + \gamma_2\theta_1 \cos s_2z\partial \cos s_1h\partial)\psi, \quad (6)$$

де χ, ψ – функції напружень, які задовольняють рівняння

$$L^+(h^2\partial^2)\chi = p^+, \quad L^-(h^2\partial^2)\psi = p^-, \quad (7)$$

$$L^\pm(h^2\partial^2) \equiv \frac{1}{2}h\partial[(s_1+s_2)\sin(s_1-s_2)h\partial \pm (s_1-s_2)\sin(s_1+s_2)h\partial], \quad (8)$$

$$p^\pm(x) = \frac{1}{2}(\sigma_z(x, h) \pm \sigma_z(x, -h)).$$

Подамо контактний тиск на шар у формі рядів Фур'є:

$$q(x) = -\sigma_z(x, -h) = \sum_{k=0}^{\infty} q_k \cos \omega_k x, \\ q(x-2\ell) = -\sigma_z(x, h) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k q_k \cos \omega_k x, \quad (9)$$

де q_k – коефіцієнти Фур'є

$$q_k = \frac{1}{2\ell} \int_{-b}^b q(x) \cos(\omega_k x) dx, \quad \omega_k = \frac{k\pi}{2\ell}, \quad k \in \mathbb{N}, \quad q_0 = \frac{1}{4\ell} \int_{-b}^b q(x) dx. \quad (10)$$

Тоді для правих частин рівнянь (7) отримаємо вирази

$$p^+ = - \sum_{k=0}^{\infty} q_{2k} \cos \omega_{2k} x, \quad p^- = - \sum_{k=0}^{\infty} q_{2k+1} \cos \omega_{2k+1} x,$$

а періодичні розв'язки цих рівнянь запишемо у вигляді рядів Фур'є так:

$$\chi = - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q_{2k}}{\Delta_{2k}^+} \cos \omega_{2k} x, \quad \psi = - \sum_{k=0}^{\infty} \frac{q_{2k+1}}{\Delta_{2k+1}^-} \cos \omega_{2k+1} x, \quad (11)$$

$$\Delta_n^\pm = \frac{\gamma_n}{2} [(s_1+s_2)\sin(s_1-s_2)\gamma_n \pm (s_1-s_2)\sin(s_1+s_2)\gamma_n], \quad \gamma_n = \omega_n h.$$

Вирази для переміщень та напружень отримуємо на основі співвідношень (5), (6) та (1), (2) безпосереднім диференціюванням функцій напружень (11). Так, вираз для поздовжнього нормального напруження σ_x має вигляд

$$\begin{aligned} \sigma_x(x, \zeta) = & \\ = \sqrt{\mu} \sum_{k=0,2,4}^{\infty} \frac{s_1 \operatorname{ch}(s_1 \gamma_k \zeta) \operatorname{sh}(s_2 \gamma_k) - s_2 \operatorname{ch}(s_2 \gamma_k \zeta) \operatorname{sh}(s_1 \gamma_k)}{s_2 \operatorname{ch}(s_1 \gamma_k) \operatorname{sh}(s_2 \gamma_k) - s_1 \operatorname{ch}(s_2 \gamma_k) \operatorname{sh}(s_1 \gamma_k)} q_k \cos \omega_k x + & \\ + \sqrt{\mu} \sum_{k=1,3,5}^{\infty} \frac{s_1 \operatorname{sh}(s_1 \gamma_k \zeta) \operatorname{ch}(s_2 \gamma_k) - s_2 \operatorname{sh}(s_2 \gamma_k \zeta) \operatorname{ch}(s_1 \gamma_k)}{-s_2 \operatorname{sh}(s_1 \gamma_k) \operatorname{ch}(s_2 \gamma_k) + s_1 \operatorname{sh}(s_2 \gamma_k) \operatorname{ch}(s_1 \gamma_k)} q_k \cos \omega_k x, & \quad (12) \end{aligned}$$

де $\zeta = \frac{z}{h}$ – безрозмірна координата вздовж осі Oz .

Запишемо вираз для вертикального переміщення поверхні шару $z = -h$, виділивши в ньому повільно збіжну частину ряду:

$$w(\varphi, -h) = \frac{\ell d}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{q_k}{k} \cos k\varphi + \frac{q_k}{k} C_k \cos k\varphi \right), \quad \varphi = \frac{\pi x}{2\ell}, \quad (13)$$

де для k непарних ($k = 2m - 1$)

$$C_{2m-1} = \frac{s_1 \exp(-s_2 \gamma_{2m-1}) \operatorname{ch}(s_1 \gamma_{2m-1}) - s_2 \exp(-s_1 \gamma_{2m-1}) \operatorname{ch}(s_2 \gamma_{2m-1})}{s_1 \operatorname{ch}(s_1 \gamma_{2m-1}) \operatorname{sh}(s_2 \gamma_{2m-1}) - s_2 \operatorname{sh}(s_1 \gamma_{2m-1}) \operatorname{ch}(s_2 \gamma_{2m-1})},$$

а для парних ($k = 2m$)

$$C_{2m} = \frac{-s_1 \exp(-s_2 \gamma_{2m}) \operatorname{sh}(s_1 \gamma_{2m}) + s_2 \exp(-s_1 \gamma_{2m}) \operatorname{sh}(s_2 \gamma_{2m})}{s_1 \operatorname{ch}(s_2 \gamma_{2m}) \operatorname{sh}(s_1 \gamma_{2m}) - s_2 \operatorname{ch}(s_1 \gamma_{2m}) \operatorname{sh}(s_2 \gamma_{2m})}.$$

Випадак ізотропного матеріалу, $s_1 = 1, s_2 = 1$, отримуємо граничним переходом $s_1 \rightarrow 1, s_2 \rightarrow 1$.

Після підстановки в (13) значень коефіцієнтів Фур'є (10) і підсумовування першої частини цього ряду отримаємо

$$\begin{aligned} w(\varphi, -h) = & \\ = \frac{\ell d}{\pi^2} \left[- \int_{-\theta}^{\theta} q(\tau) \ln \left| 2 \sin \frac{\varphi - \tau}{2} \right| d\tau + \int_{-\theta}^{\theta} q(\tau) \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{C_k}{k} \cos k\varphi \cos k\tau \right) d\tau \right], & \quad (14) \end{aligned}$$

де $\theta = \frac{\pi b}{2\ell}$ – безрозмірна величина зони контакту.

З умов контакту на переміщення (4) отримуємо інтегральне рівняння Фредгольма першого роду для визначення безрозмірного контактного тиску $\bar{q}(\varphi) = \frac{Rd}{\ell} q(\varphi)$. Зокрема, для параболічного штампа з кривиною $1/R$ в точці

$x = 0$, форма поверхні якого описується функцією $f(x) = -\frac{x^2}{2R} = -\frac{2\ell^2 \varphi^2}{\pi^2 R}$, $|x| < \ell$, це рівняння має вигляд

$$\int_{-\theta}^{\theta} \bar{q}(\tau) \ln \left| 2 \sin \frac{\varphi - \tau}{2} \right| d\tau = \int_{-\theta}^{\theta} \bar{q}(\tau) \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{C_k}{k} \cos k\varphi \cos k\tau \right) d\tau + \varphi^2 + \delta, \quad (15)$$

де δ – безрозмірна осадка штампа.

Рівняння (15) перетворимо до рівняння Фредгольма другого роду шляхом обернення інтеграла в правій частині рівності на основі розв'язку І. А. Штаермана інтегрального рівняння періодичної контактної задачі для

півплощини [8]. Тоді отримаємо

$$\bar{q}(\varphi) + \frac{X(\varphi)}{\pi} \int_{-\theta}^{\theta} \bar{q}(\tau) \left(\sum_{k=1}^{\infty} C_k \omega_k(\varphi) \cos k\tau \right) d\tau = \frac{1}{\pi} b(\varphi), \quad (16)$$

де

$$\omega_k(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta}^{\theta} \frac{\sin n\tau d\tau}{X(\tau) \sin \frac{\tau - \varphi}{2}} = \sum_{s=0}^{k-1} P_s(\cos \theta) \cos \left(k - s - \frac{1}{2} \right) \varphi,$$

$$b(\varphi) = \frac{X(\varphi)}{\pi} \int_{-\theta}^{\theta} \frac{(\tau - \varphi) d\tau}{X(\varphi) \sin \frac{\tau - \varphi}{2}}, \quad X(\varphi) = \sqrt{2(\cos \varphi - \cos \theta)},$$

$P_k(\cos \theta)$ – поліноми Лежандра.

Для чисельного розв'язування інтегрального рівняння (16) застосовували метод механічних квадратур з використанням квадратурної формули Мелера [2]:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\theta}^{\theta} \frac{f(\alpha) d\alpha}{X(\alpha)} = \frac{\pi}{m} \sum_{j=1}^m \frac{f(\alpha_j)}{\cos \frac{\alpha_j}{2}}, \quad \alpha_j = -2 \arcsin \left(\sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{2j-1}{2m} \right),$$

$$j = 1, \dots, m. \quad (17)$$

Подаючи контактний тиск у вигляді

$$\bar{q}(\varphi) = X(\varphi)Y(\varphi),$$

і застосовуючи цю квадратурну формулу, отримуємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь для визначення вузлових значень невідомої функції $Y_i = Y(\varphi_i)$, $i = 1, \dots, m$:

$$Y_i + \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m Y_j \frac{X^2(\varphi_j)}{\cos \left(\frac{\varphi_j}{2} \right)} \sum_{k=1}^n C_k \omega_k(\varphi_i) \cos k\varphi_j =$$

$$= \frac{1}{\pi m} \sum_{j=1}^m \frac{\varphi_j - \varphi_i}{\sin \left(\frac{\varphi_j - \varphi_i}{2} \right) \cos \left(\frac{\varphi_j}{2} \right)}.$$

Обчислення навантаження на штамп здійснюється за квадратурною формулою (17).

Точність розв'язку задачі залежить від кількості вузлів квадратурної формули m та утримуваної кількості членів ряду n у ядрі інтегрального рівняння. Варіацією цих параметрів встановлено, що значення $m = 199$ та $n = 50$ забезпечують три точні знаки для максимуму контактної тиску та зовнішнього зусилля.

Коефіцієнти Фур'є після адитивного виділення кореневої особливості на краю зони контакту обчислювали за значеннями контактної тиску у вузлах методом Філона [2] з використанням квадратичної апроксимації.

Для розрахунку напружень після виділення за необхідності повільно збіжної частини рядів достатньо обмежитися 100-ма членами ряду Фур'є.

Як показали числові розрахунки, визначальним геометричним параметром задачі є відносна ширина зони контакту b/h . Контактний тиск віднесений до зовнішнього зусилля $\tilde{q} = 2bq/P$, а, отже, й аналогічні безрозмірні величини для напружень у шарі, мало залежать від відстані між штампамі l/h . Цей висновок погоджується з розв'язками вихідної задачі за прикладними теоріями пластин з урахуванням обтиснення [1, 5–7], де безрозмірний контактний тиск \tilde{q} не залежить від параметра l/h .

Наведемо результати числових розрахунків для шару відносної товщини $h/\ell = 0.05$, коли коефіцієнти Пуассона матеріалу шару однакові, $\nu = \nu_1 = 0.3$. Табл. 1 ілюструє залежність безрозмірного зовнішнього зусилля на штамп $P^* = 3\ell R d P / h^3$ від довжини зони контакту b/h і параметрів анізотропії. Тут розглянуто випадки $E/E_1 = 1.0$, $G/G_1 = 0.25, 1.0, 4.0$ і $G/G_1 = 1.0$, $E/E_1 = 0.25, 1.0, 4.0$.

Таблиця 1

b/h	$E/E_1 = 1.0$			$G/G_1 = 1.0$	
	G/G_1			E/E_1	
	0.25	1.0	4.0	0.25	4.0
1.0	0.674	0.941	1.424	0.477	1.320
2.0	0.722	1.032	1.680	0.515	1.468
4.0	0.803	1.153	1.932	0.577	1.626
6.0	0.910	1.302	2.178	0.652	1.840
8.0	1.049	1.496	2.481	0.749	2.117
10.0	1.238	1.756	2.879	0.880	2.491
12.0	1.508	2.124	3.426	1.065	3.022
14.0	1.928	2.687	4.230	1.349	3.840
16.0	2.673	3.655	5.524	1.839	5.265
18.0	4.382	5.733	7.971	2.904	8.410

Максимуми безрозмірного контактного тиску $\tilde{q}^* = \max \tilde{q}$ для цих випадків наведено у табл. 2.

Таблиця 2

b/h	$E/E_1 = 1.0$			$G/G_1 = 1.0$	
	G/G_1			E/E_1	
	0.25	1.0	4.0	0.25	4.0
1	1.25	1.24	1.21	1.17	1.26
2	1.14	1.12	1.10	1.27	1.13
4	2.35	1.97	1.52	2.38	1.80
6	3.55	2.99	2.19	3.61	2.80
8	4.76	4.01	2.91	4.83	3.74
10	5.96	5.02	3.63	6.05	4.68
12	7.14	6.01	4.33	7.22	5.61
14	8.30	6.98	5.02	8.35	6.53
16	9.43	7.92	5.66	9.43	7.43
18	10.56	8.86	6.33	10.54	8.33

На рис. 2 показано розподіл безрозмірного контактного тиску \tilde{q} для довжини зони контакту $b/h = 5.0$. Криві 1–3 отримано при $G/G_1 = 1.0$ і відповідають відношенню модулів пружності $E/E_1 = 0.25, 1.0, 4.0$. На цьому рисунку зображено також розподіл контактного тиску для довжини зони контакту $b/h = 1.0$. У цьому випадку залежність від параметра анізотропії E/E_1 є малою, тому відповідні криві не нумеровано.

На рис. 3 для шару відносної товщини $h/\ell = 0.2$ з механічними параметрами $\nu = \nu_1 = 0.3$, $E/E_1 = 1$ показано залежність максимуму $\tilde{\sigma}_x^*$ безрозмірного поздовжнього нормального напруження $\tilde{\sigma}_x = 2b\sigma_x/P$ і максимуму контактного тиску \tilde{q}^* від довжини зони контакту. Криві 1–3 відповідають відношенням модулів зсуву $G/G_1 = 0.25, 1.0, 4.0$. Для зон контакту $b/h \geq 1$ максимум поздовжнього напруження значно перевищує максимум контактного тиску. При зменшенні відносної величини зони контакту b/h до 0.5 максимум контактного тиску стає порівняльним з максимумом поздовжнього напруження.

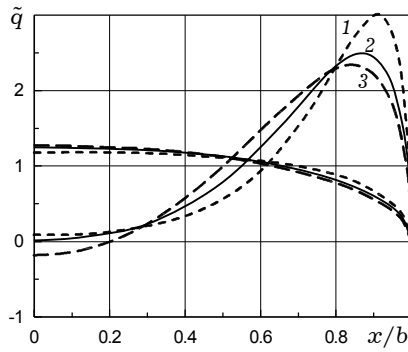


Рис. 2

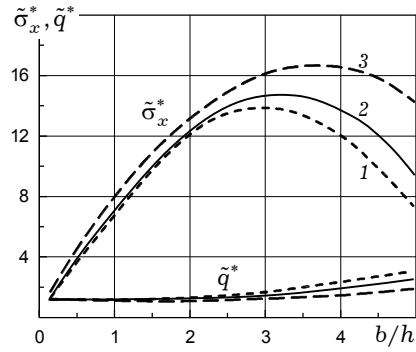


Рис. 3

З наведених табличних і графічних даних бачимо, що вплив параметрів анізотропії на безрозмірний контактний тиск \tilde{q}^* зростає зі збільшенням відносної ширини зони контакту b/h .

Проведено порівняння максимуму контактної тиску та зусилля на штамп з результатами, отриманими за теорією пластин Тимошенка з додатковим урахуванням обтиснення [5, 6]. Ця уточнена теорія пластин за належного вибору коефіцієнтів зсуву та обтиснення дає правильне асимптотичне зображення за степенями відносної товщини переміщення поверхні пластини порівняно з просторовою задачею для трансверсально-ізотропного шару [4, 7]. Її точність у контактних задачах згину пластин для ізотропного випадку досліджена в роботах [5–7].

Проведені дослідження для $\nu = \nu_1 = 0.3$ і параметрів анізотропії $0.25 \leq E/E_1 \leq 4.0$ і $0.25 \leq G/G_1 \leq 4.0$ дозволили сформулювати такі висновки. Теорія пластин Тимошенка з додатковим урахуванням обтиснення за вибору коефіцієнтів зсуву та обтиснення за формулами роботи [4] для пластин відносної товщини $h/\ell = 0.05$ для фіксованої зони контакту в діапазоні $1 \leq b/h$ та $b/\ell \leq 0.8$ дає похибку для зовнішнього зусилля, не більшу ніж 3 %, а для максимуму контактної тиску – не більшу ніж 10 %. Зі зменшенням відносної товщини шару не спостерігається значного зменшення цих похибок, так, при $h/\ell = 0.025$ для зазначених зон контакту вони близькі до вказаних.

1. Григолюк Э. И., Толкачев В. М. Контактные задачи теории пластин и оболочек. – Москва: Машиностроение, 1980. – 416 с.
2. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. – Москва: Наука, 1967. – 500 с.
3. Лехницкий С. Г. Упругое равновесие трансверсально-изотропного слоя и толстой плиты // Прикл. математика и механика. – 1962. – 26, № 4. – С. 687–696.

4. Прокопишин И. А. Численное решение двумерных контактных задач изгиба пластин с учетом обжатия / Львов. ун-т. – Львов, 1987. – 51 с. – Деп. в УкрНИИНТИ 05.05.87, № 1387-Ук87.
5. Прокопишин И. А., Хлебников Д. Г. Асимптотический анализ решения теории упругости для трансверсально-изотропного слоя и построение уточненных теорий пластин для контактных задач // Исследования по теории пластин и оболочек. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1992. – Вып. 24. – С. 108–113.
6. Прокопишин И. А., Сулим Г. Т., Хлебников Д. Г. Квазистатичне відшарування плоско здеформованої пластини від вінклерової основи // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 1999. – **35**, № 5. – С. 33–38.
7. Хлебников Д. Г., Паращак О. М. Контактна задача згину трансверсально-ізо- тропної пластини гладким штампом // Доп. АН УРСР. Сер. А. – 1980. – № 1. – С. 54–57.
8. Штаерман И. Я. Контактная задача теории упругости. – Москва–Ленинград: Гостехиздат, 1949. – 272 с.
9. Keer L. M., Silva M. A. Bending of a cantilever brought gradually into contact with a cylindrical supporting surface // Int. J. Mech. Sci. – 1970. – **12**, No. 9. – P. 751–760.

ПЛОСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ТРАНСВЕРСАЛЬНО-ИЗОТРОПНОГО СЛОЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ ЖЕСТКИХ ГЛАДКИХ ШТАМПОВ

На основе операторного решения С. Г. Лехницкого задачи об упругом равновесии трансверсально-изотропного слоя получено интегральное уравнение Фредгольма второго рода для контактного давления. Его численное решение осуществлено методом механических квадратур с использованием формулы Мелера. Исследовано влияние геометрических параметров и параметров анизотропии на максимум контактного давления и внешнее усилие на штамп. Получена оценка погрешности решения задачи по теории пластин Тимошенко с дополнительным учетом обжатия.

PLANE DEFORMATION OF ELASTIC TRANSVERSALLY-ISOTROPIC LAYER BY PERIODIC ARRAY OF RIGID SMOOTH PUNCHES

The Fredholm second-kind integral equation for contact pressure is obtained on the base of Lekhnitsky operational solution of the elasticity problem for transversally-isotropic layer. Numerical solution to the equation is found by means of the Mehler quadrature rule. Influence of the geometric and anisotropy parameters on the maximum of contact pressure and punch load is analyzed. The error estimate of the solution by the refined Timoshenko plate theory taking into account the effect of transversal compression is obtained.

Львів нац. ун-т ім. Івана Франка, Львів

Одержано
20.07.04