

## ТЕРМОНАПРУЖЕНИЙ СТАН НЕСКІНЧЕННОЇ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ОБОЛОНКИ ІЗ ЗАЛЕЖНИМИ ВІД КООРДИНАТИ КОЕФІЦІЄНТАМИ ТЕПЛОВІДДАЧІ І ТЕМПЕРАТУРОЮ ЗОВНІШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

*Досліджено напружено-деформований стан нескінченної циліндричної оболонки, спричинений різницею температур зовнішнього середовища на лицевих поверхнях і залежністю від координати коефіцієнтів тепловіддачі з них. Контур оболонки на нескінченності вільний від зусиль і моментів, враховано також вплив кривини оболонки на розподіл температури та напружень. Задачу теплопровідності зведено до взаємозв'язаної системи інтегральних рівнянь Фредгольма другого роду, яку розв'язано чисельно методом квадратурних формул. Наведено результати числового аналізу розподілу температурних характеристик, прогину, зусилля і згинальних моментів.*

У процесі дії нерівномірного температурного навантаження (за локального нагріву або нагріву на поверхнях малих розмірів) на обох лицевих поверхнях кругової замкненої циліндричної оболонки виникають температурні напруження, для знаходження яких важливе значення має урахування змінності за координатою коефіцієнтів тепловіддачі з цих поверхонь.

Рівняння теплопровідності тонкостінних елементів конструкцій із залежними від координати коефіцієнтами тепловіддачі наведено у роботах [7, 8]. Плосконапружений стан кругової циліндричної оболонки, яка нагрівається по кільцевій області внутрішніми джерелами тепла та зовнішньою температурою, вивчали у [2, 10] на основі методу, розробленого у монографії [6]. Термонапруження у пластинках зі змінними коефіцієнтами тепловіддачі досліджували автори у працях [3, 8, 9, 17, 18] різними методами, зокрема, запропонованими у [4–6, 11]. Знаходженню змінних коефіцієнтів тепловіддачі у пластинках присвячено роботи [15, 16]. Врахування впливу температурного моменту у рівняннях теплопровідності на напружено деформований стан пластинок та оболонок зі зламами досліджено у роботах [12–14].

На відміну від результатів, отриманих у [2], у цій роботі розроблено підхід до визначення температури та викликаних нею прогину, згинальних моментів і зусиль в круговій циліндричній оболонці для випадку, коли коефіцієнти тепловіддачі і температури зовнішнього середовища на внутрішній та зовнішній лицевих поверхнях оболонки є кусково-сталими і різними. Проведений числовий аналіз напружено-деформованого стану таких оболонок показав, що за рахунок вибору коефіцієнтів тепловіддачі на різних частинах оболонки можна досягнути в ній необхідного з експлуатаційних міркувань діапазону зміни напружень.

**Постановка задачі теплопровідності.** Розглядаємо нескінченну кругову циліндричну оболонку товщини  $2h$  з радіусом  $R$ , яка на лицевих поверхнях обмінюється теплом із зовнішнім середовищем, температура якого залежить від осової координати. Її матеріал вважаємо однорідним і ізотропним. Положення точки на серединній поверхні циліндричної оболонки будемо визначати безрозмірною координатою  $x$  (відстань точки вздовж твірної, віднесена до півтовщини  $h$ ). Коефіцієнти тепловіддачі на лицевих поверхнях  $\mu^+(x)$  та  $\mu^-(x)$ , а також температури зовнішнього середовища на цих поверхнях  $t^+(x)$  та  $t^-(x)$ , будемо

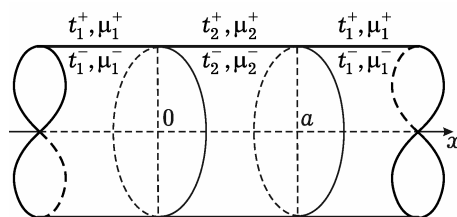


Рис. 1

вважати кусково-сталими на кільцевих областях  $x \in (-\infty, 0)$ ,  $x \in [0, a)$ ,  $x \in [a, \infty)$  (рис. 1). Для визначення стаціонарного температурного поля в оболонці маємо зв'язану систему рівнянь [7, 8, 10]

$$\begin{aligned}\Delta T_1 - \mu_1 T_1 - \mu_2^* T_2 &= -\mu_1 t_1 - \mu_2 t_2, \\ \Delta T_2 - 3(1 + \mu_1) T_2 - 3\mu_2^* T_1 &= -3\mu_1 t_2 - 3\mu_2 t_1\end{aligned}\quad (1)$$

за граничних умов

$$\begin{aligned}T_1 &= t_{c1}^+, & x &\rightarrow \pm \infty, \\ T_2 &= t_{c1}^-, & x &\rightarrow \pm \infty.\end{aligned}\quad (2)$$

Тут  $T_1, T_2$  – температурні характеристики;  $\Delta = \frac{d^2}{dx^2}$ ;  $t_{1,2} = \frac{t^+ \pm t^-}{2}$ ,

$$\begin{aligned}\mu_{1,2}(x) &= \frac{h(\mu^+(x) \pm \mu^-(x))}{2}, & \mu^\pm(x) &= \mu_1^\pm + (\mu_2^\pm - \mu_1^\pm)H(0, a); \\ t^\pm(x) &= t_1^\pm + (t_2^\pm - t_1^\pm)H(0, a), & H(0, a) &= \begin{cases} 1, & x \in [0, a), \\ 0, & x \notin [0, a), \end{cases}\end{aligned}$$

$\mu_2^* = \mu_2 - kh$ ;  $k = k_2/2$ ,  $k_2 = 1/R$  – кривина оболонки.

Для розв'язування системи рівнянь (1) зробимо заміну

$$\begin{aligned}T_1 &= \frac{\lambda_2(F_1 - \lambda_1 F_2)}{\lambda_2 - \lambda_1} + t_{c1}^+, \\ T_2 &= \frac{\lambda_2 F_2 - F_1}{\lambda_2 - \lambda_1} + t_{c1}^-\end{aligned}\quad (3)$$

та введемо позначення

$$\begin{aligned}\eta_i^+ &= \frac{h(\mu_i^+ + \mu_i^-)}{2}, & \eta_i^- &= \frac{h(\mu_i^+ - \mu_i^-)}{2} - kh, & t_{ci}^\pm &= \frac{t_i^+ \pm t_i^-}{2}, & i &= 1, 2, \\ \lambda_{1,2} &= \frac{1}{6\eta_1^-} \left( 2\eta_1^+ + 3 \mp \sqrt{(2\eta_1^+ + 3)^2 + 12(\eta_1^-)^2} \right), \\ R_1 &= r_1^+ H(0, a) - kht_{c1}^-, \\ R_2 &= r_1^- H(0, a) + 3(t_{c1}^- - kht_{c1}^+), \\ r_1^+ &= -\eta_2^+(t_{c2}^+ - t_{c1}^+) - (\eta_2^- + kh)(t_{c2}^- - t_{c1}^-), \\ r_1^- &= -3\eta_2^+(t_{c2}^- - t_{c1}^-) - 3(\eta_2^- + kh)(t_{c2}^+ - t_{c1}^+).\end{aligned}$$

Тоді будемо мати

$$\begin{aligned}\mu_1 &= \eta_1^+ + (\eta_2^+ - \eta_1^+)H(0, a), & \mu_2^* &= \eta_1^- + (\eta_2^- - \eta_1^-)H(0, a), \\ t_1 &= t_{c1}^+ + (t_{c2}^+ - t_{c1}^+)H(0, a), & t_2 &= t_{c1}^- + (t_{c2}^- - t_{c1}^-)H(0, a).\end{aligned}$$

Підставивши вирази (3) в систему рівнянь (1), для визначення введених функцій  $F_1$  і  $F_2$  отримаємо систему диференціальних рівнянь

$$\begin{aligned}\Delta F_1(x) - \delta_1^2 F_1(x) &= (d_1 F_1(x) - d_2 F_2(x))H(0, a) + R_1 + \lambda_1 R_2, \\ \Delta F_2(x) - \delta_2^2 F_2(x) &= (d_3 F_1(x) - d_4 F_2(x))H(0, a) + \frac{R_1}{\lambda_2} + R_2.\end{aligned}\quad (4)$$

Відповідно граничні умови (2) набудуть вигляду

$$F_i = 0, \quad x \rightarrow \pm \infty, \quad i = 1, 2. \quad (5)$$

Тут

$$\begin{aligned}\delta_{1,2}^2 &= \eta_1^+ + 3\lambda_{1,2}\eta_1^-, \\ d_1 &= \frac{(\eta_2^+ - \eta_1^+)(\lambda_2 - 3\lambda_1) + (\eta_2^- - \eta_1^-)(3\lambda_1\lambda_2 - 1)}{\lambda_2 - \lambda_1}, \\ d_2 &= \frac{(\eta_2^+ - \eta_1^+)2\lambda_1\lambda_2 + (\eta_2^- - \eta_1^-)(\lambda_2 - 3\lambda_1^2\lambda_2)}{\lambda_2 - \lambda_1}, \\ d_3 &= \frac{(\eta_2^+ - \eta_1^+)(-2\lambda_2) + (\eta_2^- - \eta_1^-)(3\lambda_2^2 - 1)}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)}, \\ d_4 &= \frac{(\eta_2^+ - \eta_1^+)(-\lambda_1\lambda_2 + 3\lambda_2^2) + (\eta_2^- - \eta_1^-)(\lambda_2 - 3\lambda_1\lambda_2^2)}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)}.\end{aligned}$$

З системи рівнянь (4) методом варіації сталої, задовольнивши граничні умови (5), отримаємо систему інтегральних рівнянь Фредгольма другого роду:

$$F_i(x) = f_i(x) + \int_0^a \varphi_i(s)\mathcal{K}_i(x, s) ds, \quad i = 1, 2. \quad (6)$$

Тут

$$\begin{aligned}f_i(x) &= \frac{1}{2\delta_i^2} \rho_i (e^{\delta_i(x-a)} - e^{\delta_i x}) + \frac{1}{\delta_i} v_i(x) - \frac{1}{\delta_i^2} x_i, \\ \mathcal{K}_i(x) &= -\frac{1}{2\delta_i} e^{-\delta_i|x-s|}, \quad i = 1, 2, \\ \varphi_1(x) &= (d_1 F_1 - d_2 F_2)H(0, a), \quad \varphi_2(x) = (d_3 F_1 - d_4 F_2)H(0, a), \\ \rho_1 &= r_1^+ + \lambda_1 r_1^-, \quad \rho_2 = \frac{r_1^+}{\lambda_2} + r_1^-, \\ x_1 &= -kht_{c1}^- + 3\lambda_1(t_{c1}^- - kht_{c1}^+), \quad x_2 = \frac{-kht_{c1}^-}{\lambda_2} + 3(t_{c1}^- - kht_{c1}^+), \\ v_i(x) &= \begin{cases} 0, & x < 0, \\ -\frac{1}{\delta_i} \rho_i (1 - \operatorname{ch} \delta_i x), & x \in [0, a], \\ -\frac{1}{\delta_i} \rho_i (\operatorname{ch} \delta_i (x-a) - \operatorname{ch} \delta_i x), & x \geq a. \end{cases}\end{aligned}$$

Систему інтегральних рівнянь Фредгольма другого роду (6) розв'язуємо методом квадратурних формул [1] і знаходимо розподіл функцій  $F_1$  та  $F_2$ , а шукані температурні інтегральні характеристики  $T_1$  та  $T_2$  отримуємо за формулами (3).

**Визначення напружено-деформованого стану оболонки.** Переміщення в оболонці  $u$ ,  $w$ , викликані температурним полем (3), визначаємо з рівняння [10]

$$\frac{d^4 w}{dx^4} + 4x^4 w = bT_1 - c \frac{d^2 T_2}{dx^2} - d, \quad (7)$$

та рівності

$$u(x) = \int_0^x (\alpha_t h(1 + \nu)T_1 - h\nu k w) dx + A_0 h x + A_1. \quad (8)$$

Тут  $4x^4 = 3h^2 k_2^2 (1 - \nu^2)$ ;  $b = 3k_2 \alpha_t h^2 (1 - \nu^2)$ ;  $c = h \alpha_t (1 + \nu)$ ;  $d = 3A_0 h^2 \nu k_2$ ;  $\nu$  - коефіцієнт Пуассона;  $\alpha_t$  - лінійний коефіцієнт температурного розширення;  $A_0$  та  $A_1$  - сталі.

Нехай оболонка вільна від зусиль і моментів на нескінченності. Тоді граничні умови мають вигляд

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \{N_1, N_2, M_1\} = 0. \quad (9)$$

З граничних умов (9) для  $u$  отримуємо, що  $A_0 = A_1 = 0$ . Диференціальне рівняння (7) для визначення функції  $w$  розв'язуємо методом варіації сталої. Розв'язок отримуємо у вигляді

$$w = (C_1(x) + C_1)e^{ax} \cos ax + (C_2(x) + C_2)e^{ax} \sin ax + \\ + (C_3(x) + C_3)e^{-ax} \cos ax + (C_4(x) + C_4)e^{-ax} \sin ax. \quad (10)$$

Функції  $C_j(x)$  знаходимо методом варіації сталої, позначивши праву частину рівняння (7) через  $\psi(x)$  ( $\psi(x) = bT_1(x) - c\Delta T_2(x) - d$ ):

$$C_1(x) = \int_{-\infty}^x -\frac{\psi(s)}{8a^3 e^{ax}} (\cos as + \sin as) ds, \\ C_2(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\psi(s)}{8a^3 e^{ax}} (\cos as - \sin as) ds, \\ C_3(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\psi(s)}{8a^3 e^{-ax}} (\cos as - \sin as) ds, \\ C_4(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\psi(s)}{8a^3 e^{-ax}} (\cos as + \sin as) ds. \quad (11)$$

Для знаходження функцій  $C_j(x)$  необхідно виразити значення  $\Delta T_2(x)$  з другого рівняння системи (1) через знайдені значення функції  $T_1(x)$  і  $T_2(x)$  за формулами (3). Після цього знаходимо інтеграли (11) чисельно. Константи  $C_j$  визначаємо з граничних умов (9). Моменти і зусилля знаходимо за відомими формулами [10]

$$N_1 = D_1 \left[ \frac{1}{h} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{R} w - (1 + \nu) \alpha_t T_1 \right], \quad N_2 = D_1 \left[ \frac{\nu}{h} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{R} w - (1 + \nu) \alpha_t T_1 \right], \\ M_1 = -D_2 \left[ \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1 + \nu}{h} \alpha_t T_2 \right], \quad M_2 = -D_2 \left[ \frac{\nu}{h^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1 + \nu}{h} \alpha_t T_2 \right],$$

де

$$D_1 = \frac{2Eh}{1 - \nu^2}, \quad D_2 = \frac{2}{3} \frac{Eh^3}{1 - \nu^2},$$

$E$  – лінійний модуль пружності.

**Числові результати.** На основі описаного підходу виконано обчислення середньої температури  $T_1$ , температурного моменту  $T_2$ , нормованих згинальних моментів  $M_i^* = M_i \cdot 10^{-2} 1/(\text{кг} \cdot \text{м})$ , зусиль  $N_2^* = N_2 \cdot 10^{-6} \text{ м/кг}$  і переміщень  $w^* = w \cdot 10^6 1/\text{м}$  уздовж твірної оболонки для різних значень коефіцієнтів тепловіддачі  $\tilde{\mu}_i^\pm = h\mu_i^\pm \cdot 10^2$  на шести кільцевих лицевих поверхнях нескінченної циліндричної оболонки ( $i = 1, 2$ ).

На ділянках  $-\infty < x < 0$  і  $400 < x < \infty$  верхньої ( $z = h$ ) та нижньої ( $z = -h$ ) поверхонь оболонки температура зовнішнього середовища є нульовою. На ділянці  $0 \leq x \leq 400$  верхньої поверхні оболонки температура зовнішнього середовища  $t_c^+ = 50^\circ \text{C}$ , а на нижній поверхні  $t_c^- = 100^\circ \text{C}$ .

На ділянках  $-\infty < x < 0$  і  $400 < x < \infty$  нижньої та верхньої поверхонь оболонки коефіцієнти тепловіддачі покладаємо такими:  $\tilde{\mu}_1^+ = \tilde{\mu}_2^+ = \tilde{\mu}_1^- = 1$ , а на ділянці  $0 \leq x \leq 400$  нижньої поверхні покладаємо, що  $\tilde{\mu}_2^- = 1, 0.5, 0.1, 0.01$ .

На рис. 2–5 наведено графіки тільки на ділянці  $-200 \leq x \leq 200$ , оскільки вони симетрично відображені відносно осі  $x = 200$ .

Середня температура  $T_1$  (рис. 2а) в околі лінії  $x = 0$  різко зростає і досягає максимального значення на ділянці  $0 < x < 200$  за рахунок різниці температур навколишнього середовища та коефіцієнта тепловіддачі на нижній і верхній поверхнях оболонки на ділянці  $0 \leq x \leq 200$  і на цьому відрізку її значення зростає зі збільшенням коефіцієнта тепловіддачі  $\tilde{\mu}_2^-$ . Температурний момент  $T_2$  (рис. 2б) спочатку зростає, досягаючи максимального значення в околі точки  $x = 0$  зміни коефіцієнта тепловіддачі (слід зауважити, що чим більший коефіцієнт тепловіддачі, тим менше максимальне його значення). Далше  $T_2$  на відрізку  $x > 0$  для значень  $\tilde{\mu}_2^- = 0.01, 0.5, 0.1$  спадає і прямує до деякої сталої величини, а для  $\tilde{\mu}_2^- = 1$  різко спадає, набуваючи мінімального значення, а потім зростає до деякої сталої величини. Причому різниця між найбільшим та найменшим значенням температурного моменту за величиною є більшою зі зростанням коефіцієнта тепловіддачі.

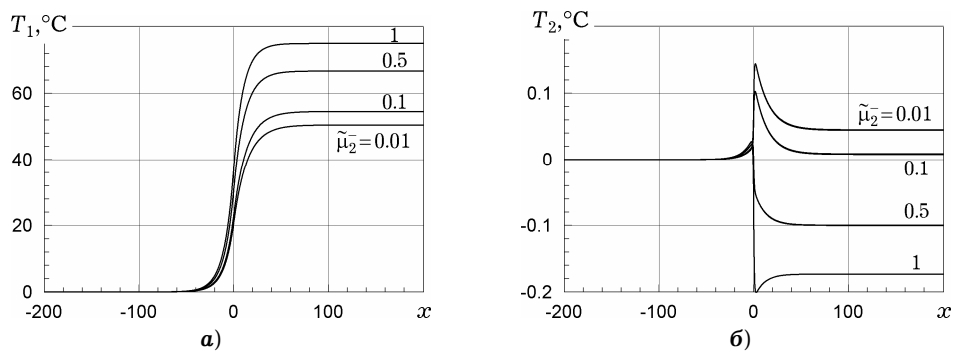


Рис. 2

Наведені на рис. 3 графіки нормованих згинальних моментів  $M_1^*$  та  $M_2^*$  мають подібний характер, відрізняючись кількісно. Спочатку вони досягають локального максимуму, далі змінюють знак і набувають локального мінімуму, а при підході до точки  $x = 0$  зміни коефіцієнтів тепловіддачі різко змінюють знак. Слід зауважити, що поведінка графіків не є симетричною відносно точки  $x = 0$ .

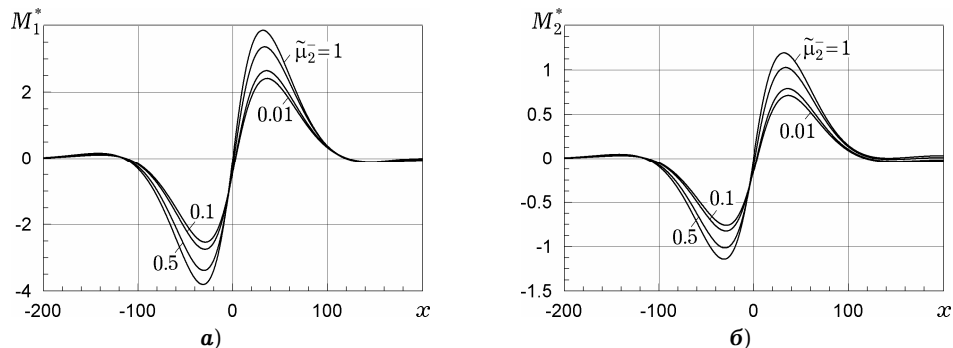


Рис. 3

Нормований прогин  $w^*$  (рис. 4а) набуває локального максимуму в околі точки  $x = 90$  та локального мінімуму при  $x = -87$  і зростає зі збільшенням коефіцієнта тепловіддачі. Зусилля  $N_2^*$ , на відміну від згинальних моментів  $M_i^*$ , спочатку спадають, а потім зростають в околі точки  $x = -14$  і, далі спадуючи, змінюють знак і не є симетричними відносно точки  $x = 0$ .

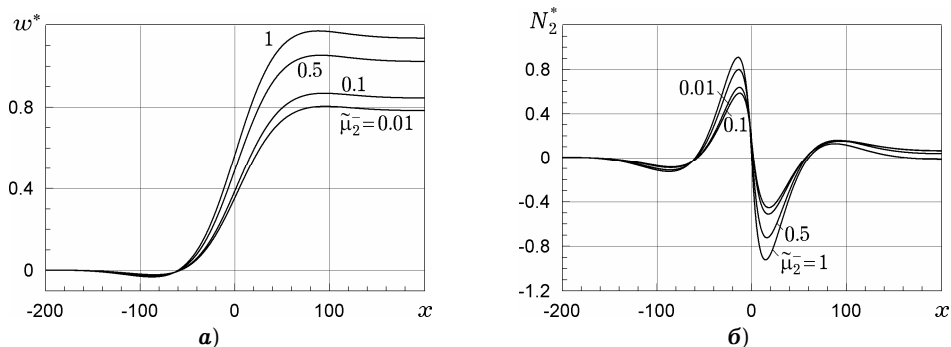


Рис. 4

**Висновки.** Визначення температурного поля нескінченної циліндричної оболонки з різними на кожному із розглянутих відрізків лицевих поверхонь коефіцієнтами тепловіддачі зведено до системи взаємозв'язаних інтегральних рівнянь Фредгольма другого роду. Розроблено аналітично-числову схему розв'язування системи цих інтегральних рівнянь.

З наведених графіків випливає, що нерівномірність тепловіддачі з лицевих поверхонь тонких пластинок значно впливає на розподіл в них температурних характеристик, згинальних моментів, зусиль та прогинів.

1. Верлянь А. Ф., Сизиков В. С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. – Киев: Наук. думка, 1978. – 292 с.
2. Коляно Ю. М., Дидык В. З. Установившиеся напряжения в бесконечной цилиндрической оболочке с теплообменом, обусловленные локальным нагревом // Мат. методы и физ.-мех. поля. – 1978. – Вып. 8. – С. 93–97.
3. Коляно Ю. М., Кулик А. Н. Температурные напряжения от объемных источников. – Киев: Наук. думка, 1983. – 288 с.
4. Коляно Ю. М., Попович В. С. Об одном эффективном методе решения задач термоупругости для кусочно-однородных тел, нагреваемых внешней средой // Физ.-хим. механика материалов. – 1976. – 12, № 2. – С. 108–112.  
Те саме: Kolyano Yu. M., Popovich V. S. Efficient method of solving thermoelasticity problems for piecewise-uniform solids heated by an external medium // Mater. Sci. – 1977. – 12, No. 2. – P. 204–208.
5. Кушнір Р. М. Про побудову розв'язків звичайних лінійних диференціальних рівнянь з кусково-сталими коефіцієнтами // Доп. АН УРСР. Сер. А. – 1980. – № 9. – С. 54–57.
6. Образцов И. Ф., Онанов Г. Г. Строительная механика скошенных тонкостенных систем. – Москва: Машиностроение, 1973. – 659 с.
7. Подстригач Я. С., Коляно Ю. М. Учет теплоотдачи при локальном нагреве тонкостенных элементов конструкций // Докл. АН СССР. – 1975. – 225, № 4. – С. 778–781.
8. Подстригач Я. С., Коляно Ю. М., Громошук В. И., Лозбень В. Л. Термоупругость тел при переменных коэффициентах теплоотдачи. – Киев: Наук. думка, 1977. – 158 с.
9. Подстригач Я. С., Ломакин В. А., Коляно Ю. М. Термоупругость тел неоднородной структуры. – Москва: Наука, 1984. – 368 с.
10. Подстригач Я. С., Швець Р. Н. Термоупругость тонких оболочек. – Киев: Наук. думка, 1978. – 343 с.
11. Процюк Б. В. Побудова фундаментальної системи розв'язків звичайного лінійного диференціального рівняння з розривними і сингулярними коефіцієнтами // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 1999. – 42, № 4. – С. 116–122.

12. Халко Б. С., Чиж А. І. Температурне поле та прогин півбесконечної пластинки із залежними від координати коефіцієнтами тепловіддачі // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2009. – Вип. 9. – С. 133–144.
13. Халко Б. С., Чиж А. І. Термічний прогин смуги і прямокутної пластинки із залежними від координати коефіцієнтами тепловіддачі // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2009. – 52, № 4. – С. 198–206.
14. Швець Р. Н., Халко Б. С., Чиж А. І. Уравнения теплопроводности для оболочек с изломами при переменных коэффициентах теплоотдачи // Теорет. и прикл. механика. – 2010. – № 1(47). – С. 69–76.
15. Chen H-T., Wu X-Y. Estimation of Heat Transfer coefficient in two-dimensional inverse heat conduction problems // Numer. Heat Transfer. Part B: Fundamentals. – 2006. – 50, No. 4. – P. 375–394.
16. Grine A., Saury D., Desmons J-Y., Harmand S. Identification models for transient heat transfer on a flat plate // Exper. Therm. and Fluid Sci. – 2007. – 31, No 7. – P. 701–710.
17. Sugano Y. Transient thermal stresses in a rectangular plate due to variation of heat-transfer coefficients on upper and lower surfaces // Int. J. Eng. Sci. – 1983. – 21, No. 10. – P. 1203–1214.
18. Sugano Y., Chiba R., Hirose K., Takahashi K. Material design for reduction of thermal stress in a functionally graded material rotating disk // JSME Int. J. Ser. A. – 2004. – 47, No. 2. – P. 189–197.

**ТЕРМОНАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ БЕСКОНЕЧНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ  
ОБОЛОЧКИ С ЗАВИСИМЫМИ ОТ КООРДИНАТЫ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ТЕПЛОТДАЧИ  
И ТЕМПЕРАТУРОЙ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ**

*Исследовано напряженно-деформированное состояние бесконечной цилиндрической оболочки, обусловленное разницей температур внешней среды на лицевых поверхностях и зависимостью от координаты коэффициентов теплоотдачи на них. Контур оболочки на бесконечности свободен от усилий и моментов, учитывается также влияние кривизны оболочки на распределение температуры и напряжений. Задача теплопроводности сведена к взаимосвязанной системе интегральных уравнений Фредгольма второго рода, которая решена численно методом квадратурных формул. Приведены результаты численного анализа распределения температурных характеристик, прогиба, усилия и изгибных моментов.*

**THERMOSTRESSED STATE OF INFINITE CYLINDRICAL  
SHELL WITH COORDINATE DEPENDENT HEAT-EXCHANGE  
COEFFICIENTS AND AMBIENT TEMPERATURE**

*The stress-strain state of an infinite cylindrical shell caused by the difference of ambient temperature on the face surfaces and coordinate dependence of coefficients of heat exchange from them. The contour of the shell at infinity is free from forces and moments and the effect of shell curvature on the distribution of temperature and stress is taken into account. Heat conduction problem is reduced to interconnected system of the second kind Fredholm integral equations, which is solved by numerical method of quadrature formulas. The results of numerical analysis of the distribution of temperature characteristics, deflection, in-plane forces and bending moments are presented.*

Ін-т прикл. проблем механіки і математики  
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

Одержано  
20.07.11