

і є меншою від ентропії /12/ розподілу Вейбула, оскільки

$$2\sqrt{E\kappa} = 2,69... < e^{0,45} = 2,93...$$

Зауважимо, що з нерівностей для ентропій можна дістати багато цікавих нерівностей для функцій. Наприклад, якщо порівнювати ентропії логнормального розподілу з ентропією узагальненого розподілу Вейбула при однакових початковому моменті порядку $\delta > 0$, та першому, логарифмічному моменті, то з умови додатності дисперсії одержимо нерівність $\psi(x) < \ln x$, $x > 0$.

Список літератури: І. К в і т І.Д., М о с к в я к Є.В. Розподіли деяких процесів руйнування. - Вісн. Львів. ун-ту, сер. мех.-мат., 1979, вип. 15. 2. К в і т І.Д. Ентропія розподілів. Вид-во Львів. ун-ту, 1971. 3. Я н к е Е., Э м д е Ф., Л е ш Ф. Специальные функции. - М.: Наука, 1964.

Стаття надійшла в редколегію 18.12.1979 р.

УДК 539.3

І.А.Прокопів, Д.Г.Хлебніков

НАБЛИЖЕНЕ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНИХ НАПРУЖЕНЬ В ЕКРАНОМУ ВУЗЛІ КІНЕСКОПА З ПЛОСКИМ ЕКРАНОМ

Екранний вузол кінескопа розглядається як трипластинчаста система, що знаходиться під дією зовнішнього тиску інтенсивності p і заданого температурного поля, симетричного відносно площини $x_1 = \frac{a}{2}$, $x_2 = \frac{b}{2}$ /рис.1/.

З огляду на симетрію обмежимося розглядом пластинок 1 і 2, серединні площини яких займають відповідно області $0 \leq x \leq a$, $y_2 = 0$, $0 \leq y_1 \leq b$ і $0 \leq x \leq a$, $y_1 = 0$, $0 \leq y_2 \leq c$.

Прогини пластинок w_1 і w_2 задовольняють рівняння [1, 2]

$$\Delta_{x_1 x_1}^2 w_i = \frac{p}{D_i} - 2(1+\nu) \Delta_{x_1 x_1} T_i, \quad i=1,2, \quad /1/$$

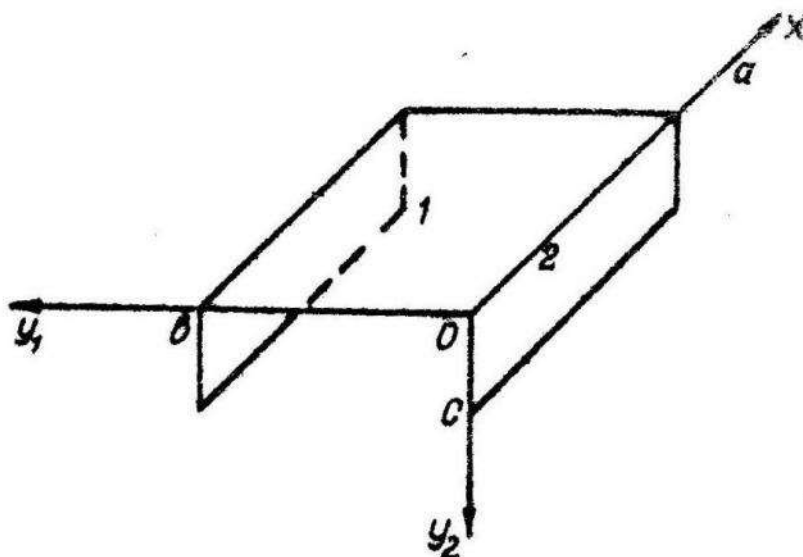


Рис. I.

умови симетрії:

$$w_1(x, y_1) = w_1(a-x, y_1) = w_1(x, b-y_1), w_2(x, y_2) = w_2(a-x, y_2), \quad /2/$$

шарнірного опирання при $x=0, x=a$

$$w_1(0, y_1) = w_1(a, y_1) = 0, \frac{\partial^2 w_1}{\partial x^2}(0, y_1) = \frac{\partial^2 w_1}{\partial x^2}(a, y_1) = \alpha(1+\nu)\tau_1(0, y_1); \quad /3/$$

пружного защемлення при $y_2=c$

$$w_2(x, c) = \kappa c^2 \left[(2-\nu) \frac{\partial^2 w_2}{\partial x^2 \partial y_2}(x, c) + \frac{\partial^2 w_2}{\partial y_2^2}(x, c) + \alpha(1+\nu) \frac{\partial \tau_2}{\partial y_2}(x, c) \right], \quad /4/$$

$$\frac{\partial w_2}{\partial y_2}(x, c) = -\kappa c \left[\frac{\partial^2 w_2}{\partial y_2^2}(x, c) + \nu \frac{\partial^2 w_2}{\partial x^2}(x, c) + \alpha(1+\nu) \tau_2(x, c) \right];$$

рівності кутів повороту та згинних моментів при $y_1=0, y_2=0$

$$\frac{\partial w_1}{\partial y_1}(x, 0) = -\frac{\partial w_2}{\partial y_2}(x, 0),$$

$$D_1 \left[\frac{\partial^2 w_1}{\partial y_1^2}(x, 0) + \alpha(1+\nu) \tau_1(x, 0) \right] = D_2 \left[\frac{\partial^2 w_2}{\partial y_2^2}(x, 0) + \alpha(1+\nu) \tau_2(x, 0) \right]. \quad /5/$$

Похтуючи впливом поєдвожних переміщень на напруження, введемо

з'єднання пластинок $y_1 = 0$, $y_2 = a$ нерухомою

$$w_1(x, 0) = w_2(x, 0) = 0.$$

/6/

У формулах /1/ - /6/ позначено:

$$\Delta_{\kappa\kappa} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial u^2}, \quad \tau_i = \frac{12}{h_i^3} \int_{-\frac{h_i}{2}}^{\frac{h_i}{2}} \tau_i y_{i-1} dy_{i-1}, \quad D_i = \frac{E h_i^3}{12(1-\nu^2)},$$

$\tau_i = \tau_i(x, y, y_1)$ - температура в області i -ї пластинки; h_i - товщина i -ї пластинки; E, ν - пружні характеристики матеріалу пластинок; α - коефіцієнт лінійного розширення; κ, κ - безрозмірні коефіцієнти, які характеризують пружність заземлення нижнього краю поясу в напрямі прогину та повороту.

Розв'язки рівнянь /1/ при $\rho = 0$, що задовольняють умови /2/, /3/, візьмемо у вигляді рядів Фур'є:

$$w_1(x, y_1) = \frac{1+\nu}{D_1} \left\{ \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[A_m \operatorname{ch} \lambda_m (y_1 - \frac{a}{2}) + B_m \lambda_m (y_1 - \frac{a}{2}) \operatorname{sh} \lambda_m (y_1 - \frac{a}{2}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \varphi_{1m}(y_1) \right] \sin \lambda_m x + \psi_1(x, y_1) \right\},$$

$$w_2(x, y_2) = \frac{1+\nu}{D_2} \left\{ \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[A'_m \operatorname{ch} \lambda_m y_2 + B'_m \lambda_m y_2 \operatorname{sh} \lambda_m y_2 + C'_m \operatorname{sh} \lambda_m y_2 + \right. \right. \\ \left. \left. + D'_m \lambda_m y_2 \operatorname{ch} \lambda_m y_2 + \varphi_{2m}(y_2) \right] \sin \lambda_m x + \right. \\ \left. + \psi_2(x, y_2) \right\},$$

/7/

де

$$\varphi_{im}(u) = \frac{1}{\alpha \lambda_m} \int_{\beta_1}^u [\lambda_m(u-\tau) \operatorname{ch} \lambda_m(u-\tau) - \operatorname{sh} \lambda_m(u-\tau)] d\tau \int_0^a [\Delta_{12}^2 \tau_i(\tau, \tau) - \\ - \alpha D_i \Delta_{12} \tau_i(\tau, \tau)] \sin \lambda_m \tau d\tau, \quad \beta_1 = \frac{a}{2}, \quad \beta_2 = 0;$$

$$\psi_i(\tau, \tau) = \alpha D_i \frac{\tau^2(u-\tau)^2}{2\alpha^2} \tau_i(\tau, \tau), \quad i = 1, 2; \quad \lambda_m = \frac{m\pi}{a};$$

$\lambda_m, \delta_m, A'_m, B'_m, C'_m, D'_m$ - певні коефіцієнти, які знаходимо з умов /4/ - /6/. З першої умови /6/ одержуємо

$$A'_m = \frac{2}{\alpha} \int_0^{\alpha} \Psi_2(\tau, 0) \sin \lambda_m \tau d\tau.$$

Інші умови дають систему п'яти лінійних алгебраїчних рівнянь, матриця якої збігається з матрицею системи /10/ праці [3].

Праві частини системи рівнянь R_{im} ($i=1, \dots, 5$) мають такий вигляд:

$$R_{1m} = \frac{1}{2\lambda_m^2} \left\{ \frac{2}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \int_0^{\alpha} \left[\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y_1^2}(\tau, 0) - \alpha D_1 \tau_1(\tau, 0) \right] \sin \lambda_m \tau d\tau - \frac{\alpha^2 \varphi_{1m}}{\alpha y_1^2}(0) \right\} + \frac{1}{2} (A'_m - R_{2m}), \quad /8/$$

$$R_{2m} = \frac{2}{\alpha} \int_0^{\alpha} \Psi_1(\tau, 0) \sin \lambda_m \tau d\tau - \varphi_{1m}(0),$$

$$R_{3m} = \frac{1}{\lambda_m} \left[\frac{2}{\alpha} h_1^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{h_1^2} \int_0^{\alpha} \frac{\partial \Psi_1}{\partial y_1}(\tau, 0) \sin \lambda_m \tau d\tau - \frac{\alpha \varphi_{1m}}{\alpha y_1}(0) \right],$$

$$R_{4m} = \frac{2}{\alpha} \int_0^{\alpha} \left\{ \Psi_2(\tau, c) + \kappa c^2 \left[(\nu - 2) \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2 \partial y_2}(\tau, c) - \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y_2^2}(\tau, c) + \alpha D_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial y_2}(\tau, c) \right] \right\} \sin \lambda_m \tau d\tau - \varphi_{2m}(c) + \kappa c^2 \left[(\nu - 2) \lambda_m^2 \frac{\alpha \varphi_{2m}}{\alpha y_2}(c) + \frac{\alpha^2 \varphi_{2m}}{\alpha y_2^2}(c) \right] - \lambda'_m \left[c h \lambda_m c + (1 - \nu) \kappa c^2 \lambda_m^2 \operatorname{sh} \lambda_m c \right],$$

$$R_{5m} = \frac{2}{\alpha \lambda_m} \int_0^{\alpha} \left\{ \frac{\partial \Psi_2}{\partial y_2}(\tau, c) + \alpha c \left[\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y_2^2}(\tau, c) + \nu \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2}(\tau, c) - \alpha D_2 \tau_2(\tau, c) \right] \right\} \sin \lambda_m \tau d\tau - \frac{1}{\lambda_m} \left\{ \frac{\partial \varphi_{2m}}{\partial y_2}(c) + \right.$$

$$= \alpha c \left[\frac{\partial^2 \varphi_{2m}}{\partial y_2^2} (c) - \nu \lambda_m^2 \varphi_{2m}(c) \right] - \lambda_m^2 \left[s \lambda_m c + (1-\nu) \alpha c \lambda_m s \lambda_m c \right].$$

Розрахунки показали, що у випадку лінійного розподілу температури по товщині пластинок з перепадами $\Delta t_i = h_i \tau_i$ ($i=1,2$) максимальні розтягуючі напруження на поверхні конструкції у площинах перпендикулярних осям OY_1 і OY_2 , досягаються у точках $x = \frac{a}{2}, y_1 = \frac{h_2}{2}, y_2 = 0$; $x = \frac{a}{2}, y_1 = 0, y_2 = \frac{h_1}{2}$ при додатних перепадах температури і в точці $x = \frac{a}{2}, y_1 = \frac{c}{2}, y_2 = 0$ — при від'ємних. Оскільки у перших точках досягають максимуму також напруження, зумовлені атмосферним тиском [3], то ймовірність руйнування приладів при охолодженні /перепад температури додатний/ значно вища, ніж при нагріванні.

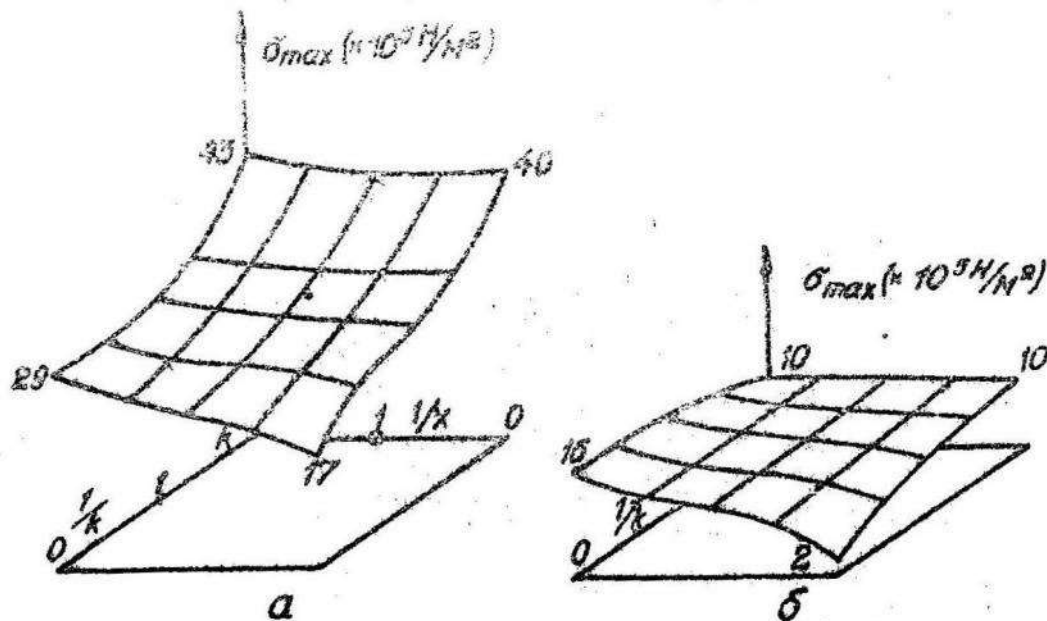


Рис. 2.

На рис. 2 показано графіки максимальних розтягуючих напружень залежно від коефіцієнтів пружного защемлення K , α для балона 16AK ($a = 10,5$ см; $b = 10,795$ см; $c = 2,275$ см;

$$h_1 = 0,455 \text{ см}; \quad h_2 = 0,45 \text{ см}) \quad \text{при} \quad \nu = 0,22;$$

$$E = 6,04 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; \alpha = 0,92 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}; \Delta t_1 = 10^\circ,$$

$$\Delta t_2 = 0^\circ \text{ /рис. 2, а/}; \Delta t_1 = 0^\circ, \Delta t_2 = 10^\circ \text{ /рис. 2, б/}.$$

Для оцінки впливу врахування позовових переміщень розглянуто одновимірний випадок, коли всі характеристики не залежать від координати x . Тоді рівності /1/ - /5/ опрощуться очевидним чином, а замість /6/ матимемо умову рівності переміщень

$$w_1(0) = u_2(0), \quad w_2(0) = u_1(0)$$

та умову рівності вусиль

$$\frac{d^2 w_1}{dy_1^2}(0) = \frac{12h_2}{h_1^3} \left[\frac{du_2}{dy_2}(0) - \alpha(1+\nu)T_2(0) \right],$$

$$\frac{d^2 w_2}{dy_2^2}(0) = \frac{12h_1}{h_2^3} \left[\frac{du_1}{dy_1}(0) - \alpha(1+\nu)T_1(0) \right],$$

де u_i - позовові переміщення в пластинках, що задовольняють рівняння

$$\frac{d^2 u_i}{dy_i^2} = \alpha(1+\nu) \frac{dT_i}{dy_i}, \quad i = 1, 2$$

та умову симетрії $u_i(y_i) = -u_i(\theta - y_i)$, причому

$$T_i = \frac{1}{h_i} \int_{-\frac{h_i}{2}}^{\frac{h_i}{2}} t_i dy_{i-1}.$$

На рис. 3 показано відносну похибку $\delta = \frac{\sigma^* - \sigma}{\sigma}$ / σ, σ^* - максимальні напруження з врахуванням та без врахування позовових переміщень/ для сумарних напружень в екрані салона ІБЛК від атмосферного тиску та хімічних перепадів температури по товщині пласти-

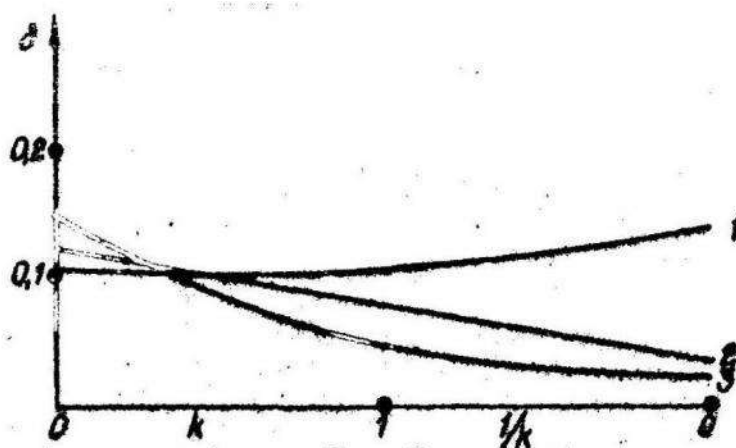


Рис. 3.

ном ($\Delta t_1 = 10^\circ, \Delta t_2 = 0^\circ$) і висоті пояса $\Delta t_0 = 20^\circ$. Криві 1 - 3 відповідають значенням $2\epsilon = \infty, 1, 0$. Відносні похибки при $\Delta t_1 = 0^\circ, \Delta t_2 = 10^\circ$ мають ту саму величину.

Список літератури: 1. М е л а н Э., Паркуо Г. Температурне напруження, викликане стаціонарними температурними полями. - М.: Фізматгиз, 1958. 2. Подстригач Я.С., Коляно Ю.М. Неусталовившиєся температурне поле і напруження в тонких пластинках. - Київ: Наукова думка, 1972. 3. Хлебников Д.Г., Парасяк А.Н. Приближений метод определения напряжений в экранном узле кинескопа с плоским экраном. - В кн.: Качество электронно-лучевых приборов. Київ: Наукова думка, 1977.

Стаття надійшла в редакцію 19.02.1980 р.

УДК 539.3:681.3.057

М.Ф.Копитко, Я.Г.Савула

ПРО МОЖЛИВІСТЬ ВЕХТУВАННЯ РІЗНИЦЮ РАДІУСІВ ВОЛОКОН КРИВОЛІНІЙНОЇ ТРУБИ ПРИ ЇЇ РОЗРАХУНКУ

У працях [1, 2] для розрахунку труб з каловою віссю як вихідну систему рівнянь використовують рівняння, одержані за припущення, що радіус перерізу труби малий порівняно з радіусом осі. Ми досліджуємо можливість аналогічних спрощень для розв'язування задачі про