

УДК 539.3

КОНТАКТНА ЗАДАЧА ДЛЯ ПЛАСТИНИ З ДВОМА ТЕПЛОІЗОЛЬОВАНИМИ ТРІЩИНАМИ РІЗНИХ ДОВЖИН УЗДОВЖ ДУГИ КОЛА

Наталія КОПОТЬ

Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Університетська, 1 79000 Львів, Україна

За допомогою апарата теорії функцій комплексної змінної запропоновано підхід до дослідження термонапруженого стану ізотропної пластини з двома різними завдовжки теплоізольованими тріщинами вздовж дуг кола за умови, що береги тріщин зазнають гладкого контакту вздовж усієї довжини, під дією однорідного поля зусиль та теплового потоку на нескінченності.

Ключові слова: пластина, тріщина, коефіцієнти інтенсивності напружень.

На міцність елементів конструкцій, які перебувають під дією зовнішніх силових і температурних факторів, суттєво впливає наявність у них дефектів типу тріщин, отворів, включень. У процесі деформації в околі таких дефектів виникає значна концентрація напружень, що спричинює виникнення нових і збільшення вже існуючих у тілі тріщин, а це призводить до локального або повного руйнування матеріалу. При дії в площині з тріщинами стискуючих напружень протилежні береги тріщин можуть змикатися, налягаючи один на одного, тобто контакт берегів тріщин призводить до перерозподілу поля напружень і деформацій в їх околі. Тому вивчення характеру напруженого стану в околі тріщин залежно від форми розрізів, типу навантаження, прикладеного до тіла, та умов нагріву є актуальним і становить певний інтерес.

Вперше контакт берегів тріщини, яка перебуває в стаціонарному температурному полі, досліджено в праці Н. Д. Грилицького, Г. С. Кіта [2]. За допомогою методу сингулярних інтегральних рівнянь розв'язано задачу термопружності для нескінченної площини з прямолінійною тріщиною. Напружений стан пластини з ед-наковими завдовжки тріщинами уздовж дуг кола, береги яких контактують уздовж усієї довжини, коли пластина перебуває тільки під дією однорідного поля зусиль на нескінченності, досліджували Д. В. Грилицький, Р. М. Луцишин [1]. Розв'язок цієї задачі зведений до інтегрального рівняння, яке відрізняється від інтегрального рівняння цієї праці.

У запропонованій статті досліджено контактну задачу теплопровідності та термопружності для ізотропної пластини з теплоізольованими основами, яка містить

дві теплоізольовані тріщини різної довжини, що розміщені уздовж дуг кола радіуса R , за умови, що їх береги зазнають гладкого контакту уздовж усієї довжини під дією однорідного поля зусиль та постійного теплового потоку на нескінченності. Розв'язок задачі залежить від стрибків температури та компонент дотичних переміщень берегів тріщин, для визначення яких отримано сингулярні інтегральні рівняння, числовий розв'язок яких побудовано методом механічних квадратур. Зауважимо, що подібна силова задача розглянута у [5].

Виберемо початок декартової системи координат Oxy у центрі кола радіуса R , уздовж дуг якого розміщені тріщини. Вісь Ox проведемо через середину однієї з дуг, де розміщена тріщина, яка характеризується центральним кутом 2φ . Куты, які відповідають кінцям другої тріщини, позначимо φ_1 і φ_2 . Частину дуги кола, де розміщені тріщини, позначимо через L , область у середині та зовні кола — S^+ і S^- . Пластину на нескінченності піддано дії головних напружень N_1 і N_2 та теплового потоку інтенсивності q_∞ . Головна вісь, що відповідає N_1 , утворює кут γ , а тепловий потік — кут α з віссю Ox на нескінченності (рис. 1).

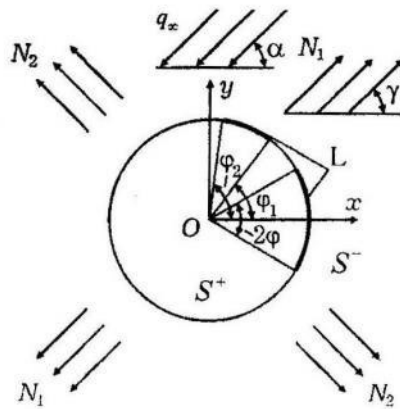


Рис. 1. Схема розміщення тріщин у пластині

Згідно з формулюванням задачі граничні умови матимуть вигляд

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)^\pm = 0, \quad \text{на } L, \quad (1)$$

$$\sigma_{rr}^+ = \sigma_{rr}^- = \sigma_{rr}, \quad \sigma_{r\vartheta}^+ = \sigma_{r\vartheta}^- = 0, \quad u_r^+ - u_r^- = 0, \quad \text{на } L, \quad (2)$$

де T — температура пластинки, σ_{rr} , $\sigma_{r\vartheta}$ — компоненти тензора напружень у полярній системі координат $(r)(\vartheta)$ з початком в центрі кола радіусом R , u_r , u_ϑ — проекції вектора переміщення на осі (r) і (ϑ) [3]; значками '+', '-' позначено граничні значення відповідних функцій при прямуванні точки пластини до лінії L з областей S^+ і S^- .

Задача теплопровідності. Введемо згідно з [7] температурний комплексний потенціал $\Psi_0(z)$. Тоді

$$T = 2 \operatorname{Re} \Psi_0(z), \quad (3)$$

де $z = x + iy$, $i = \sqrt{-1}$.

Для функції $\Psi_0(z)$ правильні розвинення

$$\Psi_0(z) = \begin{cases} \alpha_0 + \alpha_1 z + \alpha_2 z^2 + \dots, & z \in S^+, \\ \bar{a}_0 z + b_*/z + C + \dots, & z \in S^-, \end{cases} \quad (4)$$

де $a_0 = -(2\lambda)^{-1} q_\infty e^{i\alpha}$, λ — коефіцієнт теплопровідності, $\alpha_j (j = \overline{0, \infty})$, b_* , C — невідомі комплексні сталі.

Уведемо функцію

$$V(z) = \frac{z}{R} \Psi'_0(z). \quad (5)$$

Враховуючи (3), можемо записати

$$2 \frac{R}{r} V(z) = \frac{\partial T}{\partial r} - i \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \vartheta} \quad (6)$$

На основі (6), враховуючи граничну умову (1), прийдемо до таких задач лінійного спряження для визначення функції $V(z)$

$$V^+(t) - V^-(t) = -\frac{i}{2R} \left(\left(\frac{\partial T}{\partial \vartheta} \right)^+ - \left(\frac{\partial T}{\partial \vartheta} \right)^- \right), \quad t \in L, \quad (7)$$

$$V^+(t) + V^-(t) = -\frac{i}{2R} \left(\left(\frac{\partial T}{\partial \vartheta} \right)^+ + \left(\frac{\partial T}{\partial \vartheta} \right)^- \right), \quad t \in L. \quad (8)$$

Розв'язавши задачу лінійного спряження (7), знайдемо

$$V(z) = \frac{z}{R} \bar{a}_0 - \frac{1}{2\pi R} \int_L \frac{\gamma'_v(t_0)}{t_0 - z} dt_0, \quad t_0 = Re^{iv}, \quad (9)$$

де $\gamma(t) = \frac{T^+ - T^-}{2}$.

Враховуючи (9), позначення (5) та розвинення (4), комплексний потенціал температурного поля матиме вигляд

$$\Psi_0(z) = \bar{a}_0 z + \frac{1}{2\pi i} \int_L \frac{\gamma(t)}{t - z} dt + C. \quad (10)$$

Беручи до уваги (8) та (9), можемо записати

$$\operatorname{Re} \left(\bar{a}_0 t - \frac{1}{2\pi} \int_L \frac{\gamma'_v(t_0)}{t_0 - t} dt_0 \right) = 0, \quad t \in L,$$

яке після простих перетворень зведеться до інтегрального рівняння

$$\int_{L_1} \gamma'_{t_0}(t_0) \operatorname{ctg} \frac{t_0 - \vartheta}{2} dt_0 = \pi A \cos(\vartheta - \alpha), \quad \vartheta \in L_1, \quad (11)$$

де $A = -\frac{2}{\lambda} R q_\infty$, $L_1 = [\varphi_1, \varphi_2] \cup [-\varphi, \varphi]$.

Враховуючи неперервність температури у вершинах тріщин, рівняння (11) доповнимо співвідношеннями

$$\int_{-\varphi}^{\varphi} \gamma'_{1t}(t) dt = 0, \quad \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \gamma'_{2t}(t) dt = 0, \quad (12)$$

де $\gamma'_{1\vartheta}(\vartheta) = \gamma'_{\vartheta}(\vartheta)$, $|\vartheta| \leq \varphi$, $\gamma'_{2\vartheta}(\vartheta) = \gamma'_{\vartheta}(\vartheta)$, $\varphi_1 \leq \vartheta \leq \varphi_2$.

Увівши позначення

$$\frac{1}{A} \gamma'_{1t}(t) = \frac{g_1(\frac{t}{\varphi})}{\sqrt{1 - (\frac{t}{\varphi})^2}}, \quad \frac{1}{A} \gamma'_{2t}(t) = \frac{g_2(\frac{t-b}{a})}{\sqrt{1 - (\frac{t-b}{a})^2}}, \quad (13)$$

систему інтегральних рівнянь (11), (12) розв'яжемо чисельно за допомогою методу механічних квадратур [6]. У результаті прийдемо до системи алгебричних рівнянь для знаходження вузлових значень шуканої функції

$$\begin{aligned} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^M g_i(t_m) B_{ij}(t_m, x_r) &= p_j(x_r), \quad r = \overline{1, M-1}, \\ \sum_{m=1}^M g_j(t_m) &= 0, \quad j = 1, 2, \end{aligned} \quad (14)$$

де $x_r = \cos \frac{\pi r}{M}$, $t_m = \cos \frac{2m-1}{2M} \pi$, $p_1(x) = \cos(\varphi x - \alpha)$, $p_2(x) = \cos(ax + b - \alpha)$,

$$\begin{aligned} B_{11}(t, x) &= \varphi \operatorname{ctg} \frac{(t-x)\varphi}{2}, \quad B_{22}(t, x) = a \operatorname{ctg} \frac{(t-x)a}{2}, \quad a = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}, \\ B_{21}(t, x) &= a \operatorname{ctg} \frac{at + b - \varphi x}{2}, \quad B_{12}(t, x) = \varphi \operatorname{ctg} \frac{\varphi t - ax - b}{2}, \quad b = \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2}. \end{aligned}$$

Беручи до уваги (4), (10) і (12) та враховуючи розвинення для функції $\frac{1}{t-z}$ при $z \rightarrow \infty$, отримуємо

$$b_* = \frac{RA}{2M} \sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^M (\sin t_{jm} - i \cos t_{jm}) b_j g_j(t_m), \quad (15)$$

де $b_1 = \varphi$, $b_2 = a$, $t_{1m} = \varphi t_m$, $t_{2m} = at_m + b$.

Задача термопружності. Введемо комплексні потенціали Колосова-Мусхелішвілі $\Phi(z)$ і $\Psi(z)$. Тоді для визначення напружено-деформованого стану пластини маємо співвідношення [7]

$$\sigma_{rr} + i\sigma_{r\vartheta} = 2\Gamma - \frac{\bar{z}}{z} \bar{\Gamma}' + \Phi(z) - \frac{R^2}{r^2} \Omega \left(\frac{R^2}{\bar{z}} \right) + \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) \left(\overline{\Phi(z)} - \bar{z} \overline{\Phi'(z)} \right), \quad z = r e^{i\vartheta}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} 2\mu \frac{\partial}{\partial \vartheta} ((u_r + iu_{\vartheta}) e^{i\vartheta}) &= iz \left((\kappa - 1)\Gamma + \frac{\bar{z}}{z} \bar{\Gamma}' + \kappa \Phi(z) + \frac{R^2}{r^2} \Omega \left(\frac{R^2}{\bar{z}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) \left(\overline{\Phi(z)} - \bar{z} \overline{\Phi'(z)} \right) + \beta_1 \Psi_0(z) \right), \end{aligned} \quad (17)$$

де

$$\Omega(z) = -\bar{\Phi}\left(\frac{R^2}{z}\right) + \frac{R^2}{z}\bar{\Phi}'\left(\frac{R^2}{z}\right) + \frac{R^2}{z^2}\bar{\Psi}\left(\frac{R^2}{z}\right),$$

$\Gamma = \frac{1}{4}(N_1 + N_2)$, $\Gamma' = -\frac{1}{2}(N_1 - N_2)e^{-2i\gamma}$, $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ — модуль зсуву, E — модуль Юнга, ν — коефіцієнт Пуассона; $\beta_1 = \frac{\alpha_1 E}{1+\nu}$, $\kappa = \frac{3-\nu}{1+\nu}$, α — коефіцієнт лінійного теплового розширення.

Функції $\Phi(z)$ і $\Omega(z)$ в околі безмежно віддаленої точки та нуля можна подати у вигляді [7]

$$\Phi(z) = \begin{cases} \frac{\bar{b}_\infty}{z} + O\left(\frac{1}{z^2}\right), & z \rightarrow \infty, \\ A_1 + O(z), & z \rightarrow 0, \end{cases} \quad \Omega(z) = \begin{cases} -\bar{A}_1 + O\left(\frac{1}{z^2}\right), & z \rightarrow \infty, \\ \frac{\bar{b}_\infty}{z} + O(1), & z \rightarrow 0, \end{cases} \quad (18)$$

де $\bar{b}_\infty = -2\beta_0 b_*$, $\beta_0 = \frac{\beta_1}{2(1+\kappa)}$, A_1 — невідома стала.

Беручи до уваги (16), з граничної умови (2) одержимо

$$(\Phi(t) + \Omega(t))^+ - (\Phi(t) + \Omega(t))^- = 0, \quad t \in L. \quad (19)$$

Враховуючи (18) та розв'язуючи задачу лінійного спряження (19), отримаємо

$$\Omega(z) = -\Phi(z) - \bar{A}_1 + \frac{\bar{b}_\infty}{z}. \quad (20)$$

Підставляючи (20) у (17) та враховуючи останню граничну умову (2), матимемо таку задачу лінійного спряження:

$$\Phi^+(t) - \Phi^-(t) = -2\beta_0 \gamma(t) + \frac{B}{t} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (e^{i\vartheta} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-)), \quad t = \operatorname{Re} e^{i\vartheta}, \quad (21)$$

розв'язавши яку, отримаємо

$$\Phi(z) = -\frac{\beta_0}{\pi i} \int_L \frac{\gamma(t)}{t-z} dt + \frac{B}{2\pi i} \int_L \frac{1}{t} \frac{\partial}{\partial \nu} (e^{i\nu} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-)) \frac{dt}{t-z}, \quad t = \operatorname{Re} e^{i\nu}, \quad (22)$$

де $B = 2\mu/(\kappa + 1)$.

На основі (22) можемо записати

$$\operatorname{Re} (\Phi^+(t) + \Phi^-(t)) = \frac{\beta_0}{\pi} \int_{L_1} v \gamma'(v) dv - \frac{B}{\pi R} \int_{L_1} \frac{\partial}{\partial v} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-) \ln \left| \sin \frac{v - \vartheta}{2} \right| dv, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} (\Phi^+(t) + \Phi^-(t)) = & -\frac{2\beta_0}{\pi} \int_{L_1} \gamma'(v) \ln \left| \sin \frac{v - \vartheta}{2} \right| dv - \\ & - \frac{B}{2\pi R} \int_{L_1} \frac{\partial}{\partial v} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-) \operatorname{ctg} \frac{v - \vartheta}{2} dv + \frac{B}{2\pi R} \int_{L_1} v \frac{\partial}{\partial v} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-) dv. \end{aligned} \quad (24)$$

Підставивши (20) у (16), враховуючи першу і другу граничні умови (2), виконавши прості перетворення, отримаємо

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} = & \operatorname{Re} (\Phi^+(t) + \Phi^-(t)) + 2\Gamma + \frac{1}{2} (N_1 - N_2) \cos 2(\gamma - \vartheta) + \\ & + \frac{\beta_0}{\pi} \int_{L_1} v \gamma'(v) dv - \frac{1}{R} (\operatorname{Re} \bar{b}_\infty \cos \vartheta + \operatorname{Im} \bar{b}_\infty \sin \vartheta), \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} (\Phi^+(t) + \Phi^-(t)) = & -\frac{B}{2\pi R} \int_{L_1} v \frac{\partial}{\partial v} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-) dv + \\ & + \frac{1}{R} (-\operatorname{Re} \bar{b}_\infty \sin \vartheta + \operatorname{Im} \bar{b}_\infty \cos \vartheta) - \frac{1}{2} (N_1 - N_2) \sin 2(\gamma - \vartheta), \quad t \in L. \end{aligned} \quad (26)$$

Увівши позначення $y(\vartheta) = \frac{B}{R} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (u_\vartheta^+ - u_\vartheta^-)$ та підставивши (24) у (26), одержимо

$$\frac{1}{\pi} \int_{L_1} y(t) \operatorname{ctg} \frac{t - \vartheta}{2} dt = f(\vartheta), \quad \vartheta \in L_1, \quad (27)$$

де

$$\begin{aligned} f(\vartheta) = & (N_1 - N_2) \sin 2(\gamma - \vartheta) - \frac{2}{R} (-\operatorname{Re} \bar{b}_\infty \sin \vartheta + \operatorname{Im} \bar{b}_\infty \cos \vartheta) - \\ & - \frac{4\beta_0}{\pi} \int_{L_1} \gamma'(v) \ln \left| \sin \frac{v - \vartheta}{2} \right| dv. \end{aligned}$$

Рівняння (27) доповнимо співвідношеннями, які виражають однозначність переміщень при обході контурів тріщин

$$\int_{-\varphi}^{\varphi} y_1(t) dt = 0, \quad \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} y_2(t) dt = 0, \quad (28)$$

де $y_1(\vartheta) = y(\vartheta)$, $|\vartheta| \leq \varphi$, $y_2(\vartheta) = y(\vartheta)$, $\varphi_1 \leq \vartheta \leq \varphi_2$.

Систему інтегральних рівнянь (27), (28) для знаходження невідомої функції $y(\vartheta)$ розв'язуємо чисельно за допомогою методу механічних квадратур [6]. В результаті прийдемо до системи алгебричних рівнянь для знаходження вузлових значень шуканої функції

$$\begin{aligned} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^M U_i(t_m) G_{ij}(t_m, x_r) = z_j(x_r), \quad r = \overline{1, M-1}, \\ \sum_{m=1}^M U_j(t_m) = 0, \quad j = 1, 2, \end{aligned} \quad (29)$$

де $x_r = \cos \frac{\pi R}{M}$, $t_m = \cos \frac{2m-1}{2M} \pi$, $z_1(x) = f(\varphi x)$, $z_2(x) = f(ax + b)$,

$$\begin{aligned} U_1(t) &= y(\varphi t) \sqrt{1-t^2}, & U_2(t) &= y(at+b) \sqrt{1-t^2}, \\ G_{11}(t, x) &= \varphi \operatorname{ctg} \frac{(t-x)\varphi}{2}, & G_{12}(t, x) &= \varphi \operatorname{ctg} \frac{\varphi t - ax - b}{2}, \\ G_{21}(t, x) &= a \operatorname{ctg} \frac{at+b-\varphi x}{2}, & G_{22}(t, x) &= a \operatorname{ctg} \frac{(t-x)a}{2}. \end{aligned}$$

Коефіцієнти інтенсивності напружень (КІН) знайдемо за формулами

$$K_{1j}^{\pm} = 0, \quad K_{2j}^{\pm} = \mp \sqrt{Rb_j} \tilde{U}_j(\pm 1) \quad (j = 1, 2), \quad (30)$$

де

$$\begin{aligned} \tilde{U}_j(1) &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (-1)^{m+1} U_j(t_m) \operatorname{ctg} \frac{2m-1}{4M} \pi, \\ \tilde{U}_j(-1) &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (-1)^{m+M} U_j(t_m) \operatorname{tg} \frac{2m-1}{4M} \pi. \end{aligned}$$

Підставляючи (23) в (25), використовуючи квадратурні формули, знайдемо вираз для визначення контактних напружень σ_{rr}

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{1}{M} \sum_{j=1}^2 \sum_{m=1}^M b_j (\beta_0 A g_j(t_m) (2t_{jm} + \sin(t_{jm} - \vartheta) - \ln \left| \sin \frac{t_{jm} - \vartheta}{2} \right| U_j(t_m)) + \\ &\quad + 2\Gamma + 0,5 (N_1 - N_2) \cos 2(\gamma - \vartheta). \end{aligned} \quad (31)$$

Проведений числовий аналіз контактних напружень та КІН для різних значень параметрів задачі. В частковому випадку, коли на нескінченності заданий тільки напружений стан, отримаємо розв'язок силової задачі [1,5].

Нехай пластина перебуває лише під дією теплового потоку на нескінченності.

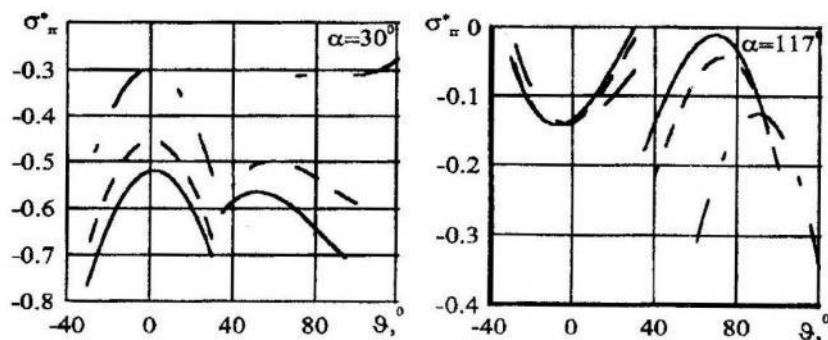


Рис. 2. Залежність контактних напружень від зміни кута ϑ

Для кута $\varphi = 30^\circ$ на рис. 2 зображено розподіл наведених контактних напружень $\sigma_{rr}^* = \frac{\sigma_{rr} \lambda}{\beta_0 R q_\infty}$ на берегах тріщин, коли $\alpha = 30^\circ$ і $\alpha = 117^\circ$, а на рис. 3 показано

залежність наведених коефіцієнтів інтенсивності напружень $K_{2j}^* = \frac{K_{2j} \lambda}{\beta_0 R^{\frac{3}{2}} q_\infty}$ від зміни кута α при різному розміщенні тріщин у пластині. На рисунках суцільні лінії відповідають випадку, коли $\varphi_1 = 35^\circ$, $\varphi_2 = 95^\circ$, пунктирні – $\varphi_1 = 40^\circ$, $\varphi_2 = 100^\circ$, штрихпунктирні – $\varphi_1 = 60^\circ$, $\varphi_2 = 120^\circ$. На рис. 3 непарним кривим відповідають K_{2j}^+ , парним K_{2j}^- .

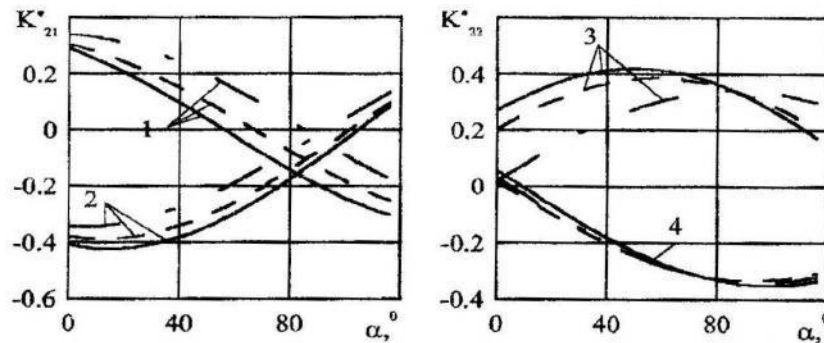


Рис. 3. Залежність коефіцієнтів інтенсивності напружень від кута α

Зауважимо, що при $\alpha > 117^\circ$ контактні напруження на першій тріщині міняють знак, а це означає, що $\alpha = 117^\circ$ є граничним кутом нахилу теплового потоку, при якому береги обидвох тріщин контактуватимуть для заданого розміщення щілин.

На основі числових розрахунків, враховуючи вираз (31), для тріщин однакової довжини можна зробити такі висновки: якщо береги тріщини контактуватимуть при заданих φ , φ_1 , φ_2 , α і заданому напрямі теплового потоку, то, змінивши його напрям на протилежний, цього вже не отримаємо; якщо для даних φ , φ_1 , φ_2 , α і $q_\infty > 0$ тріщина буде закритою, то її береги контактуватимуть і при φ , φ_1 , φ_2 , $b - \alpha$, $q_\infty > 0$; коли тріщини симетрично розміщені стосовно осей координат, то отримаємо результати праці [4]. Розв'язок знаходимо за допомогою еліптичних інтегралів першого та другого роду. У цьому випадку при заданому значенні кута α або одна тріщина буде закритою, а інша в цей момент – відкрита, або береги обидвох щілин контактуватимуть не за всією довжиною. Розв'язок цієї задачі вимагає спеціального дослідження.

Одержані результати свідчать про те, що заданий на нескінченності тепловий потік не менше впливає на розкриття тріщин, ніж силові навантаження [5].

1. Грилицкий Д. В., Луцишин Р. М. Напруження в пластинках з коловою лінією розмежування граничних умов. – Львів, 1975.
2. Грилицкий Н. Д., Кит Г. С. О напряженном состоянии в окрестности трещины с частично контактирующими берегами // Мат. методы и физ.-мех. поля. – 1978. – Вып. 9. – С. 35-38.
3. Мусхелишвили И. Н. Некоторые основные задачи математической теории упругости. – М., 1966.

4. Опанасович В. К., Лучко Й. Й., Копоть Н. М. Контактна задача для пластини з двома теплоізольованими тріщинами по дузі кола // Механіка і фізика руйнування будівельних матеріалів та конструкцій. – Львів, 2002. – Вип. 5. – С. 142–147.
5. Опанасович В. К., Копоть Н. М. Контактна задача для пластини з двома тріщинами різної довжини уздовж дуги кола // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. мех.-мат. – 2002. – Вип. 60. – С. 155–160.
6. Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацьшин А. И. Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. – К., 1976.
7. Прусов И. А. Некоторые задачи термоупругости. – Минск, 1972.

CONTACT PROBLEM FOR A PLATE WITH TWO THERMOISOLATED UNEQUAL CRACKS ON A CIRCLE ARCH

Nataliya Kopot'

*Ivan Franko National University of Lviv,
Universitetska Str., 1 79000 Lviv, Ukraine*

Using the methods of the theory of functions of complex variable the heat-stress state of a isotropic plate containing two termoisolated unequal cracks on a circle arch of some radius is considered. It is assumed that the faces of the cracks are in smooth contact on all length of the cracks under the influence of a homogeneous load field and thermal flow on infinity.

Key words: plate, crack, stress intensity factors

Стаття надійшла до редколегії 10.03.2003

Прийнята до друку 03.11.2004