

**ТЕРМОНАПРУЖЕНИЙ СТАН БІМАТЕРІАЛУ З МІЖФАЗНОЮ ЩІЛИНОЮ,
ЗАПОВНЕНОЮ СТИСЛИВОЮ РІДИНОЮ**

Сформульовано задачу термопружності для біматеріалу з міжфазною щілиною з урахуванням тиску і теплопровідності рідини, якою заповнена порожнина щілини. Розглянуто часткове закриття щілини по краях під дією стискального навантаження та теплового потоку. Задачу зведено до системи нелінійних сингулярних інтегро-диференціальних рівнянь відносно стрибка температури між берегами щілини та її розкриття. Довжину ділянки контакту визначено з умови плавного змикання берегів щілини у точках, що розмежовують її розкриття і закриття частину. Проаналізовано зміну залежності довжини і висоти щілини та тиску рідини від стискальних зусиль, густини і напрямку теплового потоку. Визначено залежність коефіцієнта інтенсивності дотичних міжфазних напружень від тиску та коефіцієнта теплопровідності рідини.

Ключові слова: термопружність, біматеріал, міжфазна щілина, стислива рідина, тиск і термоопір заповнювача.

Вступ. Передача зусиль і тепла між поверхнями спряження тіл у реальних умовах відбувається через середовище, яким заповнені просвіти, що утворюються в процесі навантаження чи при наявності різного роду дефектів. У літературі вживається термін «міжконтактне середовище», під яким розуміють дефект типу виїмки, тріщини, щілини тощо, порожнина яких заповнена рідиною або газом із заданими характеристиками. Перші дослідження в цьому напрямку проведено для напівнескінчених тіл за наявності заповнених теплопровідним середовищем міжконтактних зазорів, зумовлених шорсткістю поверхонь [11]. Запропоновано метод зведення задачі термопружності до нелінійної системи сингулярних інтегро-диференціальних рівнянь відносно висоти зазорів та стрибка температури між їх поверхнями. На основі цього підходу вивчено вплив теплопроникного заповнювача міжконтактних зазорів на термопружний контакт тіл із поверхневими виїмками [8, 9, 13] і термопружну поведінку біматеріального тіла з міжфазними тріщинами та щілинами [2, 5]. У цих роботах термічний вплив заповнювача враховано термоопором, що пропорційний висоті зазору або розкриттю тріщини, які змінюються під дією термомеханічного навантаження. Також відомі дослідження для ортотропної площини з тріщиною уздовж однієї з осей ортотропії, в яких враховують термоопір заповнювача, що змінюється в процесі навантаження [16]. У працях [7, 12, 14] проаналізовано механічний вплив заповнювача на пружну поведінку тіл з виїмками та тріщинами. Зокрема, враховано тиск, який чинить газ чи рідина на поверхні дефекту, і проаналізовано залежність тиску від навантаження. Комплексний термомеханічний вплив заповнювача досліджено на основі моделі ідеального газу, яким заповнені порожнини зазорів, утворені на межі з'єднання матеріалів [10, 15]. Розв'язок задачі термопружності для біматеріалу з міжфазною щілиною, заповненою нестисливою рідиною під дією термомеханічного навантаження, побудовано в [6]. На основі моделі розкритої тріщини показано, що у випадку щілини, заповненої рідиною, в процесі навантаження відбувається часткове закриття щілини по краях.

Ця стаття присвячена дослідженню термомеханічної поведінки біматеріалу з міжфазною щілиною, заповненою стисливою рідиною, з урахуванням контакту її берегів по краях і зміни тиску та термоопору рідини під дією стискального навантаження та однорідного теплового потоку.

[✉]ser.kristina@gmail.com

1. Формулювання задачі та її зведення до системи сингулярних інтегро-диференціальних рівнянь. Розглянемо біматеріальне тіло, складене з

ізотропних півплощин D_1 і D_2 , на лінії з'єднання яких розташована міжфазна щілина, яка має початкову висоту $h_0(x)$ і довжину $2a$ (рис. 1). Матеріали півплощин відрізняються коефіцієнтами теплопровідності ($\lambda_1 \neq \lambda_2$) і лінійного теплового розширення ($\alpha_1 \neq \alpha_2$), а також модулями зсуву ($G_1 \neq G_2$) і коефіцієнтами Пуассона ($\nu_1 \neq \nu_2$). На безмежності в перпендикулярному до міжфазної лінії напрямі на тіло діють однорідні стискальні напруження p і однорідний стаціонарний тепловий потік q . Окрім

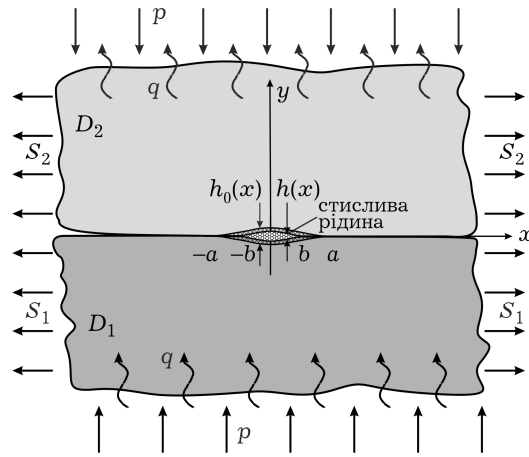


Рис. 1

того, до кожної з півплощин D_n на нескінченності в напрямку, паралельному до осі Ox , прикладено лінійно розподілені за координатою y напруження S_n , $n = 1, 2$, що компенсують глобальне викривлення і поздовжню деформацію спряжених тіл, які зумовлені зусиллями p і потоком q . Вважаємо, що під дією стискального навантаження береги щілини контактують на привершинних ділянках $[-a, -b]$ та $[b, a]$, довжина яких наперед невідома. Порожнина щілини цілком заповнена стисливою рідиною, що чинить тиск P_f на береги щілини і характеризується коефіцієнтом теплопровідності λ_f .

У тілі реалізується стаціонарне двовимірне температурне поле і стан плоскої деформації.

Вплив рідини на передачу тепла між берегами щілини враховуємо умовами неідеального теплового контакту берегів зі змінним термоопором [1]:

$$r(x) = \frac{h(x)}{\lambda_f}, \quad (1)$$

де $h(x)$ – висота щілини після прикладення навантаження.

Тиск рідини P_f на берегах тріщини також змінюється в процесі навантаження і визначається з рівняння стану баротропної рідини [4]:

$$V_f \exp\left(\frac{P_f}{B}\right) = V_0, \quad (2)$$

де $V_0 = \ell \int_{-a}^a h_0(x) dx$ – початковий об'єм рідини в ненавантаженому стані, що припадає на одиницю довжини щілини $\ell = 1$ м у поздовжньому напрямі,

$V_f = \ell \int_{-a}^a h(x) dx$ – об'єм рідини, що припадає на одиницю довжини тріщини $\ell = 1$ м у поздовжньому напрямі, B – модуль об'ємної пружності рідини.

Контактно-крайові умови на ділянці щілини $|x| < a$, $y = 0$ мають такий вигляд

– уздовж розкритої частини $y = 0$, $|x| < b$:

$$\begin{aligned} q_y^+ &= q_y^-, & T^- - T^+ &= (h(x)/\lambda_f)q_y^+, & \sigma_y^+ &= \sigma_y^-, \\ \tau_{xy}^+ &= \tau_{xy}^-, & \sigma_y^- &= P_f, & \tau_{xy}^- &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

– на ділянках контакту $y = 0$, $b \leq |x| < a$:

$$\begin{aligned} T^- &= T^+, & q_y^+ &= q_y^-, & \sigma_y^+ &= \sigma_y^-, \\ \tau_{xy}^+ &= \tau_{xy}^-, & \tau_{xy}^- &= 0, & v^- - v^+ &= h_0(x). \end{aligned} \quad (4)$$

Температуру, компоненти векторів теплового потоку та переміщення і компоненти тензора напружень у біматеріалі, згідно з викладеною в праці [1] методикою, визначаємо через наперед невідомі функції стрибка температури $\gamma(x) = T^-(x, 0) - T^+(x, 0)$ і розкриття щілини $h(x) = h_0(x) + v^+(x, 0) - v^-(x, 0)$, де $h(x) = 0$ при $a < |x| < b$.

Враховуючи гранично-контактні умови на берегах щілини (3), (4), задачу зводимо до нелінійної системи сингулярних інтегро-диференціальних рівнянь (СІДР) відносно $\gamma(x)$ та $h(x)$:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-b}^b \frac{h'(t)}{t-x} dt + \frac{\lambda \eta^-}{2} \gamma(x) + \frac{1}{2G^*} P_f = \frac{1}{2G^*} p + \frac{1}{\pi} \int_{-a}^a \frac{h'_0(t)}{t-x} dt, \quad |x| < b, \quad (5)$$

$$\lambda_f \frac{\gamma(x)}{h(x)} - \frac{\lambda}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\gamma'(t)}{t-x} dt = q, \quad |x| < b, \quad (6)$$

де

$$P_f = B \ln \left(\frac{\int_{-a}^a h_0(x) dx}{\int_{-b}^b h(x) dx} \right), \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}, \quad G^* = \frac{G_1(1 - \alpha_2)}{1 - \alpha_1\alpha_2}, \quad \alpha_n = 3 - 4\nu_n, \quad \eta^- = \eta_2 - \eta_1, \quad \eta_n = \frac{\alpha_n(1 + \nu_n)}{\lambda_n}, \quad n = 1, 2,$$

– термічні дистортивності матеріалів півплощин.

На кінцях щілини функції $\gamma(x)$ та $h(x)$ задовольняють умови

$$\gamma(\pm b) = 0, \quad \gamma'(\pm b) = 0, \quad (8)$$

$$h(\pm b) = 0, \quad h'(\pm b) = 0. \quad (9)$$

Друга з умов (9) є умовою плавного змикання берегів щілини у точках $x = \pm b$, що розмежовують розкрити і закрити її ділянки. Цю умову використовують для знаходження півдовжини розкритої ділянки b .

3. Методика розв'язування нелінійної системи сингулярних інтегро-диференціальних рівнянь. Отже, для визначення стрибка температури $\gamma(x)$ і розкриття щілини $h(x)$ отримано систему СІДР (5), (6), для визначення тиску рідини – співвідношення (7), для визначення півдовжини розкритої частини щілини – другу з умов (9). Бачимо, що в рівнянні (5) параметр b входить нелінійно, а зусилля p – лінійно. Тому для спрощення побудови розв'язку задачі параметр b виводимо з числа невідомих параметрів задачі, натомість вважаємо невідомим параметром зусилля p , за яких ділянка розкриття щілини досягає заданої довжини $2b$, а ділянки контакту

берегів щілини – відповідно довжини $a - b$. В результаті задаємо набір значень параметра b з можливого діапазону його зміни $0 < b < a$, а за другою з умов (9) визначаємо зусилля p .

Використовуючи розроблену в монографії [1] ітераційну процедуру, що базується на методі послідовних наближень, нелінійну систему СІДР (5)–(7) з урахуванням (8), (9) зводимо до послідовності лінійних систем СІДР

$$\frac{1}{\pi} \int_{-b}^b \frac{h^{(i)}(t)}{t-x} dt + \frac{\lambda \eta^-}{2} \gamma^{(i-1)}(x) + \frac{1}{2G^*} P_f^{(i-1)} = \frac{1}{2G^*} p^{(i)} + \frac{1}{\pi} \int_{-a}^a \frac{h_0'(t)}{t-x} dt, \quad |x| < b, \quad (10)$$

$$\lambda_f \frac{\gamma^{(i)}(x)}{h^{(i)}(x)} - \frac{\lambda}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\gamma'^{(i)}(t)}{t-x} dt = q, \quad |x| < b, \quad (11)$$

$$P_f^{(i)} = B \ln \left(\frac{\int_{-a}^a h_0(x) dx}{\int_{-b}^b h^{(i)}(x) dx} \right), \quad (12)$$

де $\gamma^{(i)}(\pm b) = 0$, $\gamma'^{(i)}(\pm b) = 0$, $h^{(i)}(\pm b) = 0$, $h'^{(i)}(\pm b) = 0$, $i = 1, 2, \dots$

Права частина інтегро-диференціального рівняння (10) містить наближення стрибка температури $\gamma^{(i-1)}(x)$ та тиску рідини $P_f^{(i-1)}$, отримані на попередньому кроці. Початкове наближення стрибка температури визначаємо з міркувань, що термічні деформації не впливають на розкриття щілини, тобто $\gamma^{(0)}(x) = 0$. Початкове наближення тиску рідини визначаємо з умови, що рідина на початковому наближенні займає такий самий об'єм, як і в ненавантаженому стані, тобто $P_f^{(0)} = 0$.

Враховуючи лінійність рівняння (10) і структуру правої частини, його розв'язок подамо у вигляді

$$h^{(i)}(x) = (p^{(i)} - P_f^{(i-1)})h_1(x) + qh_2^{(i)}(x) + h_3(x), \quad (13)$$

де $h_1(x)$, $h_2^{(i)}(x)$, $h_3(x)$ є відповідно розв'язками таких СІР:

$$\frac{1}{\pi} \int_{-b}^b \frac{h_1'(t)}{t-x} dt = \frac{1}{2G^*}, \quad h_1(\pm b) = 0, \quad |x| < b, \quad (14)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-b}^b \frac{h_2^{(i)'}(t)}{t-x} dt = -\frac{\lambda \eta^-}{2} \gamma^{(i-1)}(x), \quad h_2^{(i)}(\pm b) = 0, \quad |x| < b, \quad (15)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-b}^b \frac{h_3'(t)}{t-x} dt = \frac{1}{\pi} \int_{-a}^a \frac{h_0'(t)}{t-x} dt, \quad h_3(\pm b) = 0, \quad |x| < b. \quad (16)$$

Рівняння (14) і (16) розв'язуються аналітично [3], а рівняння (15) – чисельно [1].

Розв'язок рівняння (11) подаємо у вигляді функції $\gamma^{(i)}(x) = q\gamma_q^{(i)}(x)$, де $\gamma_q^{(i)}(x)$ визначається з такого СІР:

$$\lambda_f \frac{\gamma_q^{(i)}(x)}{h^{(i)}(x)} - \frac{\lambda}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\gamma_q'^{(i)}(t)}{t-x} dt = 1, \quad \gamma_q^{(i)}(\pm b) = 0, \quad |x| < b. \quad (17)$$

З умови плавного змикання берегів щілини на межі розкритої і закритої частин (9) з урахуванням подання (13) отримуємо співвідношення для визначення параметра $p^{(i)}$:

$$p^{(i)} = P_f^{(i-1)} - \frac{q \cdot h_2'^{(i)}(b) + h_3'(b)}{h_1'(b)}. \quad (18)$$

Далі, проінтегрувавши функції $h_1'(x)$, $h_2'^{(i)}(x)$, $h_3'(x)$ та підставивши отримані $h_1(x)$, $h_2^{(i)}(x)$, $h_3(x)$ і $p^{(i)}$ у формулу (13), визначаємо функцію $h^{(i)}(x)$. Врахувавши $h^{(i)}(x)$ в інтегро-диференціальному рівнянні (17), розв'язуємо його чисельно і визначаємо i -те наближення стрибка температури $\gamma^{(i)}(x)$. Щоб визначити i -те наближення тиску рідини $P_f^{(i)}$, у формулі (12) враховуємо отримане наближення розкриття щілини $h^{(i)}(x)$.

За критерій зупинки ітераційного процесу вибираємо одночасне виконання умов

$$\frac{\gamma_q^{(i)}(x) - \gamma_q^{(i-1)}(x)}{\gamma_q^{(i)}(x)} \leq 10^{-5},$$

$$\frac{h_2^{(i)}(x) - h_2^{(i-1)}(x)}{h_2^{(i)}(x)} \leq 10^{-5}.$$

Якщо вони справджуються, то ітераційний процес завершуємо і шуканим функціям і параметрам присвоюємо їхні значення на останній ітерації.

Для визначення коефіцієнта інтенсивності дотичних напружень використовуємо формулу [1]

$$K_{II} = \frac{-\lambda(\eta_1 + \eta_2)G^*}{\sqrt{\pi a}} \int_{-b}^b \gamma(x) dx,$$

$\gamma(x)$ – функція стрибка температури, визначена на останній ітерації.

4. Числові результати та їх аналіз. На основі отриманого розв'язку проаналізовано залежності зміни довжини і висоти щілини, а також тиску рідини від стискальних зусиль, густини і напряму теплового потоку. Досліджено вплив теплопровідності і тиску рідини на коефіцієнт інтенсивності дотичних міжфазних напружень.

Для числових розрахунків вводимо в розгляд безрозмірні величини: розкриття тріщини $\bar{h} = h/a$, змінну $\bar{x} = x/a$, півдовжину розкритої ділянки щілини $\bar{b} = b/a$, модуль об'ємної пружності $\bar{B} = B/G^*$, коефіцієнт теплопровідності рідини $\bar{\lambda}_f = \lambda_f/\lambda$, стискальні зусилля $\bar{p} = p/G^*$, тепловий потік $\bar{q} = qa\eta^-$, тиск рідини $\bar{P}_f = P_f/G^*$, коефіцієнт інтенсивності нормальних напружень $\bar{K}_{II} = K_{II}/(G^*\sqrt{a})$.

Безрозмірний тепловий потік $\bar{q} = qa(\eta_2 - \eta_1)$ набуває додатних значень ($\bar{q} > 0$), якщо тепловий потік скерований до матеріалу з більшою термічною дистортивністю, і від'ємних ($\bar{q} < 0$), якщо тепловий потік скерований до матеріалу з меншою термічною дистортивністю.

Числовий аналіз проведено для форми щілини $\bar{h}_0(\bar{x}) = 0.001(1 - \bar{x}^2)^{3/2}$.

На рис. 2 зображено залежність тиску рідини \bar{P}_f від стискальних зусиль \bar{p} для значень густини теплового потоку $|\bar{q}| = 0.01, 0.02, 0.03$ і двох

напрямів потоку. Виявлено, що тиск \bar{P}_f рідини нелінійно залежить від інтенсивності стискальних зусиль \bar{p} , причому зі збільшенням зусиль тиск рідини зростає. При збільшенні густини теплового потоку $|\bar{q}|$ тиск рідини зростає у випадку теплового потоку, скерованого до матеріалу з меншою термічною дистортивністю, і спадає у випадку теплового потоку \bar{q} , скерованого до матеріалу з більшою термічною дистортивністю. Збільшення густини теплового потоку приводить до збільшення різниці між значеннями тиску для двох протилежних напрямів потоку.

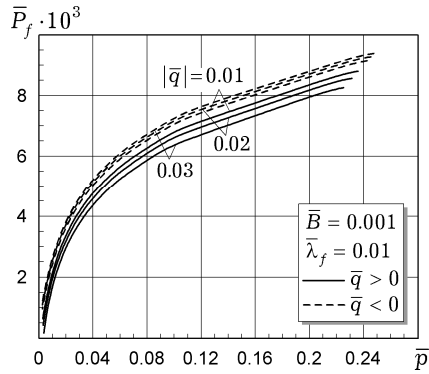


Рис. 2

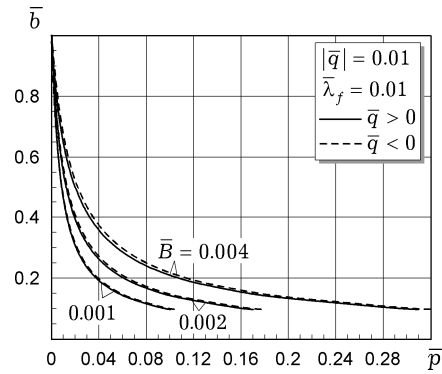


Рис. 3

На рис. 3 проілюстровано залежність півдовжини розкритої ділянки щілини \bar{b} від стискальних зусиль \bar{p} для значень модуля об'ємної пружності рідини $\bar{B} = 0.001, 0.002, 0.004$. На рисунку бачимо, що зі збільшенням інтенсивності зусиль півдовжина розкритої частини щілини зменшується, тобто зростає ділянка контакту берегів щілини. Для фіксованого значення зусиль \bar{p} ділянка розкритої частини є більшою для більшого значення модуля об'ємної пружності рідини, причому різниця між значеннями, визначеними для протилежних напрямів потоку, є досить малою.

Розподіл розкриття щілини $\bar{h}(\bar{x})$ під дією стискального навантаження $\bar{p} = 0.002, 0.01, 0.04$ зображено на рис. 4. Бачимо, що при збільшенні стискальних зусиль зменшуються довжина і висота щілини для обох напрямів теплового потоку. Для теплового потоку, скерованого до матеріалу з більшою термічною дистортивністю, розкриття щілини є більшим, ніж для теплового потоку, скерованого до матеріалу з меншою термічною дистортивністю.

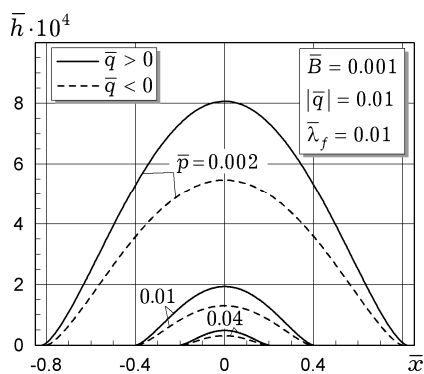


Рис. 4

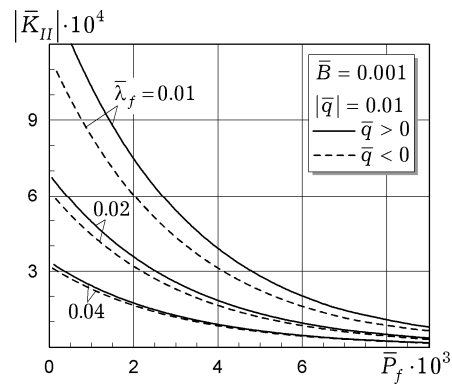


Рис. 5

На рис. 5 показано залежність коефіцієнта інтенсивності дотичних міжфазних напружень \bar{K}_{II} від тиску рідини \bar{P}_f для значень коефіцієнта теплопровідності рідини $\bar{\lambda}_f = 0.01, 0.02, 0.04$. Бачимо, що зі збільшенням тиску і коефіцієнта теплопровідності рідини коефіцієнт інтенсивності за абсолютною величиною $|\bar{K}_{II}|$ спадає. Різниця між значеннями $|\bar{K}_{II}|$ для двох протилежних напрямів потоку зростає зі зменшенням теплопровідності $\bar{\lambda}_f$ заповнювача. Для теплового потоку, скерованого до матеріалу з більшою термічною дистортивністю, значення $|\bar{K}_{II}|$ є більшими, ніж для потоку, скерованого до матеріалу з меншою термічною дистортивністю.

Висновки. На основі проведеного аналізу результатів можна зробити такі узагальнюючі висновки:

- рідина чинить більший тиск на береги щілини для теплового потоку, скерованого до матеріалу з меншою термічною дистортивністю;
- часткове закриття щілини під дією стискальних зусиль та однорідного теплового потоку відбувається швидше, якщо тиск рідини у щілині нижчий за значенням;
- довжина ділянки контакту берегів щілини завжди буде більшою для теплового потоку, скерованого до матеріалу з меншою термічною дистортивністю матеріалів;
- неврахування тиску рідини у щілині приводить до завищення значень коефіцієнта інтенсивності дотичних міжфазних напружень.

Отримані результати можуть бути використані для розробки рекомендації для інженерних розрахунків допустимого комбінованого навантаження для біматеріалів, що можуть містити дефекти типу тріщин.

1. *Мартиняк Р. М., Середницька Х. І.* Контактні задачі термопружності для міжфазних тріщин в біматеріальних тілах. – Львів: Растр-7, 2017. – 168 с.
2. *Мартыняк Р. М., Гончар Х. И.* Термоупругое деформирование биматериала с межфазным дефектом, заполненным теплопроводной средой // Теорет. и прикл. механика. – 2005. – Вып. 41. – С. 58–62.
3. *Панасюк В. В., Саврук М. П., Дацьшин А. П.* Распределение напряжений около трещин в пластинах и оболочках. – Киев: Наук. думка, 1976. – 444 с.
4. *Савельев И. В.* Курс общей физики. – Москва: Наука, 1966. – 404 с.
5. *Середницька Х. І., Мартиняк Р. М.* Міжфазна теплопроникна щілина змінної висоти у біматеріалі з нульовим параметром Дандерса // Вісн. Київськ. нац. ун-ту ім. Т. Шевченка. Фіз.-мат. науки. – 2015. – Спецвипуск. – С. 243–246.
6. *Середницька Х. І., Мартиняк Р. М.* Термопружна поведінка біматеріалу з міжфазною щілиною, заповненою нестисливою рідиною // Вісн. Київ. нац. ун-ту ім. Т. Шевченка. Сер. Фіз.-мат. науки. – 2019. – Вип 1. – С. 206–208.
7. *Слободян Б. С.* Тиск пружного тіла на жорстку основу з виїмкою, частково заповненою рідиною, що не змочує їх поверхні // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2011. – 47, № 4. – С. 122–128.
 The same: *Slobodyan B. S.* Pressure of an elastic body on a rigid base with a recess partially filled with a liquid that does not wet their surfaces // Mater. Sci. – 2012. – 47, No. 4. – P. 561–568.
 – <https://doi.org/10.1007/s11003-012-9428-7>.
8. *Чумак К. А.* Термопружний контакт тіл з хвилястими поверхнями за наявності теплопровідного середовища в міжконтактних зазорах // Вісн. Київ. нац. ун-ту ім. Т. Шевченка. Сер. Фіз.-мат. науки. – 2015. – Спецвип. – С. 293–296.
9. *Чумак К. А., Мартиняк Р. М.* Термопружна взаємодія тіл з регулярною текстурою поверхонь за наявності теплопроникного середовища в міжконтактних зазорах // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2013. – 56, № 1. – С. 52–61.
 The same: *Chumak K. A., Martynyak R. M.* Thermoelastic interaction of the bodies with regular surface textures in the presence of heat-permeable media in the intercontact gaps // J. Math. Sci. – 2014. – 201, No. 1. – P. 60–71.
 – <https://doi.org/10.1007/s10958-014-1973-1>.

10. Чумак К., Слободян Б., Маланчук Н. Термопружна взаємодія тіл з урахуванням термоопору та тиску ідеального газу в міжконтактному зазорі // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2015. – Вип. 22. – С. 150–161.
11. Швецъ Р. М., Мартиняк Р. М. Интегральные рівняння контактної задачі термопружності для шорстких тіл // Доп. АН УРСР. Сер. А. – 1985. – № 11. – С. 37–40.
12. Kaczyński A., Monastyrskyy B. On the problem of some interface defect filled with a compressible fluid in a periodic stratified medium // J. Theor. Appl. Mech. – 2004. – 42, No. 1. – P. 41–57.
13. Martynyak R., Chumak K. Effect of heat-conductive filler of interface gap on thermoelastic contact of solids // Int. J. Heat Mass Transf. – 2012. – 55, No. 4. – P. 1170–1178. – <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.053>.
14. Monastyrskyy B., Kaczyński A. The elasticity problem for a stratified semi-infinite medium containing a penny-shaped crack filled with a gas // Acta Mechanica et Automatica. – 2007. – 1, No. 1. – P. 63–66.
15. Serednytska Kh., Martynyak R., Chumak K. The thermoelastic state of a bimaterial with an open gas-filled interface crack // J. Theor. Appl. Mech. – 2019. – 57, No. 2. – P. 331–341. – <https://doi.org/10.15632/jtam-pl/104587>.
16. Zhong X.-C., Wu B. Thermoelastic analysis for an opening crack in an orthotropic material // Int. J. Fract. – 2012. – 173, No. 1. – P. 49–55. – <https://doi.org/10.1007/s10704-011-9665-z>.

ТЕРМОНАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ БИМАТЕРИАЛА С МЕЖФАЗНОЙ ЩЕЛЮ, ЗАПОЛНЕННОЙ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Сформулирована задача термоупругости для биматериала с межфазной щелью с учетом давления и теплопроводности жидкости, которой заполнена полость щели. Рассмотрено частичное закрытие щели по краям под действием сжимающей нагрузки и теплового потока. Задача сведена к системе нелинейных сингулярных интегро-дифференциальных уравнений относительно скачка температуры между берегами щели и ее раскрытия. Длина участка контакта определена из условия плавного смыкания берегов щели в точках, которые разграничивают ее раскрытую и закрытую часть. Проанализировано изменение длины и высоты щели и давления жидкости в зависимости от сжимающих усилий, плотности и направления теплового потока. Определена зависимость коэффициента интенсивности касательных межфазных напряжений от давления и коэффициента теплопроводности жидкости.

Ключевые слова: термоупругость, биматериал, межфазная щель, сжимаемая жидкость, давление и термосопротивление заполнителя.

THERMAL STRESS STATE OF A BIMATERIAL WITH INTERFACE CRACK FILLED WITH COMPRESSIVE FLUID

The problem of thermoelasticity for a bimaterial with a fluid-filled interface crack is formulated taking into account the pressure and thermal conductivity of the filler. The partial closure of the crack at the edges under the action of compressive load and heat flux is considered. The problem is reduced to a system of nonlinear singular integro-differential equations for a temperature jump between the crack faces and its opening displacement. The length of the contact area is determined using the condition of smooth closing of the edges of the crack at the points separating the open and closed part of the crack. The changes of the length and height of the crack as well as the pressure of the fluid depending on the compressive loads, density and direction of heat flux are analyzed. The dependence of the Mode-II stress intensity factor on the pressure and the thermal conductivity coefficient of the fluid is determined.

Key words: thermoelasticity, bimaterial, interface crack, compressible fluid, pressure and thermal resistance of crack filler.