чи можна в нерівності /6/ замість сталої A поставити $\alpha(\sigma_1)$, де α - зростаюча до $+\infty$ на $[0, +\infty)$ функція.

1. В и н н и ц к и й Б.В. О представлении функций рядами $\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n f(\lambda_n z)$ //Укр.мат.журн. 1979. Т.31. № 3. С. 256-265. 2. В и н н и ц ь к и й Б.В. О рядах по системе $\{f(\lambda_n z)\}$ // Мат. заметки. 1987. Т.29. №4. С.503-516. 3. В и н н и ц к и й Б.В. Об описании базисов из обобщенных систем экспонент //Мат. сб. 1988. Т.135 /177/. № 1. С. 59-79. 4. В и н н и ц к и й Б.В., Ш е р е м е т а М.М. Асимптотична поведінка коефіцієнтів рядів Діріхле, що задають цілі функції //Укр. мат. журн. 1975. Т. 27. № 2. С. 147-157. 5. Л е о н т ь е в А.Ф. Ряды экспонент. М.: Наука, 1976. 536 с. 6. Шеремета М.М. Про одне співвідношення між максимумом модуля і максимальним членом цілого ряду Діріхле // Мат. студії. Праці Львів. мат. т-ва. 1994. Вип. 3. С. 78-83.

Стаття надійшла до редколегії 05.10.94

УДК 531

П.П.Доманський

ПРО УМОВИ СТІЙКОСТІ РУХУ ПРУЖНИХ ТІЛ ЗА ДВОМА МІРАМИ

При дослідженні стійкості руху пружних систем найчастіше застосовують методику заміни шуканих функцій зліченною, або, наближено, скінченною кількістю параметрів. У цьому напрямі одержана велика кількість результатів, які систематизовані в монографіях [1-3, 8].

У даній праці вивчаються умови стійкості руху пружних тіл за двома мірами на основі теорем прямого методу Ляпунова для процесів з розподіленими параметрами [4-7].

Розглянемо пружне тіло K - систему неперервно розподілених взаємодіючих матеріальних точок. Задамося деякою фіксованою конфігурацією цього тіла, яку назвемо початковою. Місце частинки в цій початковій конфігурації будемо задавати радіус-вектором $\vec{r}_0$ - неперервною і потрібною кількістю разів диференційованою векторфункцією $\vec{r}_0 = \vec{r}_0(q^1, q^2, q^3) \equiv \vec{r}_0(q)$, де $\{q^i\}$ - лагранжеві координати. Рух тіла у будь-який момент часу τ задається радіус-вектором $\vec{r} = \vec{r}(q^1, q^2, q^3, \tau) \equiv \vec{r}(q, \tau)$. Цим визначається актуальна конфігурація тіла.

Область тіла і поверхню, що його обмежує, в початковій конфігурації позначимо через X_0 і ∂X_0, а в актуальній конфігурації - через X і ∂X відповідно. Густину матеріалу в початковій та актуальній конфігурації будемо позначати через ϱ_0 і ϱ. Тоді, згідно із законом збереження маси,

$$dm = \varrho dV = \varrho_0\, dV_0, \qquad /1/$$

де dV і dV_0 - елементарні об"єми в актуальній і початковій конфігураціях.

Вектор переміщення із початкової конфігурації в актуальну позначимо $\vec{u}_0$, тобто $\vec{u}_0 = \vec{r} - \vec{r}_0$.

Вектор масових сил, віднесений до одиниці маси, позначимо через $\vec{K}$, тому, згідно з /1/,

$$\vec{K}\, dm = \varrho \vec{K}\, dV = \varrho_0 \vec{K}\, dV_0 - \qquad /2/$$

сила, прикладена до елементарної маси; $\varrho\vec{K}$ - сила, розрахована на одиницю об"єму /об"ємна сила/.

Одиничний вектор зовнішньої нормалі до ∂X позначимо через $\vec{n}$, одиничний вектор зовнішньої нормалі до ∂X_0 - через $\vec{n}_0$.

Поверхневу силу, віднесену до одиниці площі на ∂X, позначимо через $\vec{f}$, а віднесену до одиниці площі в початковій конфігурації - $\vec{f}_0$.

Розглянемо як "мертве", так і "слідкуюче" навантаження. При "мертвому" навантаженні

$$\vec{f}\, d\Sigma = \vec{f}_0\, d\Sigma_0. \qquad /3/$$

Тут $d\Sigma$ і $d\Sigma_0$ - елементарні площі в актуальній і початковій конфігураціях. Прикладом "слідкуючого" навантаження є гідростатичний тиск p:

$$\vec{f} = -p\vec{n}. \qquad /4/$$

Вектор напруження, який діє на нескінченно малій орієнтованій площинці $\vec{n}d\Sigma$ будемо позначати $\vec{\sigma}_n$. Як відомо, тензор напружень Коші $\hat{\sigma}$ вводиться співвідношенням

$$\vec{\sigma}_n = \vec{n} \cdot \hat{\sigma}. \qquad /5/$$

Рівняння руху Коші має вигляд

$$\vec{\nabla}\hat{\sigma} + \varrho\vec{K} = \varrho \frac{\partial^2 \vec{u}_0}{\partial \tau^2}. \qquad /6/$$

Тут $\vec{\nabla}$ - набла-оператор, визначений у базі актуальної конфігурації. При цьому гранична умова на поверхні ∂X

$$\vec{\sigma}_n \equiv \vec{n} \cdot \hat{\sigma} = \vec{f}. \qquad /7/$$

При розгляді задач стійкості опис напруженого стану тензором Коші $\hat{\sigma}$, який визначений в актуальній конфігурації, утруднюється тим, що ця конфігурація наперед невідома, тоді як початкова конфігурація входить до складу початкових даних. У зв"язку з цим вводиться тензор Піоли-Кірхгофа $\hat{P}_0$, який визначений у початковій конфігурації співвідношеннями

$$\vec{\sigma}_n \, d\Sigma = \vec{P}_{n_0} \, d\Sigma_0 , \quad \vec{P}_{n_0} = \vec{n}_0 \cdot \hat{P}_0 . \qquad /8/$$

Рівняння руху, записані через тензор $\hat{P}_0$, набирають вигляду

$$\vec{\nabla}_0 \cdot \hat{P}_0 + \rho_0 \vec{K} = \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}_0}{\partial \tau^2} . \qquad /9/$$

Тут $\vec{\nabla}_0$ – набла-оператор у базі початкової конфігурації. При цьому граничній умові /7/ відповідає умова на поверхні ∂X_0 :

$$\vec{P}_{n_0} \equiv \vec{n}_0 \cdot \hat{P}_0 = \vec{f} \frac{d\Sigma}{d\Sigma_0} . \qquad /10/$$

Для "мертвого" поверхневого навантаження

$$\vec{P}_{n_0} \equiv \vec{n}_0 \cdot \hat{P}_0 = \vec{f}_0 . \qquad /11/$$

Як тензор деформації будемо розглядати тензор $\hat{e}_0$, який визначається через вектор переміщення формулою

$$\hat{e}_0 = \vec{u}_0 \vec{\nabla}_0 = (\vec{\nabla}_0 \vec{u})^T . \qquad /12/$$

Виведемо рівняння стійкості. Нехай у початковий момент часу $\tau = \tau_0$ задано поле вектора переміщення $\vec{\psi}(q)$ і поле вектора швидкості $\vec{\eta}(q)$. Рух тіла будемо характеризувати параметрами: $\hat{P}_0$ тензор напружень Піоли-Кірхгофа, $\hat{e}_0$ – тензор деформації, $\vec{u}_0$ – вектор переміщення. Ці параметри пов"язані між собою рівнянням руху, рівнянням стану, граничними і початковими умовами у вигляді

$$\vec{\nabla}_0 \hat{P}_0 + \rho_0 \vec{K} = \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}_0}{\partial \tau^2} ; \qquad /13/$$

$$\hat{P}_0 = \hat{T}(\hat{e}_0^T), \quad \hat{e}_0 = \vec{u}_0 \vec{\nabla}_0 ; \qquad /14/$$

$$\vec{n}_0 \cdot \hat{P}_0 \big|_{\partial X_0} = \vec{f} \frac{d\Sigma}{d\Sigma_0} ; \qquad /15/$$

$$\vec{u}_0 \big|_{\tau=\tau_0} = \vec{\psi}, \qquad \frac{\partial \vec{u}_0}{\partial \tau} \Big|_{\tau=\tau_0} = \vec{\eta} . \qquad /16/$$

Тут $\hat{T}$ – тензорна функція тензорного аргумента, що характеризує зв"язок між тензором напружень і тензором деформацій для матеріалу тіла K. Систему параметрів $\hat{P}_0, \hat{e}_0, \vec{u}_0$ будемо називати базовим розв"язком. Надамо початковим умовам деяких збурень. У момент часу τ унаслідок цього виникне нова конфігурація тіла K. Величини в цій конфігурації будемо позначати зірочкою знизу, зокрема $\hat{P}_*$, $\hat{e}_*$, $\vec{u}_*$ – тензор напружень Піоли-Кірхгофа, тензор деформації і вектор переміщення із початкової конфігурації в нову конфігурацію. Будемо вважати, що параметри $\hat{P}_*$, $\hat{e}_*$, $\vec{u}_*$ пов"язані співвідношеннями:

$$\vec{\nabla}_0 \cdot \hat{P}_* + \rho_0 \vec{K}_* = \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}_*}{\partial \tau^2}; \qquad /17/$$

$$\hat{P}_* = \hat{T}(\hat{e}_*^T), \quad \hat{e}_* = \vec{u}_* \vec{\nabla}_0; \qquad /18/$$

$$\vec{n}_0 \hat{P}_* \Big|_{\partial X_0} = \vec{f}_* \frac{d\Sigma_*}{d\Sigma_0}; \qquad /19/$$

$$\vec{u}_* \Big|_{\tau=\tau_0} = \vec{\psi} + \vec{\epsilon}_0, \quad \frac{\partial \vec{u}_*}{\partial \tau} \Big|_{\tau=\tau_0} = \vec{\eta} + \vec{\epsilon}_1. \qquad /20/$$

Систему параметрів $\hat{P}_*$, $\hat{e}_*$, $\vec{u}_*$ будемо називати збуреним розв"язком. Відхилення параметрів збуреного розв"язку від базового позначатимемо тими ж символами без індексів:

$$\hat{P} = \hat{P}_* - \hat{P}_0, \quad \hat{e} = \hat{e}_* - \hat{e}_0, \quad \vec{u} = \vec{u}_* - \vec{u}_0. \qquad /21/$$

Із /21/ знаходимо

$$\hat{P}_* = \hat{P}_0 + \hat{P}, \quad \hat{e}_* = \hat{e}_0 + \hat{e}, \quad \vec{u}_* = \vec{u}_0 + \vec{u}. \qquad /22/$$

Якщо підставити ці значення в /17/–/20/ і врахувати, що для базового розв"язку виконуються співвідношення /13/–/16/, то отримаємо

$$\vec{\nabla}_0 \cdot \hat{P} + \rho_0 (\vec{K}_* - \vec{K}_0) = \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2}; \qquad /23/$$

$$\hat{P} = \hat{T}(\hat{e}_0^T + \hat{e}^T) - \hat{T}(\hat{e}_0^T), \quad \hat{e} = \vec{u} \vec{\nabla}_0; \qquad /24/$$

$$\vec{n}_0 \cdot \hat{P} \Big|_{\partial X_0} = \vec{f}_* \frac{d\Sigma_*}{d\Sigma_0} - \vec{f} \frac{d\Sigma}{d\Sigma_0}; \qquad /25/$$

$$\vec{u} \Big|_{\tau=\tau_0} = \vec{\epsilon}_0, \qquad \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \Big|_{\tau=\tau_0} = \vec{\epsilon}_1. \qquad /26/$$

Надалі будемо розглядати "мертве" навантаження масовими силами, тобто $\vec{K}_* = \vec{K}_0$

Систему рівнянь /23/-/25/ для цього випадку

$$\vec{\nabla}_0 \cdot \hat{P} = \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2}; \qquad /27/$$

$$\hat{P} = \hat{T}(\hat{e}_0^T + \hat{e}^T) - \hat{T}(\hat{e}_0^T), \quad \hat{e} = \vec{u}\vec{\nabla}_0; \qquad /28/$$

$$\vec{n}_0 \cdot \hat{P}\Big|_{\partial X_0} = \vec{f}_* \frac{d\Sigma_*}{d\Sigma_0} - \vec{f}\frac{d\Sigma}{d\Sigma_0} \qquad /29/$$

будемо називати рівняннями стійкості.

Якщо і поверхневе навантаження буде прийматися "мертвим", то

$$\vec{f}_* d\Sigma_* = \vec{f} d\Sigma = \vec{f}_0 d\Sigma_0 \qquad /30/$$

і гранична умова /29/ запишеться у вигляді

$$\vec{n}_0 \cdot \hat{P}\Big|_{\partial X_0} = 0. \qquad /31/$$

Введемо функцію $\varphi(q,\tau) = (\hat{P}(q,\tau), \hat{e}(q,\tau), \vec{u}(q,\tau))$, яка характеризує відхилення збуреного розв"язку від базового. Зокрема, якщо $\varphi = 0$, то збурений розв"язок збігається з базовим /незбуреним розв"язком/.

Задамо дві міри відхилення збуреного розв"язку від незбуреного. Відхилення збуреного розв"язку від незбуреного в початковий момент часу $\tau = \tau_0$ будемо характеризувати мірою

$$\rho_П[\varphi(\cdot,\tau)] = \int_{X_0} \left(\frac{\rho_0}{2} \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \right)^2 + |\hat{P} \cdot\cdot \hat{e}| \right) dV_0 . \qquad /32/$$

Далі, при $\tau > \tau_0$, поведінку об"єкта дослідження характеризуватимемо мірою

$$\rho_Д[\varphi(\cdot,\tau)] = \int_{X_0} \left(\alpha^2 \vec{u}^2 + \frac{\rho_0}{2} \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \right)^2 + |\hat{P} \cdot\cdot \hat{e}| \right) dV_0 . \qquad /33/$$

$\rho_П$ і $\rho_Д$ - два невід"ємних функціонали, які кожному збуренню $\varphi(q,\tau)$ з наперед заданої множини збурень Φ ставлять у відповідність у будь-який момент часу $\tau \geq \tau_0$ число, що характеризує міру відхилення збуреного розв"язку від базового. Очевидно, що $\rho_П[0] = 0$ і $\rho_Д[0] = 0$. Міра $\rho_Д$ є неперервною в момент часу $\tau = \tau_0$ за мірою $\rho_П$ при $\rho_П = 0$, тобто $(\forall \varepsilon > 0)(\exists \delta > 0)(\forall \varphi \in \Phi) \times$
$\times [\rho_П[\varphi(\cdot,\tau_0)] < \delta \Rightarrow \rho_Д[\varphi(\cdot,\tau_0)] < \varepsilon]$.

Незбурений розв"язок $\varphi = 0$ будемо називати стійким за двома мірами $\rho_п$ і $\rho_Д$, якщо

$$(\forall \varepsilon > 0)(\forall \tau_0 \in [0, T_0])(\exists \delta > 0)(\forall \varphi \in \Phi)(\forall \tau > \tau_0)$$

$$[\rho_п[\varphi(\cdot, \tau_0)] < \delta \Rightarrow \rho_Д[\varphi(\cdot, \tau)] < \varepsilon].$$

Сформулюємо достатні умови стійкості незбуреного розв"язку $\varphi = 0$ за двома мірами $\rho_п$ і $\rho_Д$, які визначаються формулами /32/ і /33/.

У працях [4-7] показано, що для стійкості за двома мірами $\rho_п$ і $\rho_Д$ незбуреного розв"язку $\varphi = 0$ необхідно і досить, щоб існував додатно визначений за мірою $\rho_Д$, неперервний у момент часу $\tau = \tau_0$ за мірою $\rho_п$ при $\rho_п = 0$ і незростаючий уздовж збурень функціонал $V = V[\varphi(\cdot, \tau), \tau)]$. У зв"язку з цим розглянемо функціонал

$$V[\varphi(\cdot, \tau), \tau)] = \int\limits_{X_0} \left[\frac{\rho_0}{2}\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau}\right)^2 + |\hat{P} \cdot \cdot \hat{e}| - \int\limits_{\tau_0}^{\tau} \frac{\partial \hat{P}(q,s)}{\partial s} \cdot \cdot \hat{e}(q,s)\, dS \right] dV_0. \qquad /34/$$

Оскільки

$$|V[\varphi(\cdot, \tau_0), \tau_0)]| = \left| \int\limits_{X_0} \left[\frac{\rho_0}{2}\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau}\right)^2 + \hat{P} \cdot \cdot \hat{e} \right] dV_0 \right|_{\tau = \tau_0} \leq$$

$$\leq \int\limits_{X_0} \left[\alpha^2 \vec{u}^2 + \frac{\rho_0}{2}\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau}\right)^2 + |\hat{P} \cdot \cdot \hat{e}| \right] dV_0 \Big|_{\tau = \tau_0} = \rho_п[\varphi(\cdot, \tau_0)],$$

то V неперервний при $\tau = \tau_0$ по $\rho_п$ при $\rho_п = 0$.

Обчислимо $\frac{dV}{d\tau}$.

$$\frac{dV}{d\tau} = \int\limits_{X_0} \left[\hat{P} \cdot \cdot \frac{\partial \hat{e}}{\partial \tau} + \rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2} \right] dV_0 =$$

$$= \int\limits_{X_0} \left[\vec{\nabla}_0 \cdot \left(\hat{P} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau}\right) - (\vec{\nabla}_0 \cdot \hat{P}) \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} + \rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2} \right] dV_0 =$$

$$= \int\limits_{X_0} \left[\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2} - \vec{\nabla}_0 \cdot \hat{P} \right] \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} dV_0 + \int\limits_{\partial X_0} \vec{n}_0 \cdot \hat{P} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau}\, d\Sigma_0. \qquad /35/$$

Оскільки для збурень виконується умова /27/, то вздовж збурень

$$\frac{dV}{d\tau} = \int\limits_{\partial X_0} \vec{n}_0 \cdot \hat{P} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \, d\Sigma_0 . \qquad /36/$$

Якщо використати також умову /29/, то одержимо

$$\frac{dV}{d\tau} = \int\limits_{\partial X_0} \left(\vec{f}_* \frac{d\Sigma_*}{d\Sigma_0} - \vec{f} \frac{d\Sigma}{d\Sigma_0} \right) \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \, d\Sigma_0 . \qquad /37/$$

При "мертвому" поверхневому навантаженні маємо

$$\frac{dV}{d\tau} = 0. \qquad /38/$$

Отже, V – стаціонарний вздовж збурень функціонал при "мертвому" поверхневому навантаженні. При інших навантаженнях V є незростаючим, якщо виконується умова

$$\int\limits_{\partial X_0} \left(\vec{f}_* \frac{d\Sigma_*}{d\Sigma_0} - \vec{f} \frac{d\Sigma}{d\Sigma_0} \right) \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \, d\Sigma_0 \leq 0. \qquad /39/$$

Якщо функціонал V записати у вигляді

$$V[\varphi(\cdot,\tau),\tau] = \varrho_Д[\varphi(\cdot,\tau)] + \int\limits_{X_0} \left[\hat{P} \cdot\cdot \hat{e} - |\hat{P} \cdot\cdot \hat{e}| - \int\limits_{\tau_0}^{\tau} \frac{\partial \hat{P}(q,s)}{\partial s} \cdot\cdot \hat{e}(q,s) \, dS \right] dV_0 ,$$

то можна зробити висновок, що він додатно визначений за мірою $\varrho_Д$, якщо виконується умова

$$\int\limits_{X_0} \left[\hat{P} \cdot\cdot \hat{e} - |\hat{P} \cdot\cdot \hat{e}| - \int\limits_{\tau_0}^{\tau} \frac{\partial \hat{P}(q,s)}{\partial s} \cdot\cdot \hat{e}(q,s) \, dS \right] dV_0 \geq 0 .$$

Така умова виконується, зокрема, якщо

$$\hat{P} \cdot\cdot \hat{e} \geq 0, \quad \frac{\partial \hat{P}}{\partial \tau} \cdot\cdot e \leq 0.$$

Отже, якщо при поверхневому навантаженні $\vec{f}$ для будь-якого $\tau > \tau_0$ виконуються нерівності

$$\int\limits_{\partial X_0} \left(\vec{f}_* \frac{d\Sigma_*}{d\Sigma_0} - \vec{f} \frac{d\Sigma}{d\Sigma_0} \right) \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial \tau} \, d\Sigma_0 \leq 0, \qquad /40/$$

$$\int\limits_{X_0} \left[\hat{P} \cdot\cdot \hat{e} - |\hat{P} \cdot\cdot \hat{e}| - \int\limits_{\tau_0}^{\tau} \frac{\partial \hat{P}(q,s)}{\partial s} \cdot\cdot \hat{e}(q,s) \, dS \right] dV_0 \geq 0, \qquad /41/$$

то базовий розв"язок є стійким за двома мірами $\varrho_П$ і $\varrho_Д$, що визначаються формулами /32/, /33/. Якщо до того ж поверхневе навантаження $\vec{f}$ є "мертвим", то для стійкості за двома мірами базового розв"язку достатньо виконати умови /41/.

1. Б о л о т и н В.В. Динамическая устойчивость упругих систем. М.: Гостехиздат, 1956. 600 с. 2. Б о л о т и н В.В. Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. М.: Физматгиз, 1961. 339 с. 3. В о л ь м и р А.С. Устойчивость деформируемых систем. М.: Наука, 1967. 984 с. 4. М о в ч а н А.А. Устойчивость процессов по двум метрикам //Прикл. математика и механика. 1960. Т. 24. Вып. 6. С. 988-1001. 5. М о в ч а н А.А. О прямом методе Ляпунова в задачах устойчивости упругих систем //Прикл. математика и механика. 1959. Т.23. Вып.3. С. 483-493. 6. М о в ч а н А.А. Об устойчивости движения сплошных тел. Теорема Лагранжа и ее обращение //Инж. сб. 1960. Т.29. С.3-20. 7. М о в ч а н А.А. Об устойчивости процессов деформирования сплошных тел //Archiwum mechaniki stosowanej. 1963. Т. 15. № 5. С. 559-682. 8. Ш м и д т Г. Параметрические колебания. М.: Мир, 1978. 336 с.

Стаття надійшла до редколегії 22.04.94

УДК 539.375

О.О.Євтушенко, В.М.Зеленяк

ТЕРМОПРУЖНИЙ СТАН СКЛАДЕНОЇ ПЛАСТИНКИ, ПОСЛАБЛЕНОЇ ЛАМАНОЮ ТРІЩИНОЮ

Задачі про визначення температурних полів і напружень у двох спаяних різнорідних півплощинах, які містять криволінійні включення і тріщини [4] або лише тріщини [1], розв"язувались раніше. Розглянемо випадок перетину дволанкової ламаної тріщини з межею поділу різнорідних півплощин. Аналогічна задача поздовжнього зсуву досліджена у праці [2].

Розглянемо нескінченну площину, що складається з двох спаяних різнорідних ізотропних півплощин S^+, S^- з межею поділу L_0, які мають відповідно модулі зсуву G^+, G^- і коефіцієнти Пуасона μ^+, μ^-. Нижня півплощина послаблена перпендикулярним до L_0 основним розрізом L_1 завдовжки $2\ell_1$. Із правого кінця цього розрізу від лінії спаю L_0 відходить бічний розріз L_2 завдовжки $2\ell_2$ у верхню півплощину під кутом α до осі Ox, яка спрямована вздовж L_0 /див. схему на рис. 1/. Припустимо, що площина зазнає дії стаціонарного температурного поля $T(x,y)$; на лінії спаю L_0 існує ідеальний механічний контакт; береги ламаної тріщини не контактують і не навантажені.

Задача про визначення температурних напружень у такій області зводиться [4] до двох сингулярних інтегральних рівнянь,