

МАЛОНАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ
ЦИЛИНДРИЧЕСКИ ОРТОТРОПНОГО СОСТАВНОГО
ЛИНЕЙНО-УПРУГОГО КЛИНА ПРИ ПЛОСКОЙ
ДЕФОРМАЦИИ

Акопян А.Г.

Ա.Գ. Հակոբյան

Օրթոտրոպ - բաղադրյալ գծային առածգական սեպի թերլարվածային վիճակը հարթ
դեֆորմացիայի դեպքում

Դիտարկվում է գծային առածգական, անիզոտրոպ նյութերից բաղադրյալ սեպի կոնտակտային մակերևույթի եզրի թերլարվածության խնդիրը հարթ դեֆորմացիայի դեպքում: Նյութը համարվում է գլանային օրթոտրոպ: Անիզոտրոպիայի գլխավոր առանցքները համընկնում են գլանային կոորդինատների համակարգի առանցքների հետ, որի սկիզբը գտնվում է սեպի գագաթին:

Ցույց է տրված անիզոտրոպիայի ազդեցությունը թերլարվածության տիրույթների վրա:

A.G. Hakobian

Low-stress level of a linearly elastic orthotropic-compound wedges under plane strain

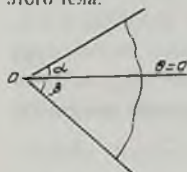
Рассматривается задача малонапряженности на крае контактной поверхности анизотропного составного клина из линейно упругих материалов при плоской деформации. Материал считается цилиндрически ортотропным. Главные оси анизотропии совпадают с осями цилиндрической системы координат, начало которой помещено в вершине клина.

Показано влияние анизотропии на зоны малонапряженности.

Рассматривается задача малонапряженности на крае контактной поверхности анизотропного составного клина из линейно упругих материалов при плоской деформации. Явление малонапряженности впервые исследовано в работе [1]. Исследование напряженного состояния окрестности угловой точки поверхности соединения составного тела проведено также в работах [2-7] и ряд других.

1. Основные уравнения задачи. Пусть клин, состоящий из двух спаиваемых между собой по общей части боковых поверхностей двух цилиндрических тел с различными характеристиками упругости, находится в состоянии плоской деформации. Оба тела обладают свойством цилиндрической ортотропии. В угловой точке контактной поверхности поместим начало цилиндрической системы координат, ось $\theta = 0$ проведем по контактной поверхности, ось z - по продольному

направлению. Главные оси анизотропии совпадают с этими осями. Принимаем, что в окрестности угловой точки $r=0$ внешние боковые грани свободны от нагрузок. На фиг. 1 показано поперечное сечение этого тела.



Фиг. 1

Для цилиндрически ортотропного тела закон Гука при плоской деформации имеет вид [8]

$$\varepsilon_r = \beta_{11}\sigma_r + \beta_{12}\sigma_\theta \quad (1)$$

$$\varepsilon_\theta = \beta_{12}\sigma_r + \beta_{22}\sigma_\theta, \quad \gamma_{r\theta} = \beta_{66}\tau_{r\theta}$$

где β_{ij} — приведенные упругие характеристики, выражающиеся через технические упругие константы

$$\beta_{11} = \frac{1 - \nu_\sigma \nu_\tau}{E_\tau}, \quad \beta_{12} = -\frac{\nu_{r\theta} + \nu_\sigma \nu_{\tau\theta}}{E_\tau}$$

$$\beta_{22} = \frac{1 - \nu_\tau \nu_{\tau\theta}}{E_\theta}, \quad \beta_{66} = \frac{1}{G_{r\theta}}$$

Компоненты напряжений через функцию напряжений Эри F в полярных координатах выражаются формулами

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2}, \quad \sigma_\theta = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2}, \quad \tau_{r\theta} = -\frac{\partial^2 F}{\partial r \partial \theta} \left(\frac{F}{r} \right) \quad (2)$$

а для σ_r имеем

$$\sigma_r = \nu_\sigma \sigma_r + \nu_{\tau\theta} \sigma_\theta \quad (3)$$

Функция напряжений $F(r, \theta)$ при плоской деформации удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению [8]:

$$a_1 \frac{\partial^4 F}{\partial r^4} + a_2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial^4 F}{\partial r^2 \partial \theta^2} + a_3 \frac{1}{r^4} \frac{\partial^4 F}{\partial \theta^4} + 2a_4 \frac{1}{r} \frac{\partial^4 F}{\partial r^3} - \quad (4)$$

$$- a_5 \frac{1}{r^3} \frac{\partial^4 F}{\partial r \partial \theta^2} - a_1 \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + (2a_1 + a_5) \frac{1}{r^4} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + a_1 \frac{1}{r^3} \frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

где $a_1 = \beta_{11}$, $a_2 = \beta_{22}$, $a_3 = 2\beta_{12} + \beta_{66}$

2. Граничные условия. Величины, соответствующие клину с углом α , обозначим индексом $i=1$, а с углом β индексом $i=2$. В уравнениях (1)–(4) индекс i опущен.

Отсутствие нагрузок на внешних поверхностях клина в окрестности точки $r=0$ приводит к условиям

$$F_i(r, \alpha) = 0, \quad \left. \frac{\partial F_i}{\partial \theta} \right|_{\theta=\alpha} = 0$$

$$F_2(r, -\beta) = 0, \quad \left. \frac{\partial F_2}{\partial \theta} \right|_{\theta = -\beta} = 0 \quad (5)$$

Из непрерывности напряжений на контактной поверхности $\theta = 0$ следует

$$F_1 = (r, 0) = F_2(r, 0), \quad \left. \frac{\partial F_1}{\partial \theta} \right|_{\theta=0} = \left. \frac{\partial F_2}{\partial \theta} \right|_{\theta=0} \quad (6)$$

Условия непрерывности перемещений на контактной поверхности заменяются эквивалентными условиями [1, 6]

$$\left. \frac{\partial u^{(1)}}{\partial r} \right|_{\theta=0} = \left. \frac{\partial u^{(2)}}{\partial r} \right|_{\theta=0}, \quad \left. \frac{\partial^2 v^{(1)}}{\partial r^2} \right|_{\theta=0} = \left. \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial r^2} \right|_{\theta=0}$$

последние два условия можем выразить через функции напряжений F_i при $\theta = 0$.

$$\beta_{11}^{(1)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial \theta^2} \right) + \beta_{12}^{(1)} \frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} = \beta_{11}^{(2)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F_2}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \theta^2} \right) + \beta_{12}^{(2)} \frac{\partial^2 F_2}{\partial r^2}, \quad (7)$$

$$\beta_{11}^{(1)} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial F_1}{\partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^3 F_1}{\partial r^2 \partial \theta} \right) + \beta_{11}^{(2)} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial F_2}{\partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^3 F_2}{\partial r^2 \partial \theta} \right) + \beta_{12}^{(1)} \frac{1}{r} \frac{\partial^4 F_1}{\partial r \partial \theta^2} = \quad (8)$$

$$\beta_{12}^{(2)} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial F_2}{\partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^3 F_2}{\partial r^2 \partial \theta} \right) + \beta_{11}^{(2)} \left(\frac{1}{r^3} \frac{\partial^2 F_2}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^3 F_2}{\partial \theta^3} \right) + \beta_{12}^{(2)} \frac{1}{r} \frac{\partial^4 F_2}{\partial r \partial \theta^2}$$

3. Решение задачи и основные результаты. Следуя Вильямсу [4] функцию напряжений в окрестности точки $r = 0$ представим в виде

$$F_i(r, \theta) = r^{\lambda+1} f_i(\theta, \lambda) \quad (9)$$

Из уравнения (4), для каждой из областей клина, следует

$$a_1^{(i)} f_i^{(iv)} + (\lambda^2 a_5^{(i)} + 2a_1^{(i)}) f_i'' + [\lambda^4 a_5^{(i)} - \lambda^2 (a_1^{(i)} + a_1^{(i)}) + a_1^{(i)}] f_i = 0 \quad (10)$$

Общее решение (10) можно представить в виде

$$f_i(\theta, \lambda) = A_i \operatorname{ch} \varepsilon_i \theta \cos \eta_i \theta + B_i \operatorname{sh} \varepsilon_i \theta \cos \eta_i \theta + C_i \operatorname{ch} \varepsilon_i \theta \sin \eta_i \theta + D_i \operatorname{sh} \varepsilon_i \theta \sin \eta_i \theta \quad (11)$$

где ε_i , η_i определяются из соотношения

$$z = \pm(\varepsilon_i \pm i\eta_i) =$$

$$= \pm \sqrt{\frac{-\lambda^2 a_5^{(i)} - 2a_1^{(i)} \pm \sqrt{\lambda^4 (a_5^{(i)2} - 4a_1^{(i)} a_3^{(i)}) + 4\lambda^2 (a_1^{(i)} a_5^{(i)} + a_1^{(i)} a_1^{(i)} + a_1^{(i)2})}}{2a_1^{(i)}}} \quad (12)$$

С помощью (11), удовлетворив восьми граничным условиям (5) (8), получим следующую систему линейных однородных уравнений относительно восьми A_i , B_i , C_i , D_i коэффициентов:

$$\begin{aligned}
A_1 - A_2 = 0, \quad \varepsilon_1 B_1 + \eta_1 C_1 - \varepsilon_2 B_2 - \eta_2 C_2 = 0 \\
\omega_1^{(1)}(\alpha) A_1 + \omega_2^{(1)}(\alpha) B_1 + \omega_3^{(1)}(\alpha) C_1 + \omega_4^{(1)}(\alpha) D_1 = 0 \\
\omega_1^{(2)}(\beta) A_2 + \omega_2^{(2)}(\beta) B_2 + \omega_3^{(2)}(\beta) C_2 + \omega_4^{(2)}(\beta) D_2 = 0 \\
p_1 A_1 + 2\beta_{11}^{(1)} \varepsilon_1 \eta_1 D_1 - p_2 A_2 - 2\beta_{11}^{(2)} \varepsilon_2 \eta_2 D_2 = 0 \\
\text{ch} \varepsilon_1 \alpha \cos \eta_1 \alpha A_1 + \text{sh} \varepsilon_1 \alpha \cos \eta_1 \alpha B_1 + \text{ch} \varepsilon_1 \alpha \sin \eta_1 \alpha C_1 + \text{sh} \varepsilon_1 \alpha \sin \eta_1 \alpha D_1 = 0 \\
\text{ch} \varepsilon_2 \beta \cos \eta_2 \beta A_2 - \text{sh} \varepsilon_2 \beta \cos \eta_2 \beta B_2 - \text{ch} \varepsilon_2 \beta \sin \eta_2 \beta C_2 + \text{sh} \varepsilon_2 \beta \sin \eta_2 \beta D_2 = 0 \\
\beta_{11}^{(1)} (\varepsilon_1^2 - \eta_1^2) A_1 + \varepsilon_1 q_1 B_1 + \eta_1 q_1 C_1 + 2\beta_{11}^{(1)} \varepsilon_1 \eta_1 D_1 - \beta_{11}^{(2)} (\varepsilon_2^2 - \eta_2^2) A_2 - \\
- \varepsilon_2 q_2 B_2 - \eta_2 q_2 C_2 - 2\beta_{11}^{(2)} \varepsilon_2 \eta_2 D_2 = 0
\end{aligned} \quad (13)$$

В уравнениях системы (13) приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
\omega_1^{(1)}(x) = \varepsilon_1 \text{sh} \varepsilon_1 x \cos \eta_1 x - \eta_1 \text{ch} \varepsilon_1 x \sin \eta_1 x, \quad \omega_2^{(1)}(x) = \varepsilon_1 \text{ch} \varepsilon_1 x \cos \eta_1 x - \eta_1 \text{sh} \varepsilon_1 x \sin \eta_1 x, \\
\omega_3^{(1)}(x) = \varepsilon_1 \text{sh} \varepsilon_1 x \sin \eta_1 x + \eta_1 \text{ch} \varepsilon_1 x \cos \eta_1 x, \quad \omega_4^{(1)}(x) = \varepsilon_1 \text{ch} \varepsilon_1 x \sin \eta_1 x + \eta_1 \text{sh} \varepsilon_1 x \cos \eta_1 x, \\
p_i = \beta_{11}^{(i)} (\lambda + 1 + \varepsilon_i^2 - \eta_i^2) + \beta_{12}^{(i)} \lambda (\lambda + 1), \quad q_i = \beta_{00}^{(i)} + (\lambda + 1) [\lambda (\beta_{12}^{(i)} + 1) + \beta_{11}^{(i)} - 1].
\end{aligned}$$

Для существования нетривиального решения однородной системы (13) линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов A_i, B_i, C_i, D_i необходимо, чтобы определитель этой системы равнялся нулю

$$\Delta(\lambda, \alpha, \beta, \varepsilon_i, \eta_i) = 0 \quad (14)$$

Если параметры анизотропии такие, что взамен (12) имеет место соотношение

$$z = \pm i b_k^{(i)} \quad (15)$$

то общее решение (10) будет иметь вид

$$f_i(\theta, \lambda) = A_i \cosh b_1^{(i)} \theta + B_i \sinh b_1^{(i)} \theta + C_i \cosh b_2^{(i)} \theta + D_i \sinh b_2^{(i)} \theta \quad (16)$$

С помощью (16), удовлетворив граничным условиям (5)-(8), взамен (13) будем иметь следующую систему линейных однородных уравнений относительно восьми A_i, B_i, C_i, D_i коэффициентов:

$$\begin{aligned}
\cos b_1^{(1)} \alpha A_1 + \sin b_1^{(1)} \alpha B_1 + \cos b_2^{(1)} \alpha C_1 + \sin b_2^{(1)} \alpha D_1 = 0 \\
b_1^{(1)} \sin b_1^{(1)} \alpha A_1 - b_1^{(1)} \cos b_1^{(1)} \alpha B_1 + b_2^{(1)} \sin b_2^{(1)} \alpha C_1 - b_2^{(1)} \cos b_2^{(1)} \alpha D_1 = 0 \\
\cos b_1^{(2)} \beta A_2 - \sin b_1^{(2)} \beta B_2 + \cos b_2^{(2)} \beta C_2 + \sin b_2^{(2)} \beta D_2 = 0 \\
b_1^{(2)} \sin b_1^{(2)} \beta A_2 + b_1^{(2)} \cos b_1^{(2)} \beta B_2 + b_2^{(2)} \sin b_2^{(2)} \beta C_2 - b_2^{(2)} \cos b_2^{(2)} \beta D_2 = 0 \\
A_1 + C_1 - A_2 - C_2 = 0 \\
b_1^{(1)} B_1 + b_2^{(1)} D_1 - b_1^{(2)} B_2 - b_2^{(2)} D_2 = 0 \\
\omega_{11} A_1 + \omega_{21} C_1 - \omega_{12} A_2 - \omega_{22} C_2 = 0 \\
b_1^{(1)} q_{11} B_1 + b_2^{(1)} q_{21} D_1 - b_1^{(2)} q_{12} B_2 - b_2^{(2)} q_{22} D_2 = 0
\end{aligned} \quad (17)$$

где обозначено

$$\omega_k = \beta_{11}^{(1)}(\lambda + 1) - \beta_{11}^{(1)}b_k^{(1)} + \beta_{12}^{(1)}\lambda(\lambda + 1),$$

$$q_k = \beta_{12}^{(1)}\lambda(\lambda + 1) + \beta_{66}^{(1)}\lambda^2 + \beta_{11}^{(1)}(\lambda + 1 - b_k^{(1)2})$$

Для существования нетривиального решения (17) необходимо, чтобы определитель этой системы равнялся нулю

$$\Delta(\lambda, \alpha, \beta, b_k^{(1)}) = 0 \quad (18)$$

Из (2) и (9) следует, что если $0 < \operatorname{Re} \lambda < 1$, то при приближении к краю поверхности соединения ($r \rightarrow 0$) напряжения неограниченно возрастают, при этом порядок особенности равен $|\operatorname{Re} \lambda - 1|$. А если $\operatorname{Re} \lambda > 1$, напряжения убывают до нуля при приближении к вершине угла.

Таким образом, исследование характера напряженного состояния в окрестности края поверхности соединения составного анизотропного тела при плоской деформации приводится к отысканию корня λ трансцендентного уравнения (14) или (18) с наименьшей положительной действительной частью для фиксированных углов и механических характеристик соединяемых материалов.

Численные расчеты проведены для различных групп значений параметров анизотропии:

$$I. \quad v_{rz}^{(1)} = v_{rz}^{(2)} = 0,3; \quad v_{\theta z}^{(1)} = v_{\theta z}^{(2)} = 0,2; \quad v_{\theta r}^{(1)} = v_{\theta r}^{(2)} = v_{\theta \theta}^{(1)} = v_{\theta \theta}^{(2)} = 0,25;$$

$$v_{\theta \theta}^{(1)} = v_{\theta \theta}^{(2)} = 0,35$$

$$E_r^{(1)} = E_\theta^{(1)} = 10^5; \quad E_r^{(2)} = E_\theta^{(2)} = 16 \cdot 10^5; \quad (\gamma = 16); \quad G_{r\theta}^{(1)} = E_r^{(1)} / 2(1 + v_{rz}^{(1)}).$$

$$II. \quad E_r^{(1)} = E_\theta^{(1)} = 2 \cdot 10^5; \quad E_r^{(2)} = E_\theta^{(2)} = 10^5; \quad (\gamma = 1/2) \quad \text{остальные параметры имеют такие же значения, как в I). случае.}$$

$$III. \quad E_r^{(1)} = 2 \cdot 10^5; \quad E_r^{(2)} = 10^5; \quad (\gamma = 1/2); \quad G_{r\theta}^{(1)} = \frac{E_r^{(1)}}{2(1 + v_{rz}^{(1)})} \quad (v_{\mu\mu}^{(1)} = 0,3 \text{ изотропный случай})$$

$$IV. \quad E_r^{(1)} = 10^5; \quad E_r^{(2)} = 16 \cdot 10^5; \quad (\gamma = 16); \quad G_{r\theta}^{(1)} = \frac{E_r^{(1)}}{2(1 + v_{rz}^{(1)})}$$

$$(v_{\mu\mu}^{(1)} = 0,3 \text{ изотропный случай})$$

$$V. \quad E_r^{(1)} = E_\theta^{(1)} = 2 \cdot 10^5; \quad E_r^{(2)} = E_\theta^{(2)} = 10^5; \quad (\gamma = 1/2);$$

$$G_{r\theta}^{(1)} = 0,4 \frac{E_r^{(1)}}{(1 + v_{rz}^{(1)})}; \quad v_{\mu\mu}^{(1)} - \text{как в I.}$$

$$VI. \quad E_r^{(1)} = E_r^{(2)} = 10^5 \quad (\gamma = 1 \text{ однородное тело}).$$

$$G_{r\theta}^{(1)} = 0,4 \frac{E_r^{(1)}}{(1 + v_{rz}^{(1)})}; \quad v_{\mu\mu}^{(1)} - \text{как в I.}$$

VII. $E_j^{(1)} = E_j^{(2)} = 10^5$ ($\gamma = 1$ однородное тело),

$$G_{r\theta}^{(i)} = 0,75 \frac{E_r^{(i)}}{(1 + \nu_{r\theta}^{(i)})}; \nu_{rk}^{(i)} - \text{как в I.}$$

VIII. $E_r^{(1)} = E_\theta^{(1)} = 2 \cdot 10^5$; $E_r^{(2)} = E_\theta^{(2)} = 10^5$; ($\gamma = 1/2$);

$$G_{r\theta}^{(i)} = 0,75 \frac{E_r^{(i)}}{(1 + \nu_{r\theta}^{(i)})}; \nu_{rk}^{(i)} - \text{как в I.}$$

IX. $E_j^{(1)} = E_j^{(2)} = 10^5$; $E_r^{(2)} = E_\theta^{(2)} = 2 \cdot 10^5$; ($\gamma = 2$);

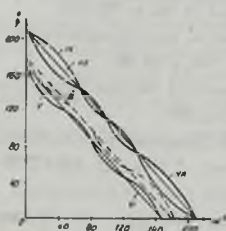
$$G_{r\theta}^{(i)} = 0,75 \frac{E_r^{(i)}}{(1 + \nu_{r\theta}^{(i)})}; \nu_{rk}^{(i)} - \text{как в I.}$$

Здесь $\gamma = E_j^{(2)} / E_j^{(1)}$; $i = 1, 2$; $j = r, \theta$; $k = r, \theta, z$, а E, G даны в МПа.

Во всех численных расчетах учтено замечание Фойнта на счет равенства $E_r^{(i)} = E_\theta^{(i)}$ [8].

Результаты численных расчетов приведены в табл. 1.

Можно построить кривые, которые при фиксированных значениях механических характеристик материалов, на плоскости $\alpha\beta$, разделяют области конечных и бесконечных напряжений [13]. Предполагая, что вблизи границы области высокой концентрации напряжений наименьший корень уравнения (18) действительный, поставим в нем $\lambda = 1$ и найдем наименьшие положительные значения углов α и β в зависимости от параметров анизотропии. Отметим, что предварительно освободились от трехкратного корня $\lambda = 1$ этого уравнения. Для этого все элементы четвертой и восьмой столбцов разделили на $b_2^{(1)}$. Тогда элементы a_{14} и a_{18} определителя (18) превращаются в неопределенность типа $0/0$. Переходя к пределу при $\lambda \rightarrow 1$ ($b_2^{(1)} \rightarrow 0$) получим $a_{14} = \alpha$, $a_{18} = -\beta$. Геометрические места найденных таким образом



Фиг. 2

точек в плоскости $\alpha\beta$ образуют те предельные кривые, которые разделяют концентрационную область (выше кривых от областей мало напряженности (ниже кривых) (фиг.2). Для точек этих кривых численным анализом проверяем обоснованность вышеупомянутого предположения [3]. При обнаружении комплексных корней в (18) полагаем $\text{Re } \lambda = 1$. Из графиков и таблицы видно, что зона мало напряженности может увеличиваться или уменьшаться в зависимости от характеристик анизотропии.

$$\alpha + \beta = \pi$$

Таблица 1

α^*	λ_1				
	I	II	III	IV	V
10	1.166	0.94	0.913	1.116	0.82
20	1.34	0.91	0.882	1.26	0.79
30	1.57	0.91	0.733	1.12	0.80
40	1.33	0.95	0.921	1.30	0.82
50	1.118	1.01	0.968	1.10	0.86
60	0.97	1.06	0.846	0.98	0.89
70	0.88	1.06	1.018	0.86	0.90
80	0.81	1.02	0.992	0.80	0.88
90	0.78	1.00	0.964	0.77	0.86
100	0.77	0.97	0.94	0.76	0.85
110	0.79	0.98	0.95	0.77	0.86
120	0.86	1.01	0.986	0.84	0.88
130	0.95+0.11	1.06	1.01	0.93+0.081	0.92
140	0.86	1.13	1.09	0.83	0.97
150	0.75	1.17	1.129	0.73	0.991
160	0.68	1.15	1.1	0.66	0.97
170	0.66	1.10	1.05	0.64	0.93

ЛИТЕРАТУРА

1. Чобанян К.С. Напряжения в составных упругих телах. Ереван: Изд.-во АН Армении, 1987. 338с.
2. Задоян М.А. Пространственные задачи теории пластичности. М.: Наука, 1992. 382с.
3. Аксентян О.К., Лущик О.Н. Об условиях ограниченности напряжений у ребра составного // Изв.АН СССР. МТТ. 1978. N5, с.102-108.
4. Williams M.L. Stress singularities resulting from various boundary conditions in angular corners of extension // J.Appl.Mech., 1952, vol.19, N4, pp.526-528.
5. Акопян А.Г., Задоян М.А. Малонапряженность неоднородно составных клиньев // Изв. Росс. АН. МТТ. 1992. N5, с.88-96.
6. Саркисян В.С. Некоторые задачи математической теории упругости анизотропных тел. Ереван: Изд. во ЕГУ, 1976.536с.
7. Геворгян С.Х. Исследование особенностей решений в некоторых задачах теории упругости анизотропных тел // Изв.АН Арм.ССР. Механика, 1968, Т.21, N4, с.30-39.
8. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. М. Наука, 1977. 416с.

Институт механики
НАН Армении

Поступила в редакцию
28.02.1995