

УДК 539.3

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ИЗГИБА  
 ОРТОТРОПНОЙ ПЛАСТИНКИ В ВИДЕ КОЛЬЦЕВОГО СЕКТОРА

БАБЛОЯН А. А., СААКЯН С. М., ХАЛАТЯН А. П.

Задача изгиба пластинки, имеющей в плане форму кольцевого сектора, решается сравнительно просто, когда пластинка свободно оперта по радиальным краям [1]. При других краевых условиях решение задачи связано с большими математическими трудностями, которые удалось преодолеть лишь в частных случаях [3].

В настоящей статье предлагается новый способ решения задач изгиба пластинки в виде кольцевого сектора, который позволяет точно удовлетворить любым граничным условиям на радиальных краях.

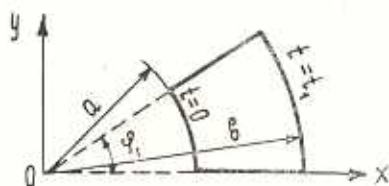
В качестве иллюстрации получены решения задач изгиба пластинки при следующих граничных условиях:

- а) все края пластинки жестко закреплены;
- б) радиальные края пластинки свободно оперты, а дуговые края жестко закреплены.

Для второй задачи приведен численный пример.

§ 1. Постановка задачи

Рассматривается задача изгиба ортотропной пластинки в виде кольцевого сектора с постоянной толщиной  $h$ , радиусами  $a, b$  и углом раствора  $\varphi_1$  (фиг. 1). Предполагается, что главные направления



Фиг. 1.

упругости в каждой точке пластинки совпадают с направлениями координатных линий принятой цилиндрической системы координат.

Действующая на пластинку нагрузка задается кусочно-непрерывной функцией  $f(r, \varphi)$ . В рамках классической теории разрешающее уравнение имеет вид [2]:

$$D_r \frac{\partial^4 w}{\partial r^4} + 2D_{r\varphi} \frac{\partial^4 w}{\partial r^2 \partial \varphi^2} + D_\varphi \frac{1}{r^4} \frac{\partial^4 w}{\partial \varphi^4} + 2D_r \frac{1}{r} \frac{\partial^3 w}{\partial r^2} -$$

$$-2D_{r\tau} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial r \partial \tau^2} - D_{\tau} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + 2(D_{\tau} + D_{r\tau}) \frac{1}{r^4} \frac{\partial^3 w}{\partial \tau^3} + D_{\tau} \frac{1}{r^2} \frac{\partial w}{\partial r} = f(r, \tau) \quad (1.1)$$

Заменой переменных

$$r = ae^t; \quad w = rF = ae^t F(t, \tau) \quad (1.2)$$

уравнение (1.1) приводим к виду

$$D_{\tau} \frac{\partial^4 F}{\partial t^4} + 2D_{r\tau} \frac{\partial^4 F}{\partial t^2 \partial \tau^2} + D_{\tau} \frac{\partial^4 F}{\partial \tau^4} - (D_{\tau} + D_{r\tau}) \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} + 2D_{\tau} \frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} + D_{\tau} F = a^2 e^{2t} f(t, \tau) \quad (1.3)$$

Решение дифференциального уравнения (1.3) ищем в виде

$$F(t, \tau) = f_1(t, \tau) + f_2(t, \tau)$$

функция  $f_1(t, \tau)$  — общее решение соответствующего однородного дифференциального уравнения, фундаментальными решениями которого являются

$$\begin{aligned} & (A \operatorname{sh} \alpha t + B \operatorname{ch} \alpha t + C \operatorname{sh} \beta t + D \operatorname{ch} \beta t)(M \sin \lambda \varphi + N \cos \lambda \varphi) \\ & (A \operatorname{sh} \gamma \tau + B \operatorname{ch} \gamma \tau + C \operatorname{sh} \delta \tau + D \operatorname{ch} \delta \tau)(M \sin \mu t + N \cos \mu t) \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} \text{где } A, \dots, N & \text{ — постоянные, } \alpha = \pm \sqrt{\frac{D_{\tau} + D_{r\tau} + 2D_{r\tau} \tau^2 + D_1}{2D_{\tau}}}, \\ \beta & = \pm \sqrt{\frac{D_{\tau} + D_{r\tau} + 2D_{r\tau} \tau^2 - D_1}{2D_{\tau}}}; \quad \gamma = \pm \sqrt{\frac{D_{r\tau} \tau^2 - D_{\tau} + D_2}{D_{\tau}}}; \\ \delta & = \pm \sqrt{\frac{D_{r\tau} \tau^2 - D_{\tau} - D_2}{D_{\tau}}}, \\ D_1 & = \sqrt{4(D_{r\tau}^2 - D_{\tau} D_{r\tau}) \tau^4 + 4(D_{\tau} D_{r\tau} + D_{\tau} D_{r\tau} + 2D_{\tau} D_{r\tau}) \tau^2 + (D_{\tau} - D_{r\tau})^2}, \\ D_2 & = \sqrt{(D_{r\tau}^2 - D_{\tau} D_{r\tau}) \tau^4 - (D_{\tau} D_{r\tau} + D_{\tau}^2 + 2D_{r\tau} \cdot D_{\tau}) \tau^2} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  ( $\gamma$ ,  $\delta$ ) в общем случае, в зависимости от упругих постоянных и  $\lambda$  ( $\mu$ ) могут быть действительными и различными, или комплексно-сопряженными числами. Для случая, когда эти параметры равны (действительны), следует фундаментальное решение построить заново, или же совершить предельный переход в окончательном решении краевой задачи.

На основе (1.4) функцию  $f_1(t, \tau)$  ищем в виде

$$f_1(t, \tau) = \sum_{k=1}^n \Psi_k(t) \cos^k \varphi + \sum_{k=1}^n \Phi_k(\tau) \sin^k t$$

$$\begin{aligned} \Psi_k(t) &= A_k \operatorname{sh} \alpha_k t + B_k \operatorname{ch} \alpha_k t + C_k \operatorname{sh} \beta_k t + D_k \operatorname{ch} \beta_k t \\ \Phi_k(\varphi) &= E_k \operatorname{sh} \gamma_k \varphi + G_k \operatorname{ch} \gamma_k \varphi + F_k \operatorname{sh} \delta_k \varphi + H_k \operatorname{ch} \delta_k \varphi \\ \alpha_k &= \frac{(2k-1)\pi}{2\varphi_1}; \quad \beta_k = \frac{k\pi}{t_1} \end{aligned} \quad (1.6)$$

$A_k, \dots, H_k$  — постоянные интегрирования, которые будем определять из граничных условий конкретных краевых задач. Величины  $\alpha_k, \beta_k, \gamma_k, \delta_k$  определяются формулами (1.5) с учетом (1.6).

Функция  $f_2(t, \varphi)$  является частным решением неоднородного дифференциального уравнения (1.3), которая определяется формулой

$$f_2(t, \varphi) = \sum_{k,p=1}^{\infty} a_{kp} \cos \beta_k \varphi \sin \alpha_k t \quad (1.7)$$

где

$$a_{kp} = \frac{4a^3}{\varphi_1 t_1} \frac{\int_0^{\varphi_1} \int_0^{t_1} e^{\beta t} f(t, \varphi) \cos \beta_k \varphi \sin \alpha_k t d\varphi dt}{D_t \alpha_k^4 + 2D_{t\varphi} \alpha_k \beta_k^2 + D_\varphi \beta_k^4 + (D_t + D_\varphi) \alpha_k^2 - 2D_{t\varphi} \alpha_k \beta_k^2 + D_\varphi}$$

## § 2. Вспомогательная задача

Отметим, что при удовлетворении граничных условий на радиальных краях получаем функциональные уравнения следующего типа:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \Psi_k(t) + \sum_{k=1}^{\infty} a_k' \cos \mu_k t + \sum_{k=1}^{\infty} b_k'' \sin \mu_k t = f(t) \quad (2.1)$$

Приведение уравнения (2.1) к регулярным бесконечным системам удается не всегда. Здесь этот вопрос решается следующим образом. Сначала на радиальных краях задаются такие граничные условия, из которых в замкнутом виде определяются функции  $\Phi_k(\varphi)$ . Такими условиями являются:

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = \frac{1}{ae^t} \frac{\partial \omega}{\partial \varphi} = f_1(t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k' \sin \mu_k t \quad (\varphi=0) \quad (2.2)$$

$$-a^2 e^{2t} N_\varphi = f_2(t) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k'' \sin \mu_k t$$

или же

$$F = \frac{1}{ae^t} \omega = f_3(t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \sin \mu_k t \quad (\varphi = \varphi_1) \quad (2.3)$$

$$-ae^t M_\varphi = f_4(t) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin \mu_k t$$

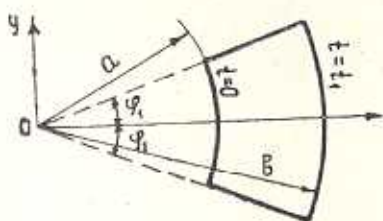
После удовлетворения условий (2.2) и (2.3) для функции  $\Phi_k(\varphi)$  окончательно получим

$$\begin{aligned} \Phi_k(\varphi) = & \frac{1}{\delta_k^2 - \gamma_k^2} \left[ \frac{a_k \delta_k^2 - e_k}{\gamma_k} \operatorname{sh} \gamma_k \varphi - \frac{a_k \gamma_k^2 - e_k}{\delta_k} \operatorname{sh} \delta_k \varphi + \right. \\ & \left. + (a_k \delta_k^2 - d_k) \frac{\operatorname{ch} \gamma_k \varphi}{\operatorname{ch} \gamma_k \varphi_1} - (a_k \gamma_k^2 - d_k) \frac{\operatorname{ch} \delta_k \varphi}{\operatorname{ch} \delta_k \varphi_1} \right] \\ e_k = & \frac{b_k}{D_\varphi} + \frac{(4D_\varphi K_p + \nu_{r\varphi} D_t) \mu_k^2 - D_\varphi}{D_\varphi} a_k - \frac{D_\varphi + \nu_{r\varphi} D_t}{t_1 D_\varphi} \sum_{p=1}^{\infty} a_p K_p \\ d_k = & (\mu_k^2 \nu_{r\varphi} - 1) G_k + b_k - \frac{1 + \nu_{r\varphi}}{t_1} \sum_{p=1}^{\infty} a_p K_p \\ K_p = & \mu_p \left[ \frac{1 - \cos(\mu_p + \mu_k)}{\mu_p + \mu_k} + \frac{1 - \cos(\mu_p - \mu_k)}{\mu_p - \mu_k} \right] \end{aligned}$$

В дальнейшем функции, входящие в условия (2.2) и (2.3), выбираем таким образом, чтобы точно удовлетворялись условия основных задач.

### § 3. Изгиб пластинки с заделанными краями

Рассматриваем ортотропную пластинку с радиусами  $a, b$  и углом раствора  $2\varphi_1$  (фиг. 2). Принимаем, что действующая на пластинку на-



Фиг. 2.

грузка распределена симметрично относительно оси  $ox$ . В силу симметрии, задача решается для верхней половины пластинки ( $0 \leq \varphi \leq \varphi_1$ ,  $0 \leq t \leq t_1$ ) с удовлетворением условий симметрии на линии  $\varphi=0$ :

$$\begin{aligned} D_\varphi \left( \frac{\partial^3 F}{\partial \varphi^3} + \frac{\partial^2 F}{\partial t \partial \varphi} + \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right) + D_r \nu_{r\varphi} \left( \frac{\partial^3 F}{\partial t^2 \partial \varphi} + \frac{\partial^2 F}{\partial t \partial \varphi} \right) + 4D_{kr} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2 \partial \varphi} = 0 \quad (3.1) \\ \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0 \quad (\varphi=0) \end{aligned}$$

Граничные условия данной задачи имеют вид

$$F(t, \varphi) = \frac{\partial F(t, \varphi)}{\partial t} = 0; \quad (t=0, t_1, 0 \leq \varphi \leq \varphi_1) \quad (3.2)$$

$$F(t, \varphi) = 0; \quad \frac{\partial F(t, \varphi)}{\partial \varphi} = 0; \quad (\varphi = \varphi_1; 0 \leq t \leq t_1) \quad (3.3)$$

Если в вспомогательной задаче принять  $f_1(t) = f_2(t) = f_3(t)$ ; то есть  $a_k = b_k = a_k = 0$ , то первое условие (3.3) и условия симметрии удовлетворяются автоматически. При этом функция  $\Phi_k(\varphi)$  принимает вид

$$\Phi_k(\varphi) = \frac{1}{\delta_k^2 - \gamma_k^2} \left( \frac{\text{ch} \delta_k \varphi}{\text{ch} \delta_k \varphi_1} - \frac{\text{ch} \gamma_k \varphi}{\text{ch} \gamma_k \varphi_1} \right) b_k \quad (3.4)$$

Из граничных условий (3.2) получим

$$A_k = -\frac{1}{\Delta_k} (g_k E_k + g'_k E'_k); \quad B_k = -D_k = \frac{1}{\Delta_k} (f_k E_k + f'_k E'_k) \\ C_k = -\frac{E_k}{\beta_k} + \frac{\alpha_k}{\beta_k \Delta_k} (g_k E_k + g'_k E'_k) \quad (3.5)$$

$$E_k = \sum_{p=1}^{\infty} a_{kp} - \sum_{p=1}^{\infty} \mu_p a_{kp}; \quad E'_k = \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p a_{kp} - \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \nu_p a_{kp}$$

$$a_{kp} = \frac{2}{\varphi_1} (-1)^{k+1} \frac{\lambda_k \mu_p b_p}{(\lambda_k^2 + \delta_p^2)(\lambda_k^2 + \gamma_p^2)}; \quad g_k = \beta_k (\text{ch} \alpha_k t_1 - \text{ch} \beta_k t_1)$$

$$g'_k = 2 \alpha_k \text{sh} \alpha_k t_1 \text{sh} \beta_k t_1 - \beta_k \text{ch} \alpha_k t_1 + \beta_k$$

$$f_k = \beta_k \text{sh} \alpha_k t_1 - \alpha_k \text{sh} \beta_k t_1; \quad f'_k = 2 \alpha_k \text{ch} \alpha_k t_1 \text{sh} \beta_k t_1 - \beta_k \text{sh} \alpha_k t_1 \text{ch} \beta_k t_1$$

$$\Delta_k = 2 \alpha_k \beta_k (\text{ch} \alpha_k t_1 \text{ch} \beta_k t_1 - 1) - (\alpha_k^2 + \beta_k^2) \text{sh} \alpha_k t_1 \text{sh} \beta_k t_1$$

Теперь функцию  $f_4(t)$  (или коэффициенты  $b_k$ ) выбираем так, чтобы удовлетворялось второе условие (3.3). Удовлетворяя этому условию, для определения коэффициентов  $b_k$  получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений

$$X_p = \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} u_{kp} X_k + u_p; \quad (p=1,3,\dots) \quad (3.6)$$

$$X_p = \sum_{k=2,4,\dots}^{\infty} v_{kp} X_k + v_p; \quad (p=2,4,\dots)$$

где введены обозначения:

$$u_{kp} = g_{kp} \sum_{q=1,3,\dots}^{\infty} f_{qk}; \quad v_{kp} = \sum_{q=2,4,\dots}^{\infty} f_{qk}; \quad X_p = \mu_p b_p$$

$$g_{kp} = \frac{8 \varphi_1 \mu_p^2 \nu_p^2 (\lambda_k^2 - \beta_k^2) (\gamma_p^2 - \nu_p^2)}{\varphi_1 t_1 (\beta_p^2 + \nu_p^2) (\alpha_k^2 + \mu_p^2) (\delta_p \text{th} \delta_p \varphi_1 - \gamma_p \text{th} \gamma_p \varphi_1)}$$

$$\varphi_{kp} = \frac{1}{\Delta_k} \left[ \beta_k \operatorname{sh} \alpha_k t_1 \operatorname{ch} \beta_k t_1 - \alpha_k \operatorname{sh} \beta_k t_1 \operatorname{ch} \alpha_k t_1 + (-1)^p (\alpha_k \operatorname{sh} \beta_k t_1 - \beta_k \operatorname{sh} \alpha_k t_1) \right]$$

$$f_{kp} = \frac{1}{(\alpha_k^2 + \beta_k^2)(\gamma_q^2 + \beta_k^2)}$$

$$u_p = \frac{2\nu_p}{t_1} \frac{\beta_p^2 - \gamma_p^2}{\delta_p \operatorname{th} \delta_p t_1 - \gamma_p \operatorname{th} \gamma_p t_1} \left[ \frac{t_1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \gamma_k a_{kp} - \right. \\ \left. - 2\nu_p \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \gamma_k \varphi_{kp} \frac{\alpha_k^2 - \beta_k^2}{(\alpha_k^2 + \nu_p^2)(\alpha_k^2 + \beta_k^2)} \sum_{q=1,3,\dots}^{\infty} \nu_q a_{kq} \right]$$

Функция  $\nu_p$  определяется последней формулой, только  $q$  принимает чётные значения.

Пользуясь значениями соответствующих сумм [3] и оценками

$$\alpha_p \beta_p = \left| \frac{2}{p} - 1 \right| \sqrt{\frac{D_r}{D_r}}; \quad \delta_p \gamma_p = \sqrt{\frac{(1 - \nu_p^2)(D_r + D_r \nu_p^2)}{D_r}}$$

(при больших  $k$  и при любых  $p$ ) получим

$$\sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} |u_{kp}| < 1; \quad \sum_{k=2,4,\dots}^{\infty} |v_{kp}| < 1$$

Свободные члены бесконечных систем ограничены сверху и стремятся к нулю порядком  $(p^{-2})$ . Из теории Лимитантов следует, что система имеет единственное решение и неизвестные  $X_p$  будут стремиться к нулю как  $O(p^{-1})$  [4, 5, 6].

Таким образом, задача свелась к решению регулярных бесконечных систем (3.6), причем неизвестные  $X_p$  с нечетными и четными индексами определяются независимо друг от друга. Этот факт сильно облегчает вычисления. Кроме того, на этой основе можно сделать вывод, что на дуге окружности  $t = t_1/2$  ( $r = \sqrt{ab}$ ) имеют место условия „симметрии“ („косой симметрии“), при наличии которых решение задачи достаточно построить только для „половины“ рассмотренной области ( $0 \leq t < \frac{t_1}{2}$  или  $\frac{t_1}{2} \leq t < t_1$ ).

#### § 4. Изгиб пластинки, когда радиальные края свободно оперты, а дуговые края жестко закреплены

Граничные условия и условия симметрии для рассмотренной задачи будут

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = N_r = 0; \quad (\varphi = 0) \quad (4.1)$$

$$F = M_r = 0; \quad (\varphi = \varphi_1) \quad (4.2)$$

$$F = \frac{\partial F}{\partial t} = 0; \quad (t = 0; \quad t = t_1) \quad (4.3)$$

В вспомогательной задаче, принимая  $a_k - b_k = a'_k = b'_k = 0$ , условия (4.1), (4.2) удовлетворяются автоматически.

Из граничных условий (4.3) определяем функцию  $\psi_k(t)$ . После чего функция  $F(t, \varphi)$  принимает вид:

$$F(t, \varphi) = \sum_{k=1}^{\infty} \{ A_k^* (\text{sh} \alpha_k t \text{sh} \beta_k t_1 - \text{sh} \beta_k t \text{sh} \alpha_k t_1) + \\ + B_k^* [\text{sh} \alpha_k (t_1 - t) \text{sh} \beta_k t_1 - \text{sh} \beta_k (t_1 - t) \text{sh} \alpha_k t_1] \} \cos^m \varphi + \\ + \sum_{m,n=1}^{\infty} a_{mn} \cos \lambda_m \varphi \sin \mu_n t$$

где  $A_k^* = \frac{a_k^* d_k^* + b_k^* C_k^*}{\Delta_k}$ ;  $B_k^* = \frac{a_k^* C_k^* + b_k^* d_k^*}{\Delta_k}$

$$a_k^* = - \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n a_{nk}; \quad b_k^* = - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \mu_n a_{nk}$$

$$d_k^* = \alpha_k \text{sh} \beta_k t_1 - \beta_k \text{sh} \alpha_k t_1; \quad C_k^* = \beta_k \text{sh} \alpha_k t_1 \text{ch} \beta_k t_1 - \alpha_k \text{sh} \beta_k t_1 \text{ch} \alpha_k t_1$$

$$\Delta_k = \text{sh} \alpha_k t_1 \text{sh} \beta_k t_1 [2 \alpha_k \beta_k (\text{ch} \alpha_k t_1 \text{ch} \beta_k t_1 - 1) - (\alpha_k^2 + \beta_k^2) \text{sh} \alpha_k t_1 \text{sh} \beta_k t_1]$$

### Численный пример

Рассмотрим численный пример для последней задачи, когда пластинка несет равномерную нагрузку интенсивностью  $q$ , а упругие постоянные имеют значения:

$$D_r = 2,55 \cdot 10^7 \text{Па}, \quad D_\varphi = 1,85 \cdot 10^7 \text{Па}, \quad D_{r\varphi} = 1,036 \cdot 10^7 \text{Па}$$

$$\nu_{r\varphi} = 0,13; \quad \nu_{\varphi r} = 0,177$$

Прогибы и изгибающие моменты представлены в виде формул:

$$w(t, \varphi) = -\beta_1 \frac{qa^4}{D_r h^3}$$

$$M_r(0; \varphi) = \frac{D_r}{D_\varphi} \nu_{\varphi r}; \quad M_\varphi(0; \varphi) = -\beta_2 qa^2$$

$$M_r(t_1; \varphi) = \frac{D_r}{D_\varphi} \nu_{\varphi r}; \quad M_\varphi(t_1; \varphi) = -\beta_3 qa^2$$

В табл. 1, 2, 3 приведены значения безразмерных величин  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$  в различных точках пластинки при различных значениях  $\varphi_1$ ,  $t_1$ .

Таблица 1

Значение коэффициента  $\beta_1$  в точках пластинки  $(0, 0)$ ,  $(\frac{t_1}{4}, 0)$ ,  $(\frac{t_1}{2}, 0)$ ,  $(\frac{3}{4} t_1, 0)$ ,  $(t_1, 0)$  при различных значениях  $t_1$ ,  $\tau_1$

$t_1 \backslash \tau_1$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{2}{3} \pi$	$\frac{5}{6} \pi$
0.5	0	0	0	0	0
	0.0012	0.0014	0.0021	0.0022	0.0023
	0.0018	0.0021	0.0032	0.0034	0.0036
	0.0016	0.0018	0.0027	0.0028	0.0030
	0	0	0	0	0
1	0	0	0	0	0
	0.0278	0.0580	0.1070	0.1201	0.1356
	0.0481	0.1079	0.1838	0.2050	0.2304
	0.0514	0.1050	0.1737	0.1906	0.2117
	0	0	0	0	0
1.5	0	0	0	0	0
	0.1669	0.8051	1.6647	1.9359	2.2554
	0.3192	1.5571	3.1542	3.6159	4.1763
	0.4527	1.7463	3.3366	3.7330	4.2372
	0	0	0	0	0
2	0	0	0	0	0
	0.7421	6.6432	16.2911	18.4442	20.4132
	1.4292	14.0107	33.6245	32.2511	33.2115
	2.7697	18.1445	39.8478	36.9737	38.1251
	0	0	0	0	0

Таблица 2

Значение коэффициента  $\beta_2$  в точках пластинки  $(0, 0)$ ,  $(0, \frac{\tau_1}{4})$ ,  $(0, \frac{\tau_1}{2})$ ,  $(0, \frac{3}{4} \tau_1)$ ,  $(0, \tau_1)$  при различных значениях  $\tau_1$ ,  $t_1$

$\tau_1 \backslash t_1$	0.5	1	1.5	2
$\frac{\pi}{6}$	0.0407	0.3241	1.1177	2.5078
	0.0407	0.3005	1.0375	2.3213
	0.0391	0.2401	0.8044	1.7811
	0.0291	0.1480	0.4424	0.9559
	0	0	0	0
$\frac{\pi}{3}$	0.0390	0.3334	1.7602	7.2981
	0.0391	0.3353	1.6264	6.8127
	0.0398	0.3226	1.4166	5.3512
	0.0401	0.2326	0.8550	2.9801
	0	0	0	0



Значения коэффициента  $\beta_3$  в точках пластинки  $\left(t_1, \frac{3}{4}t_2\right)$ ,  $(t_1, t_2)$ ,  $(t_1, 0)$ ,  $\left(t_1, \frac{t_2}{4}\right)$ ,  $\left(t_1, \frac{t_2}{2}\right)$  при различных значениях  $t_1, t_2$

$t_1 \backslash t_2$	0,5	1	1,5	2
6	0,0331	0,2212	0,7437	2,1306
	0,03294	0,2631	0,7130	2,0263
	0,0321	0,1503	0,6025	1,7019
	0,0258	0,1153	0,3879	1,075
	0	0	0	0
3	0,0328	0,2494	0,8935	2,9458
	0,0318	0,2531	0,8730	2,8564
	0,0323	0,2341	0,8091	2,5696
	0,0334	0,2103	0,6155	2,0657
	0	0	0	0

ON SOME METHOD OF SOLUTION OF BENDING PROBLEM OF ORTOTROPIC PLATE IN FORM OF RING SECTOR

A. A. BABLOYAN, S. M. SAKAKYAN, A. P. KHALATYAN

ՕՂԱԿԱՅԻՆ ՍԵԿՏՈՐԻ ՏԵՄԲ ՈՒՆԵՅՈՂ ՕՐԹՈՏՐՈՊ ՍԱԼԻ ՄԹՄԱՆ ԽՆԴՐԻ ԼՈՒՄՄԱՆ ՄԵԿ ԵՂԱՆՍԿԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ա. ԲԱԲԼՈՅԱՆ, Ս. Մ. ՍԱԿԱԿՅԱՆ, Ա. Պ. ԽԱԼԱՏՅԱՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Առաջարկվում է օղակային սեկտորի տեսք ունեցող օրթոտրոպ սալի ծրուման խնդրի լուծման նոր եղանակ, որը շառավղային եզրերի վրա ցանկացած պայմաններին ճշգրիտ բավարարելու հնարավորություն է ապահովում:

Առաջարկված եղանակով լուծվում են հետևյալ եզրային պայմաններով օրթոտրոպ սալի, ծոման խնդիրները:

1. Սալի բոլոր եզրերը ամրակցված են
2. Սալի շառավղային եզրերը ազատ հենված են, իսկ աղեղային եզրերը՝ ամրակցված:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Галеркин Б. Г. Собрание сочинений. Т II.—М.: Наука, 1952.
2. Амбарцумян С. А. Теория анизотропных пластин.—М.: Наука, 1967.
3. Баблоян А. А., Тоголян В. С. Плоская задача для ортотропной пластинки в виде кольцевого сектора.—Изв. АН Арм ССР, сер. физ.-мат. наук, 1964, т. 17, №5, с. 27—42.

4. Каятарович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа.—М.-Л.: Гостехиздат, 1950.
5. Улитко А. Ф. Метод собственных векторных функций в пространственных задачах теории упругости.—Киев: Наукова думка, 1979.
6. Грищенко В. Г. Равновесие и установившиеся колебания упругих тел конечных размеров.—Киев: Наукова думка, 1978.

Ереванский политехнический институт

Поступила в редакцию  
6.III.1989