

УДК 539.3

КОНТАКТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ДЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНИКА С ВЕРТИКАЛЬНЫМИ РАЗРЕЗАМИ, ВЫХОДЯЩИМИ НА ГРАНИЦУ

ГАЛФЯН П. О., ПЕРЕКЛЯН Г. Г.

Плоские контактные задачи для прямоугольника рассматриваются в работах [1—5]. В работе [5] приведена плоская контактная задача теории упругости для прямоугольника с внутренним вертикальным разрезом.

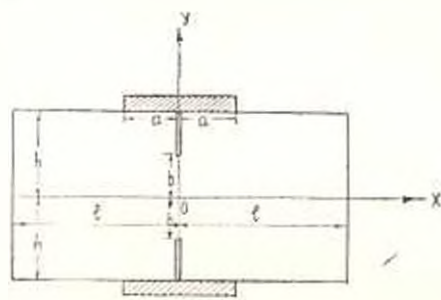
В настоящей статье рассматривается плоская контактная задача теории упругости для прямоугольника с вертикальными разрезами, выходящими на горизонтальную границу прямоугольника, когда на части горизонтальной стороны прямоугольника ($-a \leq x \leq a$) расположены симметрично расположенные жесткие гладкие штампы так, что линия разреза находится под штампами, а на остальной части тех же сторон ($-l \leq x \leq -a$, $a \leq x \leq l$) задана внешняя нагрузка. На вертикальных краях прямоугольника $x = \pm l$ имеем касательные напряжения и нормальные перемещения. На части оси $x = 0$ ($-h \leq y \leq b$, $b \leq y \leq h$) заданы нормальные и касательные напряжения, а на остальной части тех же сторон ($-b \leq y \leq b$) — условия симметрии.

Поставленная задача, как известно, сводится к определению бигармонической функции для прямоугольника, которая удовлетворяет граничным условиям, заданным на краях прямоугольника и в разрезе, а также условиям симметрии вне разреза. Задача решается методом Фурье. Бигармоническая функция представлена в виде суммы двух рядов Фурье. Используя обычные формулы для напряжений и перемещений, выраженные через бигармоническую функцию и удовлетворяя граничным условиям, условиям симметрии и полного контакта, для определения неизвестных коэффициентов получается система парных рядов уравнений с ядром в виде тригонометрических функций. Эта система затем сводится к решению регулярных бесконечных систем линейных алгебраических уравнений. Получены формулы для определения нормальных напряжений под штампом и вне разреза с выделенной особенностью и для перемещений вне штампа и в разрезе. Приводится численный пример.

1. Рассмотрим плоскую задачу теории упругости для прямоугольника (фиг. 1) при симметричных граничных условиях, когда на части продольных сторон прямоугольника ($-l \leq x \leq -a$, $a \leq x \leq l$) заданы внешние нагрузки, а на остальной части тех же сторон (то есть, под

штампом) — нормальные перемещения и касательные напряжения. На сторонах же $x = \pm l$ заданы касательные напряжения и нормальные перемещения. На линии разреза ($-h \leq y < -b$, $b \leq y \leq h$) заданы нормальные и касательные напряжения, а вне разреза — условия симметрии. В частном случае, когда на поперечных сторонах $x = \pm l$ касательные напряжения и нормальные перемещения равны нулю, имеем периодическую контактную задачу для полосы с вертикальными разрезами, выходящими на границу полосы.

Решение рассматриваемой задачи ищем при помощи функции напряжений Эри, которая в случае отсутствия массовых сил удовлетворяет бигармоническому уравнению внутри прямоугольника $-l < x < l$, $-h < y < h$.



Фиг. 1

На основании симметрии контурных условий относительно осей симметрии рассматриваемого прямоугольника функцию $\Phi(x, y)$ достаточно определить только для первой четверти прямоугольника.

Граничные условия и условия симметрии поставленной задачи имеют вид:

$$\tau_{xy}(x, 0) = 0, \quad v(x, 0) = 0 \quad (0 < x < l) \quad (1.1)$$

$$\tau_{xy}(0, y) = 0, \quad u(0, y) = 0 \quad (0 < y < b) \quad (1.2)$$

$$\sigma_x(0, y) = f_1(y), \quad \tau_{xy}(0, y) = 0 \quad (b < y < h) \quad (1.3)$$

$$\tau_{xy}(x, h) = 0 \quad (0 < x < l) \quad (1.4)$$

$$v(x, h) = f_2(x) \quad (0 < x < a) \quad (1.5)$$

$$\sigma_x(x, h) = f_3(x) \quad (a < x < l) \quad (1.6)$$

$$\tau_{xy}(l, y) = 0 \quad (0 < y < h) \quad (1.7)$$

$$u(l, y) = f_4(y) \quad (0 < y < h) \quad (1.8)$$

Бигармоническую функцию $\Phi(x, y)$ ищем в виде

$$\begin{aligned} \Phi(x, y) = & \frac{1}{2} (Ax^2 + By^2) + \sum_{k=1}^{\infty} (A_k \operatorname{ch} \gamma_k y + B_k \gamma_k y \operatorname{sh} \gamma_k y) \cos \gamma_k x + \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} [C_k \operatorname{ch} \beta_k x + D_k \operatorname{sh} \beta_k x + \beta_k x (E_k \operatorname{ch} \beta_k x + F_k \operatorname{sh} \beta_k x)] \cos \beta_k y \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$(0 < x < l, 0 < y < h)$$

$$\alpha_k = \frac{ka}{l}; \quad \beta_k = \frac{kb}{h} \quad (1.10)$$

Удовлетворяя условиям (1.1)–(1.8) и не пользуясь формулой обращения Фурье для определения коэффициентов A_k , B_k , C_k , D_k , E_k и F_k , получим следующие соотношения:

$$A_k = -(1 + \alpha_k h \operatorname{cth} \alpha_k h) B_k; \quad E_k = -D_k \quad (1.11)$$

$$C_k = - \left(\operatorname{cth} \beta_k l + \frac{\beta_k l}{\operatorname{sh}^2 \beta_k l} \right) D_k - \frac{E a_0}{2 \beta_k} \frac{1 + \beta_k l \operatorname{cth} \beta_k l}{\operatorname{sh} \beta_k l} \quad (1.12)$$

$$F_k = \operatorname{cth} \beta_k l D_k + \frac{E a_0}{2 \beta_k} \frac{1}{\operatorname{sh} \beta_k l}; \quad a_k = \frac{2}{h} \int_0^h f_1(y) \cos \beta_k y dy \quad (1.13)$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\bar{X}_k}{k} \sin kt = \psi(t) \quad (0 < t < t_1) \quad (1.14)$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \bar{X}_k \sin kt = 0 \quad (t_1 < t < \pi)$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\bar{Y}_k}{k} \sin kz = \gamma(z) \quad (0 < z < z_1) \quad (1.15)$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \bar{Y}_k \sin kz = 0 \quad (z_1 < z < \pi)$$

где

$$\psi(t) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\gamma_p X_p' - h_p}{p} \sin pt + \frac{E}{2} \int_0^{\frac{l}{\pi}} f_2 \left(\frac{l}{\pi} \tau \right) d\tau - \frac{h}{2} (A - B)t \quad (1.16)$$

$$\gamma(z) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\gamma_p Y_p' - c_p}{p} \sin pz + \frac{z}{2} \left[\frac{E a_0}{2} + l(A - B) \right] \quad (1.17)$$

$$\gamma_p = \frac{2\alpha_p h + 1 - \exp(-2\alpha_p h)}{\operatorname{sh} 2\alpha_p h + 2\alpha_p h}; \quad \gamma_p' = \frac{2\beta_p l + 1 - \exp(-2\beta_p l)}{\operatorname{sh} 2\beta_p l + 2\beta_p l} \quad (1.18)$$

$$B_k \alpha_k \left(\operatorname{ch} \alpha_k h + \frac{\alpha_k h}{\operatorname{sh} \alpha_k h} \right) = X_k = \bar{X}_k + b_k \quad (1.19)$$

$$D_k \beta_k \left(\operatorname{ch} \beta_k l + \frac{\beta_k l}{\operatorname{sh} \beta_k l} \right) = Y_k = \bar{Y}_k + c_k \quad (1.20)$$

$$t = \frac{\pi x}{l}; \quad t_1 = \frac{\pi a}{l}; \quad z = \frac{\pi y}{h}; \quad z_1 = \frac{\pi b}{h} \quad (1.21)$$

$$b_k = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \varphi_k(t) \sin kt dt; \quad c_k = \frac{2}{\pi} \int_0^1 g_k(z) \sin kz dz \quad (1.22)$$

Для решения систем парных рядов уравнений (1.14) и (1.15) используем результаты работы [9]:

$$X_k = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1}}{\pi} \int_0^1 \left| F(k, -k; 1; \varepsilon_1 s^2) \frac{d}{dz} \int_0^1 \frac{\mu_1(z) d\mu}{\sqrt{(s^2 - \mu^2)(1 - \varepsilon_1 \mu^2)}} \right| ds + \frac{b_k}{k} \quad (1.23)$$

$$Y_k = \frac{4\sqrt{\varepsilon_2}}{\pi} \int_0^1 \left| F(k, -k; 1; \varepsilon_2 s^2) \frac{d}{ds} \int_0^1 \frac{\mu_2(\beta) d\mu}{\sqrt{(s^2 - \mu^2)(1 - \varepsilon_2 \mu^2)}} \right| ds + \frac{c_k}{k} \quad (1.24)$$

где $F(\alpha, \beta; \gamma; z)$ — гиперболический ряд.

$$X_k + b_k = k X_k; \quad Y_k + c_k = k Y_k \quad (1.25)$$

$$\varepsilon_1 = \sin^2 \frac{\pi a}{2l}; \quad \varepsilon_2 = \sin^2 \frac{\pi b}{2h} \quad (1.26)$$

$$\alpha = 2 \arcsin(\sqrt{\varepsilon_1} u); \quad \beta = 2 \arcsin(\sqrt{\varepsilon_2} u) \quad (1.27)$$

Подставляя (1.16), (1.17) в выражения (1.23), (1.24), после некоторых преобразований, получаем совокупности двух бесконечных систем линейных алгебраических уравнений:

$$X_k = \sum_{p=1}^{\infty} a_{kp} X_p + \sum_{p=1}^{\infty} b_{kp} Y_p + m_k \quad (k=1, 2, \dots) \quad (1.28)$$

$$Y_k = \sum_{p=1}^{\infty} c_{kp} Y_p + \sum_{p=1}^{\infty} d_{kp} X_p + n_k$$

Здесь

$$a_{kp} = \varepsilon_p R_{kp}; \quad b_{kp} = \frac{l}{h} (1 - \varepsilon_p) \left| e_p R_{kp} - \frac{4\gamma_k}{\pi} \frac{(-1)^p p^2}{(p^2 + \gamma_k^2)^2} \right| \quad (1.29)$$

$$c_{kp} = \varepsilon_p L_{kp}; \quad d_{kp} = \frac{h}{l} (1 - \varepsilon_p) \left| r_p L_{kp} - \frac{4\delta_k}{\pi} \frac{(-1)^p p^2}{(p^2 + \delta_k^2)^2} \right| \quad (1.30)$$

$$m_k = \sum_{p=1}^{\infty} \varepsilon_p R_{kp} - \varepsilon_k + M_k - \frac{q_1}{2k} z_k(\cos t_1) \quad (1.31)$$

$$n_k = \sum_{p=1}^{\infty} \varepsilon_p L_{kp} - \varepsilon_k + \frac{q_2}{2k} z_k(\cos z_1) \quad (1.32)$$

$$R_{kp} = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1}}{\pi} \int_0^1 \left| F(k, -k; 1; \varepsilon_1 s^2) \frac{d}{ds} \int_0^1 \frac{\mu s \ln(pz) d\mu}{\sqrt{(s^2 - \mu^2)(1 - \varepsilon_1 \mu^2)}} \right| ds \quad (1.33)$$

$$L_{kp} = \frac{4V\sqrt{z_1}}{\pi} \int_0^1 \left[F(k, -k; 1; z_1 s^2) \frac{d}{ds} \int_0^1 \frac{\mu \sin(pz) dz}{V(s^2 - \mu^2)(1 - z_1 \mu^2)} \right] ds \quad (1.34)$$

$$M_k = \frac{2EV\sqrt{z_1}}{\pi} \int_0^1 \left[F(k, -k; 1; z_1 s^2) \frac{d}{ds} \int_0^1 \frac{\mu d_2(z) dz}{V(s^2 - \mu^2)(1 - z_1 \mu^2)} \right] ds \quad (1.35)$$

$$\gamma_k = \frac{2l}{\pi k} \left(\frac{Ek}{h} \gamma_k s_k - \frac{A}{k} - \frac{1}{\pi} \int_0^{\gamma_k} d_1(\gamma) \sin k\gamma d\gamma \right) \quad (1.36)$$

$$\gamma_k = \frac{2h}{\pi k} \left(\frac{\pi E}{4h} a_k s_k - \frac{B}{k} - \frac{1}{\pi} \int_0^{\gamma_k} d_1(\gamma) \sin k\gamma d\gamma \right) \quad (1.37)$$

$$\gamma_k = \frac{kl}{h}; \quad \delta_k = \frac{kh}{l}; \quad \gamma_k = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{pa_n}{(p^2 + \gamma_k^2)^2}, \quad q_1 = h(A - \gamma B) \quad (1.38)$$

$$e_p = \frac{1 - \beta_p \operatorname{cth} \beta_p l}{\operatorname{sh} \beta_p l}; \quad r_p = \frac{1 - \alpha_p \operatorname{cth} \alpha_p h}{\operatorname{sh} \alpha_p h}; \quad s_p = \frac{1 + \beta_p \operatorname{cth} \beta_p l}{\operatorname{sh} \beta_p l} \quad (1.39)$$

$$q_2 = \frac{Ea_0}{2} + l(\gamma A - B); \quad z_k(\cos t_1) = P_{k-1}(\cos t_1) - P_k(\cos t_1) \quad (1.40)$$

$$d_1(\gamma) = \int_h^{\frac{h}{\pi}} f_1\left(\frac{h}{\pi} t\right) dt; \quad d_2(\gamma) = \int_0^{\frac{l}{\pi}} f_2\left(\frac{l}{\pi} t\right) dt; \quad d_3(\gamma) = \int_l^{\frac{l}{\pi}} f_3\left(\frac{l}{\pi} t\right) dt \quad (1.41)$$

где $P_n(x)$ — полином Чебындра.

Используя обычные формулы для напряжений и перемещений, выраженные через бигармоническую функцию, получаем выражения для перемещений в разрезе и вне штампа, и нормальных напряжений вне разреза и под штампом:

$$Eu(0, y) = -\frac{2h}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} Y_k \beta_k (1 - \mu_k) (\cos \beta_k y - \cos \beta_k b) \quad (b < y \leq h) \quad (1.42)$$

$$Ev(x, h) = \frac{2l}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} X_k \alpha_k (1 - \lambda_k) (\cos \alpha_k x - \cos \alpha_k a) + E f_0(x) \quad (a < x \leq l) \quad (1.43)$$

$$\begin{aligned} \sigma_r(0, y) = & - \frac{Q_1 \cos \frac{\pi y}{2h}}{\sqrt{\cos \frac{\pi y}{h} - \cos \frac{\pi b}{h}}} + \frac{Q_1}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{2h} \sum_{k=1}^{\infty} \beta_k \sum_{n=1}^{\infty} G_{kn}(\beta_k) \cos \frac{p\pi y}{h} + \\ & + \frac{\pi}{2h} \sum_{k=1}^{\infty} k [E a_k s_k - 2k \bar{n}_k (1 - \mu_k) N_k] \cos \frac{h\pi y}{h} + \\ & + \frac{\pi}{l} \sum_{k=1}^{\infty} X_k k^2 (1 - \lambda_k) \left[U_k(y) - (1 - \mu_k) N_k \Theta_k \left(\frac{\pi y}{h} \right) \right] + B, \quad (0 \leq y \leq b) \end{aligned} \quad (1.44)$$

$$\begin{aligned}
z_v(x, h) = & - \frac{Q_2 \cos \frac{\pi x}{2l}}{\sqrt{\cos \frac{\pi x}{l} - \cos \frac{\pi a}{l}}} + \frac{Q_2}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{2l} \sum_{k=1}^{\infty} \bar{g}_k \sum_{p=1}^{\infty} G_{kp}(z_1) \cos \frac{p\pi x}{l} + \\
& + \frac{\pi}{l} \sum_{k=1}^{\infty} \bar{m}_k h^2 (1 - \nu_k) \bar{N}_k \cos \frac{k\pi x}{l} + \frac{\pi E}{2h} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k k a_k W_k(x) = \quad (1.45) \\
& - \frac{\pi}{h} \sum_{k=1}^{\infty} Y_k k^2 (1 - \nu_k) \left[(1 - \nu_k) \bar{N}_k \Theta_k \left(\frac{\pi x}{l} \right) - (-1)^k V_k(x) \right] + A \quad (0 \leq x \leq a)
\end{aligned}$$

где

$$Q_1 = \frac{\pi \ln(1 - \varepsilon_2)}{\sqrt{2} h} \sum_{k=1}^{\infty} \bar{g}_k \bar{y}_k (\cos z_1); \quad Q_2 = \frac{\pi \ln(1 - \varepsilon_1)}{\sqrt{2} l} \sum_{k=1}^{\infty} \bar{g}_k \bar{y}_k (\cos t_1) \quad (1.46)$$

$$g_k = k^3 (1 - \nu_k) N_k \left[\bar{g}_k Y_k + \frac{h}{l} (1 - \nu_k) e_k X_k + \bar{g}_k \right] \quad (1.47)$$

$$\bar{g}_k = k^3 (1 - \nu_k) \bar{N}_k \left[\nu_k N_k + \frac{l}{h} (1 - \nu_k) e_k Y_k + \bar{z}_k \right] \quad (1.48)$$

$$G_{kp}(z_1) = \frac{2}{p} R_{kp} + \bar{y}_k (\cos t_1) \bar{y}_p (\cos t_1) \ln(1 - \varepsilon_1) \quad (1.49)$$

$$G_{kp}(z_2) = \frac{2}{p} L_{kp} + \bar{y}_k (\cos z_1) \bar{y}_p (\cos z_1) \ln(1 - \varepsilon_2) \quad (1.50)$$

$$\bar{m}_k = M_k - \bar{z}_k + \frac{q_k}{2k} z_k (\cos t_1); \quad \bar{n}_k = \tau_k + \frac{q_k}{2k} z_k (\cos z_2) \quad (1.51)$$

$$N_k = \cosh \beta_k l + \frac{\beta_k l}{\sinh^2 \beta_k l}; \quad \bar{N}_k = \cosh \alpha_k h + \frac{\alpha_k h}{\sinh^2 \alpha_k h} \quad (1.52)$$

$$U_k(y) = \frac{\cosh \alpha_k y}{\sinh \alpha_k h} - \alpha_k h \frac{\cosh \alpha_k (h - y)}{\sinh^2 \alpha_k h} - \alpha_k (h - y) \frac{\sinh \alpha_k y}{\sinh \alpha_k h} \quad (1.53)$$

$$V_k(x) = \frac{\cosh \beta_k (l - x)}{\sinh \beta_k l} - \beta_k l \frac{\cosh \beta_k x}{\sinh^2 \beta_k l} - \beta_k x \frac{\sinh \beta_k (l - x)}{\sinh \beta_k l} \quad (1.54)$$

$$W_k(x) = \frac{\cosh \beta_k x}{\sinh \beta_k l} - \beta_k l \frac{\cosh \beta_k (l - x)}{\sinh^2 \beta_k l} - \beta_k (l - x) \frac{\sinh \beta_k x}{\sinh \beta_k l} \quad (1.55)$$

$$\Theta_k \left(\frac{\pi y}{h} \right) = \frac{(1 - \alpha_k h \cosh \alpha_k h) \cosh \alpha_k y + \alpha_k y \sinh \alpha_k y}{\sinh \alpha_k h} \quad (1.56)$$

$$\Theta_k \left(\frac{\pi x}{l} \right) = \frac{(1 - \beta_k l \cosh \beta_k l) \cosh \beta_k x + \beta_k x \sinh \beta_k x}{\sinh \beta_k l} \quad (1.57)$$

$$\bar{y}_k (\cos t_1) = P_{k-1} (\cos t_1) + P_k (\cos t_1) \quad (1.58)$$

2. Рассмотрим численный пример, когда

$$f_2(x) = -\bar{c}, \quad f_1(y) = f_3(x) = f_4(y) = 0$$

В этом случае по формулам (1.44), (1.45), (1.42), (1.43) вычислены нормальные напряжения над штампом и вне разреза, а также перемещения вне штампа и в разрезе в зависимости от $\lambda = \frac{a}{l}$, $\eta = \frac{b}{h}$, $\nu = 0,3$, $h = a$.

Результаты вычислений приведены в табл. (1-2).

Таблица 1

$$\frac{1}{2} u(0, y)$$

λ	η/b	1	$1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right)$	$1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right)$	$1 + \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right)$	$\frac{1}{\lambda}$
0.25	0.25	0.0000	-0.0003	-0.0319	-0.0126	-0.0155
	0.50	0.0000	-0.0196	-0.0321	-0.0410	-0.0411
	0.90	0.0000	-1.1485	-0.6981	-0.1398	-1.3657
0.50	0.25	0.0000	-0.0668	0.6034	0.6201	0.0311
	0.50	0.0000	-0.0030	0.1130	0.1968	0.2139
	0.90	0.0000	0.6666	0.2763	-0.0529	0.6502
0.90	0.25	0.0000	-0.4565	-0.4078	-0.4525	-0.1946
	0.50	0.0000	0.2269	-0.2097	-0.2227	-0.2195
	0.90	0.0000	0.9594	0.3803	-0.0991	0.8840

Таблица 2

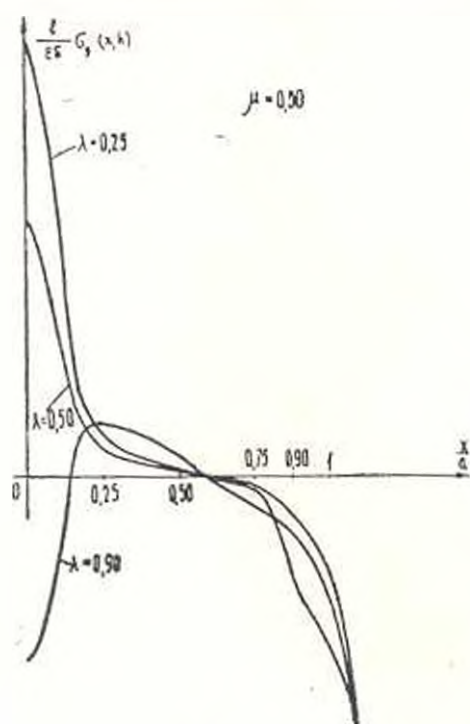
$$\frac{1}{2} w(x, h)$$

η	x/a	1	$1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right)$	$1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right)$	$1 + \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\lambda} - 1 \right)$	$\frac{1}{\lambda}$
0.25	0.25	-1.0000	-1.4634	-0.2712	0.7054	1.0724
	0.50	-1.0000	-0.6486	1.0024	3.1777	3.7376
	0.90	-1.0000	22.1014	9.0928	-2.2787	22.1025
0.50	0.25	-1.0000	-1.4633	-0.2712	0.7057	1.0718
	0.50	-1.0000	-0.6564	1.5850	3.1535	3.7092
	0.90	-1.0000	21.1043	8.4511	-2.4336	20.8882
0.90	0.25	-1.0000	-1.4516	-0.2503	0.7134	1.0721
	0.50	-1.0000	-0.6679	1.5605	3.1212	3.6775
	0.90	-1.0000	20.9949	8.4405	-2.3771	20.8064

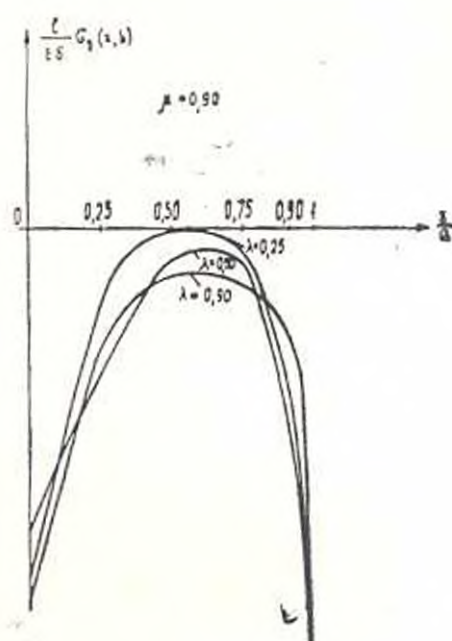
Для наглядного представления закона распределения напряжения и перемещения построены графики, которые приведены на фиг. (2-5).

Как показывают вычисления (табл. 1-2) и построенные графики

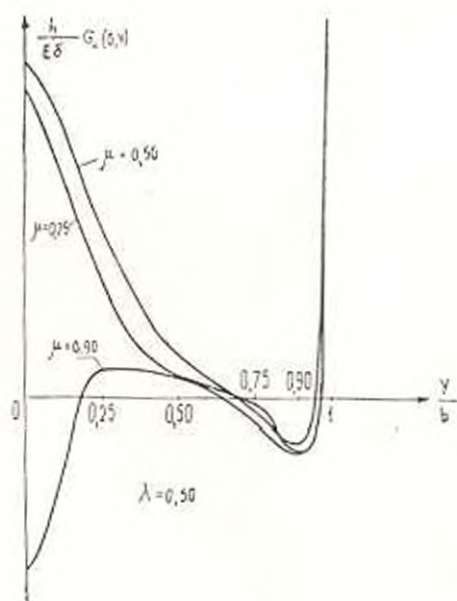
(фиг. 2-5). закон распределения $z_y(x, h)$ качественно совпадает с законом распределения соответствующего напряжения для полосы



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

без разрывов, когда $\mu > 0.5$, а при $\mu \leq 0.5$ качественно отличается. Перемещения $u(0, y)$ в случае $\lambda < 0.5$ при любом μ отрицательные, то

есть разрез сужается, а в случае $\lambda \geq 0,5$ перемещения знакопеременны, то есть в одной части разрез сужается, а в другой расширяется. Величина λ качественно не влияет на закон распределения $\varepsilon_x(0, y)$. Что касается перемещений $w(x, h)$, то при любых λ и μ знакопеременны, то есть при приближении к краям прямоугольника имеет место расширение.

CONTACT PROBLEM OF THE THEORY OF ELASTICITY FOR A RECTANGLE WITH THE VERTICAL CRACKS INTERSECTED TO A FREE SURFACE

P. H. GALFAYAN, G. G. NERSISYAN

ԵԶՐ ԳՈՐԻՍ ԵԿՈՂ ՈՒՂՂԱԳԻՐ ՃԵՂԲ ՈՒՆԵՑՈՂ ՈՒՂՂԱՆԿՅԱՆ
ՀԱՄԱՐ ԱՌԱՋԳԻԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԿՈՆՏԱԿՏԱՅԻՆ ԽՆԴԻՐ

Պ. Հ. ԳԱԼՖԱՅԱՆ, Գ. Գ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Դիտարկվում է ուղղանկյան համար առաձգականության տեսության հարթ կոնտակտային խնդիր՝ հորիզոնական եզրին հասնող ներքին ուղղահայաց ճեղքերի առկայության դեպքում, երբ հորիզոնական եզրերի վրա կիրառված է ճեղքերի նկատմամբ կոշտ դրոշմներ, այնպես, որ ճեղքի զիծը գտնվում է դրոշմի տակ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Абрамян Б. Л. К плоской задаче теории упругости для прямоугольника.—ПММ, 1957, т. 21, в. 1.
2. Галфаян П. О., Чобян К. С. Решение одной контактной задачи для упругого прямоугольника.—ПММ, 1966, т. 30, в. 3.
3. Баблюян А. А., Гулкиян Н. О. Об одной смешанной задаче для прямоугольника.—Изв. АН Арм. ССР. Механика, 1969, т. 22, № 1.
4. Галфаян П. О. Об одной контактной задаче теории упругости для прямоугольника.—Отд. мат. мех. и кибер. АН УССР, Прикладная механика, 1975, т. 11, в. 4.
5. Гоноян В. С., Галфаян П. О. Контактная задача теории упругости для прямоугольника с внутренним вертикальным разрезом.—ЕрГУ межвуз. сб. н. т. Механика, 1989, в. 7.
6. Развитие теории контактных задач в СССР.—М.: Наука, 1976. 490 с.
7. Грештейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.—М.: Физматгиз, 1971.
8. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа.—М.: Гостехиздат, 1962.
9. Tranter C. J. Dual Trigonometrical Series. —Proc. Glasgow Math. Assoc., 1959, vol 4, part. 2.

Երևանский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступила в редакцию
3.V.1989