ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա 43, №3, 1990 Механика

УДК 539.3

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

ГАЛФАЯН П. О., НЕРСИСЯН Г. Г.

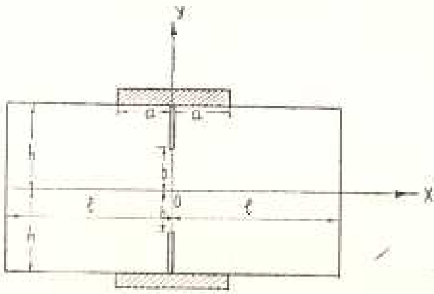
Плоские контактные задачи для прямоугольника рассмотрены в работах [1—5]. В работе [5] приведена плоская контактная задача теории упругости для прямоугольника с внутренним вертикальным разрезом.

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 $(-a\leqslant x\leqslant a)$ приложены симметрично расположенные жесткие гладкие штампы так, что линия разреза находится под штампами, а на остальной части тех же сторон $(-l\leqslant x\leqslant -a,\ a\leqslant x\leqslant l)$ задана внешняя нагрузка. На вертикальных кромках прямоугольника $x=\pm l$ имеем касательные напряжения и нормальные перемещения. На части оси $x=0(-h\leqslant y\leqslant -b,\ b\leqslant y\leqslant h)$ заданы нормальные и касательные напряжения, а на остальной части тех же сторон $(-b\leqslant y\leqslant b)$ — условия симметрии.

Поставленная задача, как известно, сводится к определению бигармонической функции для прямоугольника, которая удовлетворяет граничным условиям, заданным на кромках 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 $(-l\leqslant x\leqslant -a,\ a\leqslant x\leqslant l)$ 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 ($-h \leq y \leq -b$, $b \leq y \leq h$) 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 $-l < x < l$, $-h \leq y \leq h$.



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:

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

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

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

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

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

$$\sigma_y(x, h) = f_3(x) \quad (a < x < l) \tag{1.6}$$

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

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

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

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{2}(Ax^2 + By^2) + \sum_{k=1}^{\infty} (A_k \operatorname{ch} \alpha_k y + B_k \alpha_k y \operatorname{sh} \alpha_k y) \cos \alpha_k x +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} [C_k \operatorname{ch} \beta_k x + D_k \operatorname{sh} \beta_k x + \beta_k x (E_k \operatorname{ch} \beta_k x + F_k \operatorname{sh} \beta_k x)] \cos \beta_k y \tag{1.9}$$

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

где

$$\alpha_k=\frac{k\pi}{l}; \quad \beta_k=\frac{k\pi}{h} \tag{1.10}$$

Удовлетворяя условиям (1.1)—(1.8) и используя формулу обращения Фурье для определения коэффициентов A_k, B_k, C_k, D_k, E_k и F_k, получим следующие соотношения:

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

$$C_k=-\left(\mathrm{cth}\,\beta_k l+\frac{\beta_k l}{\mathrm{sh}^2\beta_k l}\right)D_k-\frac{Ea_k}{2\beta_k}\frac{1+\beta_k l\,\mathrm{cth}\,\beta_k l}{\mathrm{sh}\,\beta_k l} \tag{1.12}$$

$$F_k=\mathrm{cth}\,\beta_k l D_k+\frac{Ea_k}{2\beta_k}\frac{1}{\mathrm{sh}\,\beta_k l}; \quad a_k=\frac{2}{h}\int_0^h f_4(y)\cos\beta_k y\,dy \tag{1.13}$$

$$\left.\begin{aligned}&\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\overline{X}_k}{k}\sin kt=\psi(t) \qquad (0<t<t_1)\\ &\sum_{k=1}^{\infty}\overline{X}_k\sin kt=0 \qquad (t_1<t<\pi)\end{aligned}\right\} \tag{1.14}$$

$$\left.\begin{aligned}&\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\overline{Y}_k}{k}\sin kz=\chi(z) \qquad (0<z<z_1)\\ &\sum_{k=1}^{\infty}\overline{Y}_k\sin kz=0 \qquad (z_1<z<\pi)\end{aligned}\right\} \tag{1.15}$$

где

$$\psi(t)=\sum_{p=1}^{\infty}\frac{\lambda_p X_p^{*}-b_p}{p}\sin pt+\frac{E}{2}\int_0^{\frac{l}{\pi}t}f_2\left(\frac{l}{\pi}\eta\right)d\eta-\frac{h}{2}(A-\nu B)t \tag{1.16}$$

$$\chi(z)=\sum_{p=1}^{\infty}\frac{\mu_p Y_p^{*}-c_p}{p}\sin pz+\frac{z}{2}\left[\frac{Ea_0}{2}+l(\nu A-B)\right] \tag{1.17}$$

$$\lambda_p=\frac{2\alpha_p h+1-\exp(-2\alpha_p h)}{\mathrm{sh}\,2\alpha_p h+2\alpha_p h}; \quad \mu_p=\frac{2\beta_p l+1-\exp(-2\beta_p l)}{\mathrm{sh}\,2\beta_p l+2\beta_p l} \tag{1.18}$$

$$B_k\alpha_k\left(\mathrm{ch}\,\alpha_k h+\frac{\alpha_k h}{\mathrm{sh}\,\alpha_k h}\right)=X_k^{*}=\overline{X}_k+b_k \tag{1.19}$$

$$D_k\beta_k\left(\mathrm{cth}\,\beta_k l+\frac{\beta_k l}{\mathrm{sh}^2\beta_k l}\right)=Y_k^{*}=\overline{Y}_k+c_k \tag{1.20}$$

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

$$b_k=\frac{2}{\pi}\int_0^{\pi}\varphi_2(t)\sin kt\,dt;\qquad c_k=\frac{2}{\pi}\int_0^{\pi}g_2(z)\sin kz\,dz \tag{1.22}$$

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

$$X_k=\frac{4\sqrt{\varepsilon_1}}{\pi}\int_0^1\left[F(k,-k;1;\varepsilon_1 s^2)\frac{d}{dz}\int_0^s\frac{\mu\psi(\alpha)d\mu}{\sqrt{(s^2-\mu^2)(1-\varepsilon_1\mu^2)}}\right]ds+\frac{b_k}{k} \tag{1.23}$$

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

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

$$\overline{X}_k+b_k=kX_k;\quad \overline{Y}_k+c_k=kY_k \tag{1.25}$$

$$\varepsilon_1=\sin^2\frac{\pi a}{2l};\qquad \varepsilon_2=\sin^2\frac{\pi b}{2h} \tag{1.26}$$

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

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

$$\begin{gathered}X_k=\sum_{p=1}^{\infty}a_{kp}X_p+\sum_{p=1}^{\infty}b_{kp}Y_p+m_k\\ (k=1,2\ldots)\\ Y_k=\sum_{p=1}^{\infty}c_{kp}Y_p+\sum_{p=1}^{\infty}d_{kp}X_p+n_k\end{gathered} \tag{1.28}$$

Здесь

$$a_{kp}=\lambda_pR_{kp};\quad b_{kp}=\frac{l}{h}(1-\mu_p)\left[e_pR_{kp}-\frac{4\gamma_k}{\pi}\frac{(-1)^pp^2}{(p^2+\gamma_k^2)^2}\right] \tag{1.29}$$

$$c_{kp}=\mu_pL_{kp};\quad d_{kp}=\frac{h}{l}(1-\lambda_p)\left[r_pL_{kp}-\frac{4\delta_k}{\pi}\frac{(-1)^pp^2}{(p^2+\delta_k^2)^2}\right] \tag{1.30}$$

$$m_k=\sum_{p=1}^{\infty}\xi_pR_{kp}-\xi_k+M_k-\frac{q_1}{2k}z_k(\cos t_1) \tag{1.31}$$

$$n_k=\sum_{p=1}^{\infty}\eta_pL_{kp}-\eta_k+\frac{q_2}{2k}z_k(\cos z_1) \tag{1.32}$$

$$R_{kp}=\frac{4\sqrt{\varepsilon_1}}{\pi}\int_0^1\left[F(k,-k;1;\varepsilon_1s^2)\frac{d}{ds}\int_0^s\frac{\mu\sin(p\alpha)d\mu}{\sqrt{(s^2-\mu^2)(1-\varepsilon_1\mu^2)}}\right]ds \tag{1.33}$$

$$
L_{kp}=\frac{4\sqrt{\varepsilon_2}}{\pi}\int\limits_0^1\left[F(k,-k;1;\varepsilon_2 s^2)\frac{d}{ds}\int\limits_0^s\frac{\mu\sin(p\beta)d\mu}{\sqrt{(s^2-\mu^2)(1-\varepsilon_2\mu^2)}}\right]ds \tag{1.34}
$$

$$
M_k=\frac{2E\sqrt{\varepsilon_1}}{\pi}\int\limits_0^1\left[F(k,-k;1,\varepsilon_1 s^2)\frac{d}{ds}\int\limits_0^s\frac{\mu d_2(\alpha)d\mu}{\sqrt{(s^2-\mu^2)(1-\varepsilon_1\mu^2)}}\right]ds \tag{1.35}
$$

$$
\xi_k=\frac{2l}{\pi k}\left(\frac{Ek}{h}\gamma_k\tau_k-\frac{A}{k}-\frac{1}{\pi}\int\limits_0^\pi d_3(\eta)\sin k\eta d\eta\right) \tag{1.36}
$$

$$
\eta_k=\frac{2h}{\pi k}\left(\frac{\pi E}{4h}a_k s_k-\frac{B}{k}-\frac{1}{\pi}\int\limits_0^\pi d_1(\eta)\sin k\eta d\eta\right) \tag{1.37}
$$

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

$$
e_p=\frac{1-\beta_p l\,\mathrm{cth}\,\beta_p l}{\mathrm{sh}\,\beta_p l};\quad r_p=\frac{1-\alpha_p h\,\mathrm{cth}\,\alpha_p h}{\mathrm{sh}\,\alpha_p h};\quad s_p=\frac{1+\beta_p l\,\mathrm{cth}\,\beta_p l}{\mathrm{sh}\,\beta_p l} \tag{1.39}
$$

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

$$
d_1(\eta)=\int\limits_h^{\frac{h}{\pi}\eta}f_1\left(\frac{h}{\pi}t\right)dt;\quad d_2(\eta)=\int\limits_0^{\frac{l}{\pi}\eta}f_2\left(\frac{l}{\pi}t\right)dt;\quad d_3(\eta)=\int\limits_l^{\frac{l}{\pi}\eta}f_3\left(\frac{l}{\pi}t\right)dt \tag{1.41}
$$

где $P_n(x)$— полином Лежандра.

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:

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

$$
Ev(x,h)=\frac{2l}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}X_k\alpha_k(1-\lambda_k)(\cos\alpha_k x-\cos\alpha_k a)+Ef_2(x)\quad (a<x\leqslant l) \tag{1.43}
$$

$$
\begin{aligned}
\sigma_x(0,y)=&-\frac{Q_1\cos\frac{\pi y}{2h}}{\sqrt{\cos\frac{\pi y}{h}-\cos\frac{\pi b}{h}}}+\frac{Q_1}{\sqrt{2}}+\frac{\pi}{2h}\sum_{k=1}^{\infty}\rho_k\sum_{p=1}^{\infty}G_{kp}(\varepsilon_2)\cos\frac{p\pi y}{h}+\\
&+\frac{\pi}{2h}\sum_{k=1}^{\infty}k[Ea_k s_k-2k\bar{n}_k(1-\mu_k)N_k]\cos\frac{k\pi y}{h}+\\
&+\frac{\pi}{l}\sum_{k=1}^{\infty}X_k k^2(1-\lambda_k)\left[U_k(y)-(1-\mu_k)N_k\Theta_k\left(\frac{\pi y}{h}\right)\right]+B.\quad (0\leqslant y\leqslant b)
\end{aligned} \tag{1.44}
$$

$$\tau_y(x, h) = -\frac{Q_2 \cos \frac{\pi x}{2l}}{\sqrt{\cos \frac{\pi x}{l} - \cos \frac{\pi a}{l}}} + \frac{Q_2}{\sqrt{2}} + \frac{\pi}{2l} \sum_{k=1}^{\infty} \overline{\rho}_k \sum_{p=1}^{\infty} G_{kp}(\varepsilon_1) \cos \frac{p\pi x}{l} +$$

$$+ \frac{\pi}{l} \sum_{k=1}^{\infty} \overline{m}_k k^2 (1 - \nu_k) \overline{N}_k \cos \frac{k\pi x}{l} + \frac{\pi E}{2h} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k k a_k W_k(x) - \tag{1.45}$$

$$- \frac{\pi}{h} \sum_{k=1}^{\infty} Y_k k^2 (1 - \mu_k) \left[(1 - \nu_k) \overline{N}_k \Theta_k \left(\frac{\pi x}{l} \right) - (-1)^k V_k(x) \right] + A \quad (0 \leqslant x \leqslant a)$$

где

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

$$\rho_k = k^3 (1 - \mu_k) N_k \left[\mu_k Y_k + \frac{h}{l} (1 - \nu_k) e_k X_k + \eta_k \right] \tag{1.47}$$

$$\overline{\rho}_k = k^3 (1 - \nu_k) \overline{N}_k \left[\nu_k X_k + \frac{l}{h} (1 - \mu_k) e_k Y_k + \xi_k \right] \tag{1.48}$$

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

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

$$\overline{m}_k = M_k - \xi_k + \frac{q_1}{2k} z_k (\cos t_1); \quad \overline{n}_k = \eta_k + \frac{q_2}{2k} z_k (\cos z_1) \tag{1.51}$$

$$N_k = \operatorname{cth} \beta_k l + \frac{\beta_k l}{\operatorname{sh}^2 \beta_k l}; \quad \overline{N}_k = \operatorname{cth} \alpha_k h + \frac{\alpha_k h}{\operatorname{sh}^2 \alpha_k h} \tag{1.52}$$

$$U_k(y) = \frac{\operatorname{ch} \alpha_k y}{\operatorname{sh} \alpha_k h} - \alpha_k h \frac{\operatorname{ch} \alpha_k (h - y)}{\operatorname{sh}^2 \alpha_k h} - \alpha_k (h - y) \frac{\operatorname{sh} \alpha_k y}{\operatorname{sh} \alpha_k h} \tag{1.53}$$

$$V_k(x) = \frac{\operatorname{ch} \beta_k (l - x)}{\operatorname{sh} \beta_k l} - \beta_k l \frac{\operatorname{ch} \beta_k x}{\operatorname{sh}^2 \beta_k l} - \beta_k x \frac{\operatorname{sh} \beta_k (l - x)}{\operatorname{sh} \beta_k l} \tag{1.54}$$

$$W_k(x) = \frac{\operatorname{ch} \beta_k x}{\operatorname{sh} \beta_k l} - \beta_k l \frac{\operatorname{ch} \beta_k (l - x)}{\operatorname{sh}^2 \beta_k l} - \beta_k (l - x) \frac{\operatorname{sh} \beta_k x}{\operatorname{sh} \beta_k l} \tag{1.55}$$

$$\Theta_k \left(\frac{\pi y}{h} \right) = \frac{(1 - \alpha_k h \operatorname{cth} \alpha_k h) \operatorname{ch} \alpha_k y + \alpha_k y \operatorname{sh} \alpha_k y}{\operatorname{sh} \alpha_k h} \tag{1.56}$$

$$\Theta_k \left(\frac{\pi x}{l} \right) = \frac{(1 - \beta_k l \operatorname{cth} \beta_k l) \operatorname{ch} \beta_k x + \beta_k x \operatorname{sh} \beta_k x}{\operatorname{sh} \beta_k l} \tag{1.57}$$

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

2. Рассмотрим численный пример, когда

$$f_2(x) = -\lambda, \quad f_1(y) = f_3(x) = f_4(y) = 0$$

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

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

Таблица 1

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

λ	μ \ y/b	1	$1+\frac{1}{4}\left(\frac{1}{\mu}-1\right)$	$1+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mu}-1\right)$	$1+\frac{3}{4}\left(\frac{1}{\mu}-1\right)$	$\frac{1}{\mu}$
0,25	0,25	0,0000	−0,0003	−0,0319	−0,0126	−0,0156
	0,50	0,0000	−0,0196	−0,0321	−0,0440	−0,0411
	0,90	0,0000	−1,1485	−0,6981	−0,1398	−1,3657
0,50	0,25	0,0000	−0,0668	0,0094	0,0201	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	−0,4846
	0,50	0,0000	−0,2269	−0,2007	−0,2227	−0,2195
	0,90	0,0000	0,9594	0,3803	−0,0994	0,8840

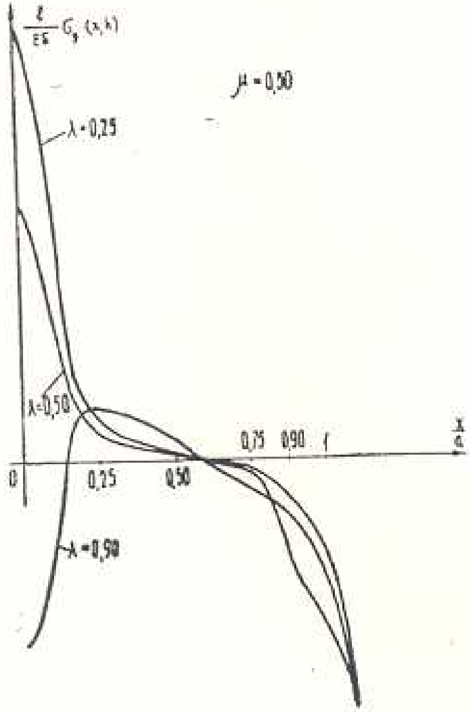
Таблица 2

$$\frac{1}{\varepsilon}v(x,h)$$

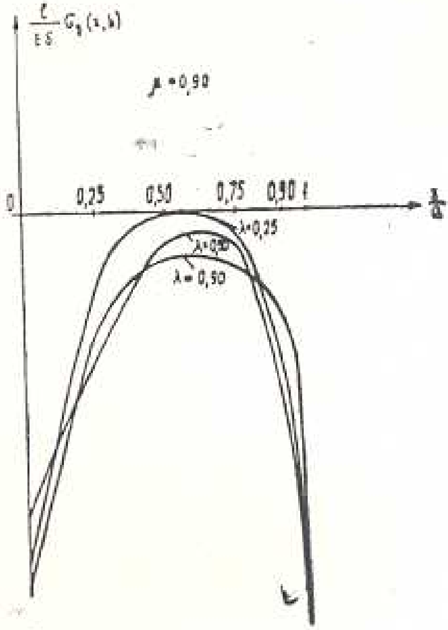
μ	λ \ x/a	1	$1+\frac{1}{4}\left(\frac{1}{\lambda}-1\right)$	$1+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\lambda}-1\right)$	$1+\frac{3}{4}\left(\frac{1}{\lambda}-1\right)$	$\frac{1}{\lambda}$
0,25	0,25	−1,0000	−1,4634	−0,2712	0,7034	1,0724
	0,50	−1,0000	−0,6486	1,6024	3,1777	3,7376
	0,90	−1,0000	22,1014	9,0928	−2,2787	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	−2,4356	20,8882
0,90	0,25	−1,0000	−1,4516	−0,2503	0,7134	1,0771
	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).

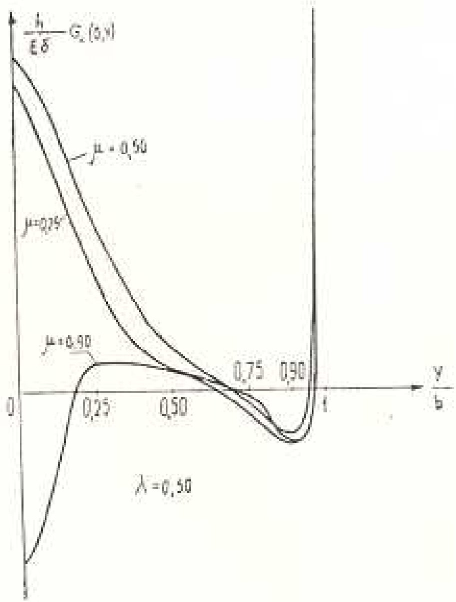
Как показывают вычисления (табл. 1—2) и построенные графики (фиг. 2—5), закон распределения $\sigma_y(x, h)$ качественно совпадает с законом распределения соответствующего напряжения для полосы



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг 4

без разрезов, 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