

КОНТАКТНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ШАРОВОГО СЕКТОРА

Геворкян Г. З., Макарян В. С.

Գ. Զ. Գևորգյան, Վ. Ս. Մակարյան

Գ-նդային սեկտորի համար կոնտակտային խնդիր

Կիրարկված է առաձգական զիլային սեկտորի և կոշտ սորրկ կոնի կոնտակտային խնդիրը: Գոյի և կոնի զազարները համընկնում են: Գ-նդային մակերևույթի վրա սրված են լարումները: Կառուցված է ինտրի փակ լուծումը, ուսումնասիրված է լարվածային վիճակը, բացատրված են լարումների եզակիստրոսները, սրված են սորրարթի բեռնավորման ձևեր, որոնց սխեման լարումների կոպրակումները վերաբերում են:

G. Z. Gevorkian, V. S. Makarian

The Contact Problem for a Sector of a Sphere

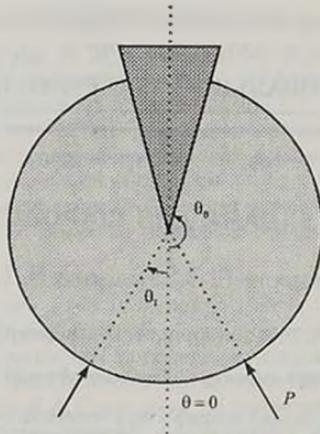
Рассматривается контакт упругого шарового сектора с жестким гладким конусом. Вершина конуса совпадает с центром шара. На сферической части поверхности заданы напряжения. Построено замкнутое решение задачи, исследовано напряженное состояние, выделены особенности напряжений, найдены формы внешних нагрузок при которых концентрация напряжений исчезает.

Построению общих решений дифференциальных уравнений теории упругости в сферических координатах, решению конкретных задач и обзору литературы посвящены [1-8].

Плоская задача для кругового сектора с жестким гладким клином была рассмотрена ранее в [9].

В сферической системе координат дифференциальные уравнения равновесия в перемещениях для осесимметричной задачи без учета массовых сил имеют вид

$$\begin{aligned}
 (\lambda + 2\mu)r \sin\theta \frac{\partial e}{\partial r} + 2\mu \frac{\partial}{\partial \theta} (\omega \sin\theta) &= 0 \\
 (\lambda + 2\mu) \frac{\partial \omega}{\partial \theta} - 2\mu \frac{\partial}{\partial r} (r\omega) &= 0 \\
 e &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 U_r) + \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (U_\theta \sin\theta) \\
 \omega &= \frac{1}{2r} \left[\frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial r} (r U_\theta) \right]
 \end{aligned}
 \tag{1}$$



фиг. 1

где λ , μ - коэффициенты Ламе.

Общее решение уравнений (1) для конуса с произвольным углом раствора θ_0 представляется в виде [4,5]:

$$U_r(r, \theta) = u_0(r, \theta) + \sum_{k=1}^{\infty} u_k(r) P_{\nu_k}(\cos \theta) + \int_0^{\infty} f_1(\theta, \gamma) T_1(r, \gamma) d\gamma$$

$$U_{\theta}(r, \theta) = v_0(r, \theta) + \sum_{k=1}^{\infty} v_k(r) P_{\nu_k}^1(\cos \theta) + \int_0^{\infty} f_2(\theta, \gamma) T_2(r, \gamma) d\gamma$$

где

$$\begin{aligned} u_k(r) &= r^{\nu_k+1} A_k (\nu_k + 1) [\nu_k - (\nu_k + 2)a] + \nu_k B_k r^{\nu_k-1} + \\ &\quad + r^{-\nu_k} C_k \nu_k [\nu_k + 1 - (\nu_k - 1)a] + D_k (\nu_k + 1) r^{-\nu_k-2} \\ v_k(r) &= r^{\nu_k+1} A_k [\nu_k + 3 - (\nu_k + 1)a] + B_k r^{\nu_k-1} + \\ &\quad + r^{-\nu_k} C_k [-\nu_k + 2 + \nu_k a] - D_k r^{-\nu_k-2}; \quad (\nu_k > 0) \end{aligned} \quad (2)$$

$$f_1(\theta) = A(\gamma) \cos \theta P_m(\cos \theta) + B(\gamma) \sin \theta P_m^1(\cos \theta)$$

$$f_2(\theta) = C(\gamma) \sin \theta P_m(\cos \theta) + D(\gamma) \cos \theta P_m^1(\cos \theta)$$

$$T_k(r) = r^{\alpha} (E_k \sin \gamma t + F_k \cos \gamma t), \quad k = 1, 2$$

$$\alpha = -\frac{1}{2}, \quad m = -\frac{1}{2} + i\gamma, \quad t = \ln \frac{R}{r}$$

В случае конуса, содержащего вершину $r = 0$, постоянные C_k , D_k берем

равными нулю. В случае же полой сферы (усеченного конуса) эти постоянные сохраняются.

V_k определяются из трансцендентного уравнения, которое зависит от граничных условий на конической поверхности.

$u_0(r, \theta)$, $v_0(r, \theta)$ - частные решения, вид которых зависит от типа граничных функций.

Напряжения определяются через перемещения по закону Гука.

Граничные условия в рассматриваемом случае следующие:

$$\begin{aligned} U_0(r, \theta_0) = \alpha_0 r, \quad \tau_{r\theta}(r, \theta_0) = 0 \quad (0 \leq r \leq R) \\ \sigma_r(R, \theta) = f(\theta), \quad \tau_{r\theta}(R, \theta) = g(\theta) \quad (0 \leq \theta \leq \theta_0) \end{aligned} \quad (3)$$

Если взять уравнение, определяющее v_k в виде $P_k^1(\cos\theta_0) = 0$, то условие для касательного напряжения на конической поверхности удовлетворяется тождественно, а условие $U_0(r, \theta_0) = \alpha_0 r$ в данном виде позволяет вычислить интегралы в выражениях для перемещений и напряжений.

В этом случае для перемещений получим:

$$\begin{aligned} U_r(r, \theta) = A_0 r + \frac{2}{3} \alpha_0 a r \left[h_2(\theta) - h_0(\theta) + \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \ln r \right] + \\ + \sum_{k=1}^{\infty} u_k(r) P_k^1(\cos\theta) \end{aligned} \quad (4)$$

$$U_\theta(r, \theta) = \alpha_0 r \left[\frac{a}{3} h_2'(\theta) + \left(1 - \frac{a}{3} \right) h_0'(\theta) \right] + \sum_{k=1}^{\infty} v_k(r) P_k^1(\cos\theta)$$

где

$$h_0(\theta) = -\operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \left[1 + 2 \ln \left(\cos \frac{\theta}{2} \right) + 2 \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \ln \left(\cos \frac{\theta_0}{2} \right) \right]$$

$$h_2(\theta) = \frac{1}{6} \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_0}{2} \right) - \frac{3 \cos 2\theta + 1}{6 \sin 2\theta_0}$$

Для компонент напряжений получим формулы

$$\frac{\sigma_r(r, \theta)}{\mu} = S_0 + \frac{4}{3} \alpha_0 a \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_0}{2} \right) + \sum_{k=1}^{\infty} R_k(r) P_k^1(\cos\theta)$$

$$\frac{\sigma_\theta(r, \theta)}{\mu} = S_0 + 2\alpha_0 \left[\frac{a}{3} h_2''(\theta) + \left(1 - \frac{a}{3} \right) h_0''(\theta) \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{k=1}^{\infty} [T_{1k}(r)P_{\nu_k}(\cos\theta) + T_{2k}(r)P_{\nu_k}^1(\cos\theta)] \\
\frac{\sigma_{\varphi}(r, \theta)}{\mu} & = S_0 + 2\alpha_0 \operatorname{ctg} \theta \left[\frac{\mu}{3} h_2'(\theta) + \left(1 - \frac{\mu}{3}\right) h_0'(\theta) \right] \\
& + \sum_{k=1}^{\infty} [F_{1k}(r)P_{\nu_k}(\cos\theta) + F_{2k}(r)P_{\nu_k}^1(\cos\theta)] \quad (5) \\
\frac{\tau_{r\varphi}(r, \theta)}{\mu} & = \frac{2\operatorname{ctg}\theta}{3} [h_2'(\theta) - h_0'(\theta)] + \sum_{k=1}^{\infty} \tau_k(r)P_{\nu_k}^1(\cos\theta)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
S_0 & = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} A_0 + \frac{2\alpha_0(1+\nu)}{3(1-\nu)} \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \ln r + \\
& + \frac{2\alpha_0}{3(1-\nu)} \left[2(1-2\nu)h_2(\theta) + (1+\nu)h_0(\theta) + \frac{\nu(4-5\nu)}{1-2\nu} \operatorname{ctg} \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \right] \\
R_k(r) & = 2u_k'(r) - \frac{2\nu}{1-\nu} e_k(r), \quad \tau_k(r) = v_k'(r) + \frac{u_k(r) - v_k(r)}{r} \\
T_{1k}(r) & = \frac{2u_k(r)}{r} - 2n_1 \frac{v_k(r)}{r} - \frac{2\nu}{1-\nu} e_k(r), \quad T_{2k}(r) = -2v_k(r) \frac{\operatorname{ctg}(\theta)}{r} \\
F_{1k}(r) & = \frac{2u_k(r)}{r} - \frac{2\nu}{1-\nu} e_k(r), \quad F_{2k}(r) = 2v_k(r) \frac{\operatorname{ctg}(\theta)}{r} \quad (6) \\
e_k(r) & = A_k(\nu_k + 1)(2\nu_k + 3)r^{\nu_k}, \quad n_1 = \nu_k(\nu_k + 1)
\end{aligned}$$

Удовлетворяя граничным условиям на сферической поверхности и решая полученные уравнения относительно A_k , B_k , для постоянных входящих в решение задачи получим

$$\begin{aligned}
A_0 & = -\frac{\alpha_0}{3} \operatorname{ctg} \frac{\theta_0}{2} + \frac{(1-2\nu)}{2\mu(1+\nu)} f_0 \\
\Delta_k A_k & = \frac{1-\nu}{2\mu} (v_k g_k - f_k) + \frac{\alpha_0 \Omega_k (1+\nu+\nu v_k)}{n_1(\nu_k+3)} \\
(\nu_k-1)\Delta_k B_k & = \frac{f_k}{4\mu} \left[2\nu - 2 + (\nu_k+1)^2 \right] + \frac{g_k(\nu_k+1)}{4\mu} \left[2\nu - (\nu_k+1)(\nu_k-2) \right] -
\end{aligned}$$

$$-\frac{\alpha_0 \Omega_k v_k}{2(1-v) n_1 (n_1 - 6)} \left[(v_k^2 - 1)(1 + v + v v_k) - 2(1 - v^2)(3 + v_k) \right]$$

где

$$\Delta_k = v_k^2 + v_k + 1 + v(2v_k + 1), \quad (1 - \cos \theta_0) f_0 = \int_0^{\theta_0} f(\theta) \sin \theta d\theta$$

$$g_k \omega_k = n_1 \int_0^{\theta_0} g(\theta) P_{v_k}^1(\cos \theta) \sin \theta d\theta, \quad f_k \omega_k = \int_0^{\theta_0} f(\theta) P_{v_k}(\cos \theta) \sin \theta d\theta \quad (7)$$

$$\omega_k = \int_0^{\theta_0} P_{v_k}^2(\cos \theta) \sin \theta d\theta = -\frac{\sin \theta_0 P_{v_k}(\cos \theta_0)}{2v_k + 1} \frac{\partial P_{v_k}^1(\cos \theta_0)}{\partial v_k}$$

$$\Omega_k = -\sin \theta_0 P_{v_k}(\cos \theta_0) / \omega_k \quad (k = 1, 2, \dots)$$

В табл. 1 приведены значения v_k и ω_k для некоторых значений θ_0 .

Таблица 1

θ_0	k	1	2	3	4	5	6	7	8
$\pi/6$	v_k	6.83540	12.9083	18.9364	24.9514	30.9606	36.9669	42.9715	48.9749
	ω_k	0.02224	0.01235	0.00855	0.00654	0.00529	0.00444	0.00383	0.00337
$\pi/4$	v_k	4.40533	8.44711	12.4633	16.4719	20.4773	24.4809	28.4835	32.4855
	ω_k	0.05003	0.02778	0.01923	0.01471	0.01190	0.01000	0.00862	0.00758
$\pi/3$	v_k	3.19569	6.21953	9.22885	12.2338	15.2369	18.2390	21.2405	24.2416
	ω_k	0.08894	0.04939	0.03419	0.02614	0.02116	0.01778	0.01533	0.01347
$\pi/2$	v_k	2.	4.	6.	8.	10.	12.	14.	16.
	ω_k	0.20000	0.11111	0.07692	0.05882	0.04761	0.03999	0.03448	0.03030
$2\pi/3$	v_k	1.42412	2.90434	4.39574	5.89100	7.38801	8.88596	10.3845	11.8833
	ω_k	0.35408	0.19741	0.13673	0.10457	0.08465	0.07111	0.06130	0.05387
$3\pi/4$	v_k	1.24508	2.54899	3.86854	5.19403	6.52234	7.85219	9.18298	10.5144
	ω_k	0.44490	0.24952	0.17298	0.13233	0.10713	0.09000	0.07758	0.06818
$5\pi/6$	v_k	1.11565	2.27797	3.45796	4.64583	5.83779	7.03210	8.22787	9.42462
	ω_k	0.53975	0.30671	0.21324	0.16326	0.13222	0.11109	0.09577	0.08417

Для корней с большими индексами можно использовать асимптотическую формулу [4]

$$\left(v_k + \frac{1}{2}\right) \theta_0 = \left(k + \frac{1}{4}\right) \pi - \frac{3 \theta_0 \operatorname{ctg} \theta_0}{2 \pi (4k+1)}$$

или рекуррентное соотношение

$$v_{k+1} = v_k + \pi/\theta_0 + O(v_k^3), \quad k > 8$$

Из выражений для напряжений видно, что особенности напряжений в

центре шара обусловлены наличием логарифмического слагаемого в свободных членах и первыми членами рядов, содержащих r^{ν_1-2} , которая фигурирует во всех напряжениях при коэффициенте B_1 . Анализ и численные результаты табл.2 показывают, что первый корень уравнения $P^1(\cos\theta) = 0$, $\nu_1 \geq 2$ при $\theta_0 \leq \pi/2$, а при $\pi/2 < \theta_0 < \pi$ $1 < \nu_1 < 2$. То есть степенная особенность в напряжениях проявляется, когда упругая часть больше полушара. В табл. 2 приведены значения первых корней ν_1 трансцендентного уравнения, определяющие степень особенностей напряжений при вершине конуса в зависимости от θ_0 . Вычисления проведены начиная с $\theta_0 = 2.5^\circ$ с шагом 2.5° ($\pi/72$). Таблица составлена по возрастанию θ_0 по строкам

Таблица 2

87.318	43.411	28.776	21.460	17.070	14.145	12.055	10.489
9.270	8.296	7.499	6.835	6.274	5.793	5.376	5.012
4.691	4.405	4.150	3.921	3.713	3.525	3.353	3.196
3.051	2.918	2.795	2.680	2.574	2.475	2.383	2.296
2.215	2.139	2.067	2	1.936	1.876	1.820	1.766
1.715	1.667	1.621	1.577	1.536	1.497	1.460	1.424
1.390	1.358	1.328	1.299	1.271	1.245	1.220	1.197
1.175	1.154	1.134	1.116	1.098	1.083	1.068	1.054
1.042	1.032	1.022	1.015	1.008	1.004	1.001	1

Следовательно, при $r \rightarrow 0$ напряжения можно представить асимптотическими формулами

$$\frac{\sigma_r^*(r, \theta)}{\mu} = R_0^* + R_1^* \ln r + R_2^* r^{\nu_1-2}, \quad \frac{\sigma_\theta^*(r, \theta)}{\mu} = T_0^* + T_1^* \ln r + T_2^* r^{\nu_1-2}$$

$$\frac{\sigma_\varphi^*(r, \theta)}{\mu} = F_0^* + F_1^* \ln r + F_2^* r^{\nu_1-2}, \quad \frac{\tau_{r\theta}^*(r, \theta)}{\mu} = \tau_0^* + \tau_1^* \ln r + \tau_2^* r^{\nu_1-2}$$

где

$$R_0^* = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} A_0 + \frac{2\alpha_0(1+\nu)}{3(1-2\nu)} \operatorname{ctg} \frac{\theta_0}{2} + \frac{2\alpha_0}{3(1-\nu)} [(1-2\nu)h_2(\theta) - (1+\nu)h_0(\theta)]$$

$$T_0^* = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} A_0 + 2\alpha_0 \nu \left[\frac{1}{3(1-\nu)} + \frac{1}{1-2\nu} \right] \operatorname{ctg} \frac{\theta_0}{2} +$$

$$+ \frac{\alpha_0}{3(1-\nu)} [2(1-2\nu)h_2(\theta) - 2(1+\nu)h_0(\theta) + (1-2\nu)h_2''(\theta) + (5-4\nu)h_0''(\theta)]$$

$$F_0^* = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} A_0 + 2\alpha_0 \nu \left[\frac{1}{3(1-\nu)} + \frac{1}{1-2\nu} \right] \text{ctg} \frac{\theta_0}{2} +$$

$$+ \frac{\alpha_0}{3(1-\nu)} \left[2(1-2\nu) h_2(\theta) - 2(1+\nu) h_0(\theta) + \left[(1-2\nu) h_2'(\theta) + (5-4\nu) h_0'(\theta) \right] \text{ctg} \theta \right]$$

$$\tau_0^* = \frac{\alpha_0(1-2\nu)}{3(1-\nu)} \left[h_2'(\theta) - h_0'(\theta) \right]$$

$$R_1^* = T_1^* = F_1^* = \frac{\alpha_n(1+\nu)}{3(1-2\nu)} \text{ctg} \frac{\theta_0}{2}, \quad \tau_1^* = 0$$

$$R_2^* = -f_1 \nu_1 (\nu_1 - 1) P_{\nu_1}(\cos \theta), \quad T_2^* = -\left[\nu_1^* P_{\nu_1}(\cos \theta) + \text{ctg} \theta P_{\nu_1}'(\cos \theta) \right] f_1$$

$$F_2^* = \left[\nu_1 P_{\nu_1}(\cos \theta) + \text{ctg} \theta P_{\nu_1}'(\cos \theta) \right] f_1, \quad \tau_2^* = -2f_1 (\nu_1 - 1) P_{\nu_1}'(\cos \theta)$$

Распределение напряжений и значения коэффициентов особенностей напряжений зависят от формы внешних нагрузок и от области их приложения.

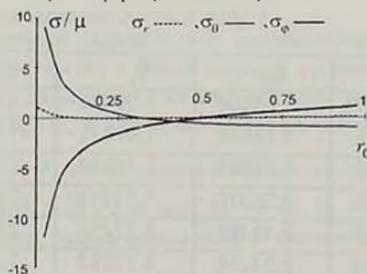
На фиг. 2-5 приведены графики распределения напряжений на поверхности контакта шара и конуса $\theta = \theta_0 = 5\pi/6$. Во всех последующих графиках

$$\sigma_r \text{ --- -- --}, \sigma_{\theta} \text{ ---}, \sigma_{\varphi} \text{ ---}$$

Рассмотрим несколько вариантов нагрузок:

1. Внешние нагрузки отсутствуют $f(\theta) = g(\theta) = 0$, $\alpha_0 = 1$.

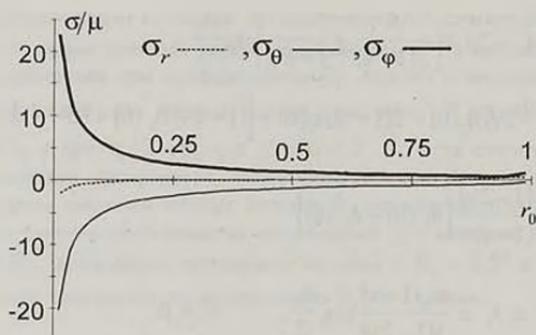
В этом случае напряжения возникают из-за нормальных перемещений, заданных на берегах конической выемки, имеют как логарифмическую, так и степенную особенности, коэффициент которой зависит линейно от α_0 .



фиг. 2

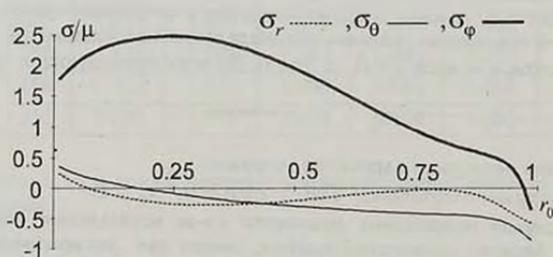
2. Сосредоточенная сила при $\theta_0 = 0$, $f(\theta) = \frac{\mu \delta(\theta)}{2\pi \sin \theta}$, $g(\theta) = 0$, $\alpha_0 = 0$

причем определяется из условия $\frac{P}{\mu R^2} = \frac{2\pi}{\mu} \int_0^{\theta_0} \sigma_r(R, \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta = 1$, где P — равнодействующая внешних нагрузок по оси $\theta = 0$.



фиг. 3

3. Нормальные силы, распределенные по окружности $\theta = \theta_1$, где θ_1 определяется из уравнения $P_v(\cos\theta_1) = 0$, $\alpha_0 = 0$, $f(\theta) = \mu\delta(\theta_1 - \theta) / \pi \sin 2\theta_1$, $g(\theta) = 0$, $P / \mu R^2 = 1$



фиг. 4

Таблица 3

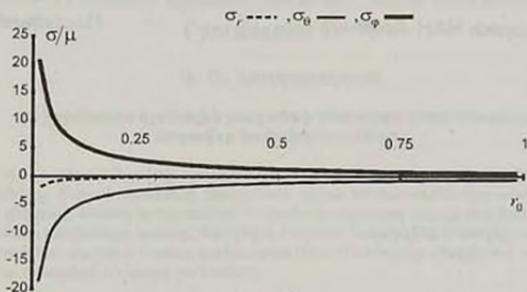
θ_0	θ_1	θ_0	θ_1	θ_0	θ_1
1.61443	0.979878	1.65806	1.00425	1.7017	1.02842
1.74533	1.05238	1.78896	1.07612	1.8326	1.09962
1.87623	1.12288	1.91986	1.14588	1.9635	1.16861
2.00713	1.19105	2.05076	1.21319	2.0944	1.235
2.13803	1.25648	2.18166	1.27759	2.22529	1.29832
2.26893	1.31864	2.31256	1.33853	2.35619	1.35796
2.39983	1.37689	2.44346	1.3953	2.48709	1.41314
2.53073	1.43037	2.57436	1.44696	2.61799	1.46284
2.66163	1.47796	2.70526	1.49227	2.74889	1.50568
2.79253	1.51813	2.83616	1.52952	2.87979	1.53977
2.92343	1.54876	2.96706	1.55639	3.01069	1.56253
3.05433	1.56706	3.09796	1.56985		

В табл.3 приведены значения θ_1 решений $P_{\nu_1}(\cos\theta) = 0$, при которых исчезают степенные особенности в напряжениях при $r \rightarrow 0$, для различных θ_0 .

4. Нормальные силы, распределенные по поверхности $0 \leq \theta \leq \theta_0/2$,

$$f(\theta) = \frac{2\mu H(\theta - \theta_1)}{\pi(1 - \cos 2\theta_1)}, \quad g(\theta) = 0, \quad \alpha_0 = 0, \quad P/\mu R^2 = 1, \quad H(\theta_1 - \theta) \text{ - функция Хевисайда.}$$

Хевисайда.



фиг 5.

5. При $\alpha_0 = 0$ и равномерном нагружении сферической поверхности нормальными сжимающими силами, касательные напряжения всюду исчезают, нормальные напряжения $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_\phi$ - всюду внутри тела и мы имеем дело с всесторонним сжатием.

Интересно сравнить эти результаты с результатами [9]. Простые формулы в плоском случае давали возможность сделать качественные выводы относительно поведения напряжений, их особенностей и свойствах внешних нагрузок, устраняющих степенные особенности напряжений (коэффициент особенности в центре сектора превращается в нуль).

Когда внешняя нагрузка задана в виде сосредоточенных нормальных сил, приложенных по линии $\theta = \theta_1$, в обоих случаях существуют значения θ_1 при которых степенная особенность исчезает во всех напряжениях. В случае плоской задачи $\theta_1 = \theta_0/2$, а в осесимметричном случае θ_1 определяется из уравнения $P_{\nu_1}(\cos\theta) = 0$, где ν_1 - первый корень уравнения $P_{\nu_1}^1(\cos\theta_0) = 0$.

Причем, значения $\theta_1 > \theta_0/2$ и при $\theta_0 \rightarrow \pi$, $\theta_1 \rightarrow \theta_0/2$. Существуют и другие виды нагружения, также устраняющие степенные особенности напряжений.

Л и т е р а т у р а

1. Ляв А. Математическая теория упругости.-М.: Физматгиз. 1970 .
2. Лурье А.И. Пространственные задачи теории упругости.- М.: 1955.
3. Соляник-Красса К. В. Осесимметричная задача теории упругости.-М.: Стройиздат,1987. 337 с.
4. Гринченко В. Т. Равновесие и установившиеся колебания упругих тел.- Киев: Наукова Думка, 1978.
5. Улитко А. Ф. Метод собственных векторных функций в пространствен-

ных задачах теории упругости.-Киев: Наукова думка, 1979.

6. *Абрамян Б. Л., Арутюнян Н. Х., Баблянян А. А.* О вдавлении жесткого штампа в упругую сферу.-ПММ, 1964, т. 28, в. 6, 1101-1105.
7. *Нуллер Б. М.* Контактная задача для упругого бесконечного конуса.-ПММ, 1970, т. 34, в. 2, с. 339-348.
8. *Keer L. M., Parihar K. S.* Elastic Stress Singularities at Conical Inclusions. Int. Journal of Solids and Structures. 1978, vol. 14, №4, 261-263.
9. *Макарян В. С., Саркисян В. Г.* Об одной граничной задаче для упругого кругового сектора. Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1990, т. 43, № 2, 3-11.

Институт механики НАН Армении

Поступила в редакцию
10.01.1996