

Л. М. ВАРДАНЯН

КОНЦЕНТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЙ ОКОЛО ОТВЕРСТИЯ
 ОБЩЕГО ВИДА В ИЗОТРОПНОЙ ФИЗИЧЕСКИ
 НЕЛИНЕЙНОЙ ПЛАСТИНКЕ ПРИ ЧИСТОМ СДВИГЕ

Рассматривается неограниченная изотропная физически нелинейная пластинка с отверстием общего вида, которая подвергается на бесконечности чистому сдвигу, а контур отверстия свободен от внешних нагрузок.

Отображающая функция имеет вид

$$z = R \left[\xi + \varepsilon \sum_{n=1}^N \frac{\alpha_n}{\xi^n} \right], \quad \varepsilon < 1; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

Решение поставленной задачи для упрочняющихся физически нелинейных материалов при незначительном отклонении от закона Гука в пределах геометрической линейности деформаций сводится к интегрированию дифференциального уравнения четвертого порядка такого вида

$$\Delta \Delta F + \lambda L(F^{(0,0)}, \dots, F^{(l-1, l-1)}) = 0 \quad (2)$$

В случае отверстия общего вида (1) решение нелинейного уравнения (2) представим в виде

$$F(r, \varphi, \lambda, \varepsilon) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \lambda^i \varepsilon^j F^{(i,j)}(r, \varphi) \quad (3)$$

где параметры λ и ε характеризуют соответственно физическую нелинейность материала и криволинейность контура.

Нахождение функции $F^{(i,j)}$ любого приближения в этом случае сводится к интегрированию последовательной системы неоднородных бигармонических уравнений

$$\Delta \Delta F^{(i,j)} + L_{i,j}(F) = 0 \quad (4)$$

где $L_{i,j}$ — оператор, всегда известный из решения предыдущего уравнения.

Функции напряжений нулевого $F^{(0,0)}$ и первого $F^{(1,0)}$ приближений физически нелинейной пластинки с круговым отверстием при чистом сдвиге известны [5]

$$\begin{aligned}
 F^{(0,0)} &= \frac{\tau}{2H_0} \left(2 - r^2 - \frac{1}{r^2} \right) \sin 2\varphi \\
 F^{(1,0)} &= \frac{\tau^3}{H_0^3} \left[\left(\frac{333}{140} + 3.64 \frac{1}{r^2} - \frac{12 \ln r}{r^2} - \frac{17}{2r^4} + \frac{61}{20} \frac{1}{r^6} - \frac{21}{20} \frac{1}{r^8} + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{27}{56} \frac{1}{r^{10}} \right) \sin 2\varphi + \left(\frac{1}{4} - \frac{61}{40} \frac{1}{r^2} + \frac{23}{10} \frac{1}{r^4} - \frac{41}{40} \frac{1}{r^6} \right) \sin 6\varphi \right] \quad (5)
 \end{aligned}$$

Функцию напряжений $F^{(0,1)}$ будем искать в следующем виде:

$$F^{(0,1)} = \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{A_{k3}}{r^{k-2}} + \frac{A_{k4}}{r^k} \right) \sin k\varphi \quad (6)$$

где коэффициенты A_{k3} и A_{k4} определяются из граничных условий

$$\begin{aligned}
 \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) F^{(0,1)} \Big|_{\rho=1} + \left[L_1^{(1)} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) + L_2^{(1)} \left(\Delta - 2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) - \right. \\
 \left. - L_3^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} \right] F^{(0,0)} \Big|_{\rho=1} = 0 \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} F^{(0,1)} \Big|_{\rho=1} + \left[\left(L_1^{(1)} - 2L_2^{(1)} \right) \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} + \frac{1}{2} L_3^{(1)} \left(\Delta - 2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) \right] F^{(0,0)} \Big|_{\rho=1} = 0$$

$L_i^{(1)}$ ($i=1, 2, 3$) — дифференциальные операторы, вид которых зависит от отображающей функции (1). Для нашей задачи они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 L_1^{(1)} &= \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[\frac{\cos(n+1)\theta}{\rho^n} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\sin(n+1)\theta}{\rho^{n+1}} \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \\
 L_2^{(1)} &\equiv 0; \quad L_3^{(1)} = 2 \sum_{n=1}^N \alpha_n (n+1) \frac{\sin(n+1)\theta}{\rho^{n+1}} \quad (8)
 \end{aligned}$$

Подставляя (6) в граничные условия (7) и используя (8), найдем

$$\begin{aligned}
 F^{(0,1)} &= \frac{\tau}{H_0} \sum_{n=1}^N \alpha_n \left\{ \left[-\frac{1}{r^{n-3}} + \frac{1}{r^{n-1}} \right] \sin(n-1)\varphi + \right. \\
 &\quad \left. + \left[\frac{1}{r^{n+1}} - \frac{1}{r^{n+3}} \right] \sin(n+3)\varphi \right\} \quad (9)
 \end{aligned}$$

Зная функции $F^{(0,0)}$ и $F^{(0,1)}$, получим следующее дифференциальное уравнение для определения $F^{(1,1)}$:

$$\Delta \Delta F^{(1,1)} = -\frac{\tau^3}{H_0^3} \sum_{n=1}^N \alpha_n \left\{ \left[\frac{k_1^{(n)}}{r^{n+3}} + \frac{k_2^{(n)}}{r^{n+5}} + \frac{k_3^{(n)}}{r^{n+7}} + \frac{k_4^{(n)}}{r^{n+9}} \right] + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{k_5^{(n)}}{r^{n+11}} \left] \sin(n-5) \varphi + \left[\frac{k_6^{(n)}}{r^{n+3}} + \frac{k_7^{(n)}}{r^{n+5}} + \frac{k_8^{(n)}}{r^{n+7}} + \frac{k_9^{(n)}}{r^{n+9}} + \frac{k_{10}^{(n)}}{r^{n+11}} + \right. \\
& + \frac{k_{11}^{(n)}}{r^{n+13}} + \frac{k_{12}^{(n)}}{r^{n+15}} \left. \right] \sin(n-1) \varphi + \left[\frac{k_{13}^{(n)}}{r^{n+1}} + \frac{k_{14}^{(n)}}{r^{n+3}} + \frac{k_{15}^{(n)}}{r^{n+5}} + \right. \\
& + \frac{k_{16}^{(n)}}{r^{n+7}} + \frac{k_{17}^{(n)}}{r^{n+9}} + \frac{k_{18}^{(n)}}{r^{n+11}} + \frac{k_{19}^{(n)}}{r^{n+13}} \left. \right] \sin(n+3) \varphi + \left[\frac{k_{20}^{(n)}}{r^{n+5}} + \right. \\
& \left. + \frac{k_{21}^{(n)}}{r^{n+7}} \right] \sin(n+7) \varphi \}
\end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned}
k_1^{(n)} &= -576(n^3 - 6n^2 + 11n - 6) \\
k_2^{(n)} &= 48n^4 - 336n^3 + 2160n^2 - 4848n + 2976 \\
k_3^{(n)} &= -192n^4 + 848n^3 - 2656n^2 + 2000n \\
k_4^{(n)} &= 252n^4 - 360n^3 - 252n^2 + 360n \\
k_5^{(n)} &= -108n^4 - 216n^3 + 108n^2 + 216n \\
k_6^{(n)} &= -48n^4 + 192n^3 - 240n^2 + 96n \\
k_7^{(n)} &= 120n^4 - 176n^3 + 40n^2 - 336n + 480 \\
k_8^{(n)} &= -72n^4 - 48n^3 - 2280n^2 + 4224n - 5568 \\
k_9^{(n)} &= 48n^4 + 336n^3 + 8184n^2 - 2184n + 18288 \\
k_{10}^{(n)} &= -300n^4 - 2440n^3 + 11964n^2 - 25320n - 29376 \\
k_{11}^{(n)} &= 252n^4 + 36720n^3 + 19620n^2 + 45376n + 38880 \\
k_{12}^{(n)} &= -108n^4 - 1944n^3 - 12852n^2 - 36936n - 38880 \\
k_{13}^{(n)} &= -4n(n+1)(-3n^2 + 9n - 6) \\
k_{14}^{(n)} &= -12n^4 + 24n^3 - 36n^2 + 120n - 96 \\
k_{15}^{(n)} &= -48n^4 - 576n^3 - 2544n^2 - 4896n - 3456 \\
k_{16}^{(n)} &= 120n^4 + 1744n^3 + 9448n^2 + 22256n + 19232 \\
k_{17}^{(n)} &= -72n^4 - 1200n^3 - 9528n^2 - 31536n - 36000 \\
k_{18}^{(n)} &= -96n^3 + 4416n^2 + 28704n + 44928 \\
k_{19}^{(n)} &= -4320(n^2 + 7n + 12); \quad k_{20}^{(n)} = 12n^4 + 168n^3 + 852n^2 + 1848n + 1440 \\
k_{21}^{(n)} &= -12n^4 - 232n^3 - 1732n^2 - 5416n - 5856
\end{aligned} \quad (11)$$

Частное решение этого уравнения берем в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 F_{\text{частн.}}^{(1,1)} = & \frac{\tau^3}{H_0^3} \sum_{n=1}^N \alpha_n \left\{ \left[\frac{b_1^{(n)}}{r^{n-1}} + \frac{b_2^{(n)}}{r^{n+1}} + \frac{b_3^{(n)}}{r^{n+3}} + \frac{b_4^{(n)}}{r^{n+5}} + \frac{b_5^{(n)}}{r^{n+7}} \right] \sin(n-5)\varphi + \right. \\
 & + \left[\frac{b_6^{(n)}}{r^{n-1}} + \frac{b_7^{(n)}}{r^{n+1}} + \frac{b_8^{(n)}}{r^{n+3}} + \frac{b_9^{(n)}}{r^{n+5}} + \frac{b_{10}^{(n)}}{r^{n+7}} + \frac{b_{11}^{(n)}}{r^{n+9}} + \frac{b_{12}^{(n)}}{r^{n+11}} \right] \sin(n-1)\varphi + \\
 & + \left[\frac{b_{13}^{(n)}}{r^{n-3}} + \frac{b_{14}^{(n)} \ln r}{r^{n-1}} + \frac{b_{15}^{(n)}}{r^{n+3}} + \frac{b_{16}^{(n)}}{r^{n+5}} + \frac{b_{17}^{(n)}}{r^{n+7}} + \frac{b_{18}^{(n)}}{r^{n+9}} + \frac{b_{19}^{(n)}}{r^{n+11}} \right] \sin(n+3)\varphi + \\
 & \left. + \left[\frac{b_{20}^{(n)}}{r^{n+1}} + \frac{b_{21}^{(n)}}{r^{n+3}} \right] \sin(n+7)\varphi \right\} \quad (12)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 b_1^{(n)} &= \frac{-k_1^{(n)}}{96(n-2)(n-3)}; & b_2^{(n)} &= \frac{-k_2^{(n)}}{192(n-1)(n-2)} \\
 b_3^{(n)} &= \frac{-k_3^{(n)}}{320n(n-1)}; & b_4^{(n)} &= \frac{-k_4^{(n)}}{480(n+1)n} \\
 b_5^{(n)} &= \frac{-k_5^{(n)}}{672(n+1)(n+2)}; & b_6^{(n)} &= \frac{k_5^{(n)}}{8n(n-1)} \\
 b_7^{(n)} &= \frac{-k_7^{(n)}}{32n(n+1)}; & b_8^{(n)} &= \frac{-k_8^{(n)}}{96(n+1)(n+2)} \\
 b_9^{(n)} &= \frac{-k_9^{(n)}}{192(n+2)(n+3)}; & b_{10}^{(n)} &= \frac{-k_{10}^{(n)}}{320(n+3)(n+4)} \\
 b_{11}^{(n)} &= \frac{-k_{11}^{(n)}}{480(n+4)(n+5)}; & b_{12}^{(n)} &= \frac{-k_{12}^{(n)}}{672(n+5)(n+6)} \quad (13) \\
 b_{13}^{(n)} &= \frac{k_{13}^{(n)}}{96n(n+1)}; & b_{14}^{(n)} &= \frac{-k_{14}^{(n)}}{32(n+1)(n+2)} \\
 b_{15}^{(n)} &= \frac{k_{15}^{(n)}}{8(n+3)(n+4)}; & b_{16}^{(n)} &= \frac{-k_{16}^{(n)}}{32(n+4)(n+5)} \\
 b_{17}^{(n)} &= \frac{-k_{17}^{(n)}}{96(n+5)(n+6)}; & b_{18}^{(n)} &= \frac{-k_{18}^{(n)}}{192(n+6)(n+7)} \\
 b_{19}^{(n)} &= \frac{-k_{19}^{(n)}}{320(n+7)(n+8)}; & b_{20}^{(n)} &= \frac{-k_{20}^{(n)}}{96(n+4)(n+5)} \\
 b_{21}^{(n)} &= \frac{-k_{21}^{(n)}}{32(n+5)(n+6)}
 \end{aligned}$$

Постоянные интегрирования однородного уравнения

$$F_{\text{однор}}^{(1,1)} = \sum_{i=1}^n \left[\frac{C_{i3}}{r^{i-2}} + \frac{C_{i4}}{r^i} \right] \sin i\varphi \quad (14)$$

определяются из граничных условий

$$\begin{aligned} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) F^{(1,1)} \Big|_{\rho=1} + \left[L_1^{(1)} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) + L_2^{(1)} \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \Delta \right) - \right. \\ \left. - L_3^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} \right] F^{(1,0)} \Big|_{\rho=1} = 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} F^{(1,1)} \Big|_{\rho=1} + \left[(L_1^{(1)} - 2L_2^{(1)}) \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} + \frac{1}{2} L_3^{(1)} \left(\Delta - \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) \right] F^{(1,0)} \Big|_{\rho=1} = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Найдем

$$C_{(n-3)3} = - \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[2b_1^{(n)} + 3b_2^{(n)} + 4b_3^{(n)} + 5b_4^{(n)} + 6b_5^{(n)} + \frac{31}{20} \right]$$

$$C_{(n-5)4} = \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[3b_1^{(n)} + 4b_2^{(n)} + 5b_3^{(n)} + 6b_4^{(n)} + 7b_5^{(n)} + \frac{31}{20} \right]$$

$$C_{(n-1)3} = - \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[\frac{b_6^{(n)}}{2} + b_7^{(n)} + 2b_8^{(n)} + 3b_9^{(n)} + 4b_{10}^{(n)} + 5b_{11}^{(n)} + 6b_{12}^{(n)} \right]$$

$$C_{(n-1)4} = \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[\frac{b_6^{(n)}}{2} + 2b_7^{(n)} + 3b_8^{(n)} + 4b_9^{(n)} + 5b_{10}^{(n)} + 6b_{11}^{(n)} + 7b_{12}^{(n)} \right] \quad (16)$$

$$C_{(n+3)3} = - \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[-3b_{13}^{(n)} - 2b_{14}^{(n)} - \frac{b_{15}^{(n)}}{2} + b_{16}^{(n)} + 2b_{17}^{(n)} + 3b_{18}^{(n)} + 4b_{19}^{(n)} + \frac{152}{35} \right]$$

$$C_{(n+3)4} = \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[-2b_{13}^{(n)} - b_{14}^{(n)} - \frac{b_{15}^{(n)}}{2} + 2b_{16}^{(n)} + 3b_{17}^{(n)} + 4b_{18}^{(n)} + 5b_{19}^{(n)} + \frac{152}{35} \right]$$

$$C_{(n+7)3} = - \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[-3b_{20}^{(n)} - 2b_{21}^{(n)} + \frac{31}{20} \right]$$

$$C_{(n+7)4} = \sum_{n=1}^N \alpha_n \left[-2b_{20}^{(n)} - b_{21}^{(n)} + \frac{31}{20} \right]$$

Воспользовавшись [1] формулами перехода от полярных координат (r, φ) к криволинейной ортогональной системе координат (ρ, θ) , найдем компоненты напряжения $\sigma_r, \sigma_\theta, \tau_{r\theta}$ соответствующих функций (1).

Представляя $\sigma_r, \sigma_\theta, \tau_{r\theta}$ в виде (3) двойных рядов по λ и n

$$\sigma_p = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \lambda^i \varepsilon^j \sigma_p^{(i,j)}; \quad \sigma_\theta = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \lambda^i \varepsilon^j \sigma_\theta^{(i,j)}; \quad \tau_{p\theta} = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \lambda^i \varepsilon^j \tau_{p\theta}^{(i,j)} \quad (17)$$

и принимая во внимание вид отображающей функции (1), получим

$$\begin{aligned} \sigma_p^{(i,j)} = & H_0 \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) F^{(i,j)}(\rho, \theta) + H_0 \sum_{k=0}^{j-1} \left[L_1^{(j-k)} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) + \right. \\ & \left. + L_2^{(j-k)} \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \Delta \right) - L_3^{(j-k)} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} \right] F^{(i,k)}(\rho, \theta) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \sigma_\theta = & H_0 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} F^{(i,j)}(\rho, \theta) + H_0 \sum_{k=0}^{j-1} \left[L_1^{(j-k)} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + L_2^{(j-k)} \left(\Delta - 2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) + \right. \\ & \left. + L_3^{(j-k)} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} \right] F^{(i,k)}(\rho, \theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_{p\theta}^{(i,j)} = & -H_0 \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} F^{(i,j)}(\rho, \theta) - H_0 \sum_{k=0}^{j-1} \left[(L_1^{(j-k)} - 2L_2^{(j-k)}) \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial \theta} \frac{1}{\rho} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} L_3^{(j-k)} \left(\Delta - 2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \right) \right] F^{(i,k)}(\rho, \theta) \end{aligned}$$

Здесь $L_1^{(j-k)}$, $L_2^{(j-k)}$ и $L_3^{(j-k)}$ — дифференциальные операторы [1, 4], вид которых зависит от функции (1). Функции $F^{(i,j)}(\rho, \theta)$, входящие в (18), представляют решение уравнения (4) в виде ряда Фурье

$$F^{(i,j)}(r, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} [f_{ij}^{(k)}(r) \sin k\varphi + g_{ij}^{(k)}(r) \cos k\varphi] \quad (19)$$

где переменные r и φ заменены соответственно на ρ и θ .

Постоянные интегрирования уравнения (19) определяются из граничных условий для $F^{(i,j)}(\rho, \theta)$ на контуре отверстия и в „бесконечности“.

Приведем коэффициент концентрации напряжений по контуру отверстий

$$\begin{aligned} K = \frac{\sigma_\theta}{\tau} \Big|_{\rho=1} = & -4 \sin 2\theta + \lambda \tau^2 (17.38 \sin 2\theta - 6.2 \sin 6\theta) + \\ & + \varepsilon \sum_{n=1}^N \alpha_n [(4n-8) \sin(n-1)\theta - 4n \sin(n+3)\theta] + \varepsilon \lambda \tau^2 \{ [(n-6)(n-7) \times \\ & \times C_{(n-5)3} + (n-4)(n-5) C_{(n-5)4}] \sin(n-5)\theta + [(n-3)(n-2) C_{(n-1)3} + \\ & + (n-1)n C_{(n-1)4}] \sin(n-1)\theta + [(n+1)(n+2) C_{(n+3)3} + (n+3) \times \\ & \times (n+4) C_{(n+3)4}] \sin(n+3)\theta + [(n+5)(n+6) C_{(n+7)3} + (n+7)(n+8) \times \end{aligned}$$

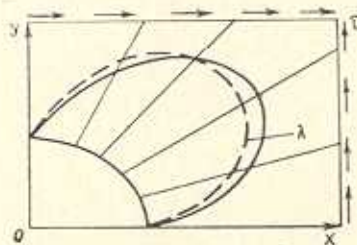
$$\begin{aligned}
& \times C_{(n+7)M}] \sin (n+7) \theta \} + \varepsilon \lambda \tau^2 \sum_{n=1}^N \alpha_n \{ [n(n-1) b_1^{(n)} + (n+1)(n+2) b_2^{(n)} + \\
& + (n+3)(n+4) b_3^{(n)} + (n+5)(n+6) b_4^{(n)} + (n+7)(n+8) b_5^{(n)} - \\
& - 16.95] \sin (n-5) \theta + [n(n-1) b_6^{(n)} + (n+1)(n+2) b_7^{(n)} + (n+3) \times \\
& \times (n+4) b_8^{(n)} + (n+5)(n+6) b_9^{(n)} + (n+7)(n+8) b_{10}^{(n)} + (n+9)(n+10) \times \\
& \times b_{11}^{(n)} + (n+11)(n+12) b_{12}^{(n)} + 2966.12] \sin (n-1) \theta + [(n-3)(n-2) \times \\
& \times b_{13}^{(n)} + n(n-1) b_{14}^{(n)} + (n+3)(n+4) b_{15}^{(n)} + (n+5)(n+6) b_{16}^{(n)} + \\
& + (n+7)(n+8) b_{17}^{(n)} + (n+9)(n+10) b_{18}^{(n)} + (n+11)(n+12) b_{19}^{(n)} + \\
& + 2207.1] \sin (n+3) \theta + [(n+1)(n+2) b_{20}^{(n)} + (n+3)(n+4) b_{21}^{(n)} + \\
& + 35.5] \sin (n+7) \theta \} \quad (20)
\end{aligned}$$

Удерживая в отображающей функции (1) определенное количество членов, которые входят в выражение (20), получим значение коэффициентов концентрации для любых отверстий. Кроме рассмотренных ранее [1, 3, 4, 5] отверстий, получим отверстие в виде свода, полуокруга, трапеции и т. д.

В качестве примера рассмотрим частный случай: эллиптическое отверстие при $N=1$; $\varepsilon = \frac{1}{6}$; $\alpha_1 = 2$.

Приведем значение коэффициента напряжений по контуру эллиптического отверстия

$$\begin{aligned}
K = & -4 \sin 2\theta + \lambda \tau^2 (17.38 \sin 2\theta - 6.2 \sin 6\theta) - 4\varepsilon \alpha_1 \sin 4\theta + \\
& + \varepsilon \lambda \tau^2 \alpha_1 [3602.25 \sin 4\theta - 251.48 \sin 8\theta]
\end{aligned}$$



Фиг. 1.

На фиг. 1 показано применение коэффициента концентрации для алюминиевой бронзы $\lambda = \frac{0.055}{9.81^2} \cdot 10^{-14} \frac{1}{(\text{н/м}^2)^2}$ при $\tau = 9.81 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$, где сплошная линия соответствует линейной теории, а пунктирные линии — нелинейной.

Լ. Մ. ՎԱՐԳԱՆԻԱՆ

ՖԻԶԻԿՈՐԵՆ ՈՉ-ԳԾԱՅԻՆ ԻԶՈՏՐՈՊ ՍԱԼԻ ԿԱՄՈՆԱԿԱՆ ՏԵՍՔՈՎ ԱՆՅՔԻ
ՇՈՒՐՋԸ ԼԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԿՈՆՑԵՆՏՐԱՑԻԱՆ՝ ԶՈՒՏ ՍԱՀՔԻ ԳԵՊՔՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու ռ

Տրվում է՝ սալի կամայական անցքի շուրջը լարումների կոնցենտրացիայի խնդրի լուծումը:

Արտապատկերող ֆունկցիան վերցրված է շարքի տեսքով, որից հնարավոր է ստանալ պրակտիկալում հանդիպող մի շարք անցքերի արտապատկերումը: Ի տարբերություն գոյութուն ունեցող աշխատանքների, այս հոդվածում անցքի տեսքը բնորոշող պարամետրերը մտնում են կոնցենտրացիայի գործակցի և լարումների բաղադրիչների հաշվարկային բանաձևերի մեջ:

STRESS CONCENTRATION NEAR AN ARBITRARY FORM HOLE
IN A NONLINEAR, ISOTROPIC PLATE UNDER PURE SHEAR

L. M. VARDANIAN

S u m m a r y

A solution of a stress concentration problem is suggested for a plate with the hole of an arbitrary form. The representation of the reflecting function in a row form allows to obtain reflections for a series of holes often encountered in practice.

In this paper, in contrast to the reports published earlier, the parameters are included in the computing formulas for the determination of stress and concentration coefficients.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Гузъ А. Н., Савин Г. Н., Журнал И. А.* Концентрация напряжений около криволинейных отверстий в физически нелинейной упругой пластинке. *Arch. Mech. Stos.*, vol. 16, № 4, 1964.
2. *Каудерер Г.* Нелинейная механика. Изд. ИЛ, 1961.
3. *Савин Г. Н.* Распределение напряжений около отверстий. Изд. Наукова думка, Киев, 1968.
4. *Журнал И. А.* Некоторые задачи концентрации напряжений около отверстий и полостей с учетом физической нелинейности материала. Сб. Концентрация напряжений, вып. II, изд. Наукова думка, Киев, 1968.
5. *Журнал И. А.* Концентрация напряжений около кругового отверстия в физически нелинейной упругой пластинке при чистом сдвиге. Прикл. механика, т. VIII, вып. 4, 1962.