| | |
|---|---|
| 1327 — 145 700 000·0 01 — 1,457 | 1004 — 0000 0007 0000 0 00 |
| 1330 — 800 000 000 0 00 — 0,8 | 1005 — 1214 0510 0511 0 03 |
| 1331 — 199 985 000 0 02 — 19,9985 | 1006 — 1236 0510 0511 0 03 |
| 1332 — 114 300 000 0 00 — 0,1143 | 1007 — 1261 0510 0511 0 03 |
| 1333 — 180 000 000 0 01 — 1,8 | 1010 — 1201 0510 0511 0 03 |
| 1334 — 445 000 000 0 01 — 4,45 | 1011 — 0502 1340 0502 0 01 |
| 1335 — 740 000 000 0001 — 7,4 | 1012 — 0000 0000 0513 0 03 |
| 1336 — 104 500 000 0002 — 10,45 | 1013 — 0245 0242 0000 0 20 |
| 1337 — 135 500 000 0 02 — 13,55 | 1014 — 0502 0513 0514 0 03 |
| 1340 — 500 000 000 1 01 — 0,05 | 1015 — 13030510 0511 0 03 |
| 1001 — 0000 0005 0000 0 00 | 1016 — 2400 0000 0000 0 04 — 10 |
| 1002 — 0000 0010 0000 0 00 | 1017 — 2000 0000 0000 0 03 — 4 |
| 1003 — 0010 0000 0000 0 00 | 1020 — 2400 0000 0000 0 03 — 5 |

В ячейках, номери яких починаються з цифри 7, стоять спеціальні константи для логічних операцій.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Быстродействующая вычислительная машина М-2. Под редакцией И. С. Брука. Гос. издательство технико-теоретической литературы, М., 1957.
2. М. Уилкс, Д. Уиллер, С. Гилл. Составление программ для электронных счетных машин. ИЛ, М., 1953.
3. Р. К. Ричардс. Арифметические операции на цифровых вычислительных машинах. ИЛ, М., 1957.

---

**Ю. І. КОЙФМАН**

**(Науковий керівник М. П. Шереметьєв)**

# ПРО ОДИН СПОСІБ РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ЗАДАЧ ДЛЯ БЕЗМЕЖНОЇ ПЛАСТИНКИ З ОТВОРОМ, КРАЙ ЯКОГО ПІДКРІПЛЕНИЙ ТОНКИМ КІЛЬЦЕМ

Граничні умови для задач такого типу виведені М. П. Шереметьєвим в роботі [1], причому кільце прийняте за пружну лінію, яка працює на розтяг та згін.

Ці граничні умови мають такий вигляд:

$$\begin{gathered}\Phi_1(t) + \overline{\Phi_1(t)} - e^{2i\alpha}\{\bar{t}\,\Phi_1'(t) + \Psi_1(t)\} = e^{i\alpha}(X_n - iY_n);\\ \varkappa\,\overline{\Phi_1(t)} - \Phi_1(t) + e^{2i\alpha}\{\bar{t}\,\Phi_1'(t) + \Psi_1(t)\} = 2\mu(\varepsilon_0 - i\Theta).\end{gathered} \tag{1}$$

§ 1. Відобразимо нашу область на площину $(\zeta)$ з круговим отвором за допомогою функції $Z = \omega(\zeta, m)$, де $\omega(\zeta, m)$ — будь-яка раціональна функція, що аналітично залежить від малого параметру $m$. Оскільки функції $\Phi_1 = \Phi[\omega(\zeta, m)]$, $\Psi_1 = \Psi[\omega(\zeta, m)]$ також залежать від цього параметру, то будемо шукати їх в такому вигляді:

$$\Phi(\zeta, m) = (1+m)^2 \Phi_0(\zeta) + \sum_{k=1}^{\infty} m^k \Phi_k(\zeta);$$
$$\Psi(\zeta, m) = (1+m)^2 \Psi_0(\zeta) + \sum_{k=1}^{\infty} m^k \Psi_k(\zeta), \tag{2}$$

де $\Phi_k(\zeta)$ і $\Psi_k(\zeta)$ — функції, аналітичні в області, включаючи границю. Підставляючи $\Phi(\zeta, m)$ і $\Psi(\zeta, m)$ в граничні умови, прирівнюючи коефіцієнти при однакових степенях $m$, а потім $\sigma$, і виключаючи невідомі праві частини, одержимо системи рівнянь відносно коефіцієнтів функцій $\Phi_k(\zeta)$ і $\Psi_k(\zeta)$. Як буде показано нижче, ці системи є досить прості; причому, з них випливає, що при обмежених $k$ функції $\Phi_k(\zeta)$ і $\Psi_k(\zeta)$ виражаються в замкнутому вигляді.

Крім того, рішення дуже спрощується завдяки тому, що при розрахунках можна користуватися наближеною формулою:

$$\Phi(\zeta, m) = (1+m)^2 \Phi_0(\zeta) + m\,\Phi_1(\zeta);$$
$$\Psi(\zeta, m) = (1+m)^2 \Psi_0(\zeta) + m\,\Psi_1(\zeta). \tag{3}$$

Таким чином, розклад функцій $\Phi(\zeta, m)$ і $\Psi(\zeta, m)$ за степенями малого параметру дозволяє одержати ефективне рішення, зручне для практики.

Цей прийом може бути застосований і в інших задачах теорії пружності.

§ 2. Як приклад розглянемо безмежну пластинку, ослаблену еліптичним отвором, край якого підкріплений тонким кільцем постійного перерізу.

Пластинка розтягується на безмежності у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Початок координат помістимо в центрі отвору, осі координат направимо по осях еліпса. Тоді

$$X_x^{(\infty)} = P;\ X_y^{(\infty)} = 0;\ Y_y^{(\infty)} = Q.$$

Відображаюча функція в даному випадку має такий вигляд:

$$Z = \omega(\zeta, m) = R\left(\zeta + \frac{m}{\zeta}\right);\ R > 0;\ 0 \leqslant m < 1.$$

Закон Гука для кільця візьмемо у вигляді:

$$\varepsilon_0 = \frac{N}{g_1} + \frac{M}{\rho g_2};\ \Theta - \Theta_0 = \int_0^s \frac{M}{g_2} ds,$$

де $M$ і $N$ — згинаючий момент і нормальна сила в поперечному перерізі, які знаходимо з рівнянь статики для елементу осі кільця.

Виконуючи необхідні перетворення, одержимо системи рівнянь для визначення коефіцієнтів функцій $\Phi_k(\zeta)$ і $\Psi_k(\zeta)$. Кожна з цих систем розділяється на $k+1$ систему двох рівнянь з двома невідомими; розв'язуючи їх, знайдемо коефіцієнти функцій $\Phi_k(\zeta)$ і $\Psi_k(\zeta)$:

$$a_{2n}^{(k)} = \frac{\mu R\, g_1\left(2n\, g_2 - \frac{R^2 g_1}{2n+1}\right) C_n^{(k)} n_n^{(k)} - }{\mu R\left(2n\, g_2 - \frac{R^2 g_1}{2n+1}\right)[\varkappa g_1 - 2\mu R - g_1(1+2n)] - }$$

$$\frac{-4n\, g_1 g_2 (n g_1 - \mu R) A_n^{(k)}}{-2(n g_1 - \mu R)\left[2n\, g_1 g_2 \varkappa - \mu R\left(2n\, g_2 - \frac{R^2 g_1}{2n-1}\right)\right]};$$

$$b_2^{(k)} = \frac{g_1 A_0^{(k)}}{g_1 + 2\mu R}; \qquad \begin{array}{l} k = 0, 1, \ldots. \\ n = 1, 2, \ldots, k+1. \end{array} \tag{4}$$

$$b_{2n+2}^{(k)} = \frac{4n^2 g_1 g_2 [\varkappa g_1 - 2\mu R - g(1+2n)] A_n^{(k)} - }{\mu R\left(2n\, g_2 - \frac{R^2 g_1}{2n+1}\right)[\varkappa g_1 - 2\mu R - g_1(1+2n)] - }$$

$$\frac{-2n\, g_1\left[2n\, g_1 g_2 \varkappa - \mu R\left(2n\, g_2 - \frac{R^2 g_1}{2n-1}\right)\right] C_n^{(k)} n_n^{(k)}}{-2(n g_1 - \mu R)\left[2n\, g_1 g_2 \varkappa - \mu R\left(2n\, g_2 - \frac{R^2 g_1}{2n-1}\right)\right]};$$

де $C_n^{(k)}$ і $A_n^{(k)}$ виражаються через коефіцієнти функцій $\Phi_i(\zeta,)$, $\Psi i(\zeta,)$ $(i=0,1, \ldots\ldots\ \kappa\text{-}1)$ і пружні постійні.

Одночасно знаходяться і

$$M = R^2 \sum_{k=0}^{\infty} m^k \sum_{n=0}^{k+1} D_n^{(k)} \cos 2n\vartheta;$$

$$N = -\frac{R}{1 - m\cos 2\Theta} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} m^k \sum_{n=0}^{k+1} B_n^{(k)} \cos 2n\,\vartheta,$$

де $D_n^{(k)}$ і $B_n^{(k)}$ залежать від коефіцієнтів $\Phi_i(\zeta,)$ і $\Psi_i(\zeta,)$ $(i=0,1, \ldots k)$. Рішення задачі можна значно спростити, якщо використати вказівку, яка наводиться в роботі [1], про те, що для тонких кілець можна нехтувати впливом згинаючих моментів. При цьому, як випливає з таблиці 2, можна підрахувати напруження з достатньою для практики точністю. Набагато складніше цю задачу розв'язував К. Н. Русинко [3].

В таблиці 1 наведені значення напружень, які виникають в пластинці по контуру спаю з кільцем; підрахунок провадився для скляної пластинки, підкріпленої стальним кільцем прямокутного поперечного перерізу $h \times b$ при $m=0,2$; $P=Q$; $R=10$; $h=b=2$. В таблиці 2 дано порівняння напружень $\widehat{\Theta\Theta}/P$, підрахованих з врахуванням $M$ і при $M=0$, для кілець з різним відношенням $\frac{b}{b_1}$, де $b_1$ — мала піввісь еліпса.

*Таблиця 1*

| Напруження | 0 | 30° | 45° | 60° | 90° |
|---|---|---|---|---|---|
| $\widehat{\Theta\Theta}/P$ | 1,56 | 1,46 | 1,31 | 1,16 | 1,04 |
| $\widehat{\rho\rho}/P$ | 1,17 | 0,649 | 0,403 | 0,291 | 0,232 |

*Таблиця 2*

| $\frac{b}{b_1}$ | $M \neq 0$ | | $M=0$ | |
|---|---|---|---|---|
| | 0 | 90° | 0 | 90° |
| 1/4 | 1,56 | 1,04 | 1,64 | 1,21 |
| 1/16 | 2,19 | 1,13 | 2,28 | 1,24 |

## ЛІТЕРАТУРА


1. М. П. Шереметьев. Инженерный сборник, т. XIV, изд. АН СССР, 1953.
2. Г. Н. Савин. Концентрация напряжений около отверстий, ГИТТЛ, 1951.
3. К. Н. Русинко. Бюлетень наукової студентської конференції 1954 р., ч. II, Видав. Львівського університету, 1955.


---


**Б. В. ДІТЯТЄВА**
**(Науковий керівник Н. П. Флейшман)**


# ОСЕСИМЕТРИЧНІ ЗГИННІ КОЛИВАННЯ КРУГОВОГО ДИСКУ, ПІДКРІПЛЕНОГО РЕБРОМ ЖОРСТКОСТІ

Добре відомо [1], що класична теорія, задовільно описуюча згинні коливання пластинок, розв'язує задачу коливання пластинок лише для небагатьох згинних видів руху. Однак виявилося, що для високочастотних видів коливань потрібно враховувати вплив інерції обертання і деформацію зсуву [2]. Для