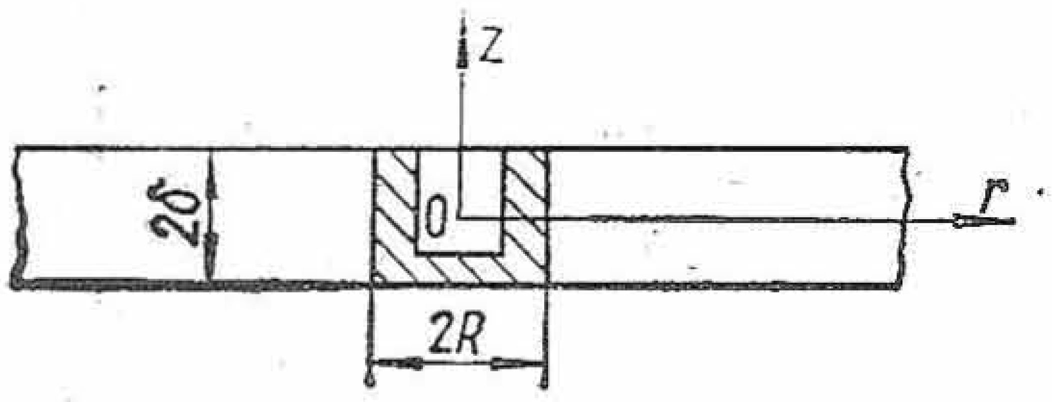
$$\gamma_i = \frac{\beta_0}{\delta\mu_0}\left\{\frac{p_i^{*2}}{p_i^{*4} - p_w^4}\left[p_i^{*3}\frac{J_1(p_i^* R)}{J_0(p_i^* R)} - p_w^3\frac{J_1(p_w R)}{J_0(p_w R)} + p_w^2 q_i \frac{d_1^-(p_w, R)}{d_1^+(p_w, R)}\right] - \right.$$

$$\left. - p_i^*\frac{J_1(p_i^* R)}{J_0(p_i^* R)}\right\}, \qquad i = 1, 2.$$



Разложив фигурирующие в (17) — (19) операторы в ряды и ограничившись членами, содержащими R не выше второй степени, получим такие приближенные граничные условия на крае $r = R$ пластинки:

$$N_2 = \frac{g_0}{1 - \nu_0}\left(\frac{u}{R} - \alpha_t^{(0)} T\right) + \frac{\Omega_0}{16\pi}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2},$$

$$M_2 = -D_0(1 + \nu_0)\left(\frac{1}{R}\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\alpha_t^{(0)}}{\delta} T^*\right) + \frac{\Omega_0^*}{8\pi}\frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2}, \qquad (20)$$

$$Q_2 = \frac{\Omega_0^*}{2\pi}\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial \tau}\right)\frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2},$$

где $\Omega_0 = \rho_0 S$, $\Omega_0^* = \rho_0 V_0$.

Сформулированные граничные термомеханические условия (6), (20) дают возможность определять динамические температурные напряжения в пластинках с круговыми включениями произвольной формы, симметричной относительно вертикальной оси. В частности, они могут быть использованы для изучения температурных напряжений в кинескопах, содержащих включения, представленной на рисунке формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. «Мир», М., 1964.
2. Подстригач Я. С., Коляно Ю. М. Неустановившиеся температурные поля и напряжения в тонких пластинках. «Наукова думка», К., 1972.

Львовский филиал математической физики
Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию
в октябре 1974 г.

ОБОБЩЕННАЯ ВЗАИМОСВЯЗАННАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ТЕРМОУПРУГОСТИ ДЛЯ СФЕРЫ

Ф. В. Семерак, В. М. Бойко

Рассмотрим однородную изотропную упругую сферу радиуса R, находящуюся в ненапряженном и недеформированном состоянии. В начальный момент времени поверхность сферы $r = R$ поддается тепловому или механическому воздействию. При решении задачи используем сферические координаты (r, φ, θ), отнесенные к центру сферы. Предположим, что перемещения можно представить в виде

$$u_r = u(r, \tau), \quad u_\varphi = u_\theta = 0. \qquad (1)$$

Для определения нестационарного обобщенного температурного поля в сфере имеем уравнение теплопроводности [3]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{a}\left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_r\frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2}\right) - \eta\left(\frac{\partial \varepsilon_{kk}}{\partial \tau} + \tau_r\frac{\partial^2 \varepsilon_{kk}}{\partial \tau^2}\right) = 0, \qquad (2)$$

где

$$\eta = \frac{\alpha_t E T_0}{\lambda(1 - 2\nu)}, \quad \varepsilon_{kk} = \varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{\theta\theta} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{r}u,$$

α_t — температурный коэффициент линейного расширения, T_0 — температура сферы в ненапряженном состоянии; λ, a — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности; τ_r — время релаксации теплового потока, ν — коэффициент Пуассона, E — модуль Юнга.

Уравнение движения имеет вид [1]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r}\right) - \frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = m\frac{\partial T}{\partial \tau}, \tag{3}$$

где $c_1^2 = \frac{(1-\nu)E}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho}$, $m = \frac{1+\nu}{1-\nu}\alpha_t$, ρ — плотность. Начальные условия задачи имеют вид

$$u = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \tau} = 0, \quad T = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0 \quad \text{при } \tau = 0. \tag{4}$$

Для решения задачи применим к уравнениям (2) и (3) интегральное преобразование Лапласа по переменной τ. С учетом условий (4) получаем

$$\frac{d^2\bar{T}}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d\bar{T}}{dr} - \frac{s}{a}(1+\tau_r s)\bar{T} - \eta s(1+\tau_r s)\bar{\varepsilon}_{kk} = 0, \tag{5}$$

$$\frac{d^2\bar{u}}{dr^2} + \frac{2}{r}\left(\frac{d\bar{u}}{dr} - \frac{\bar{u}}{r}\right) - \frac{s^2}{c_1^2}\bar{u} = m\frac{d\bar{T}}{dr}. \tag{6}$$

После исключения из уравнений (5) и (6) $\bar{T}(s)$ получим следующее уравнение:

$$(\nabla_1^2 - \lambda_1^2)(\nabla_1^2 - \lambda_2^2)\bar{u} = 0, \tag{7}$$

где λ_1 и λ_2 — корни характеристического уравнения

$$\lambda^4 - \left[\frac{s^2}{c_1^2}(1+M^2) + \frac{s}{a}(1+\varepsilon)\right]\lambda^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\left(\frac{s}{a} + \frac{s^2}{c_1^2}M^2\right) = 0, \tag{8}$$

$M = \frac{c_1}{c_q}$, $\varepsilon = \eta a m$, $c_q = \sqrt{\frac{a}{\tau_r}}$ — скорость распространения тепла, $\nabla^2 = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{d}{dr} - \frac{2}{r^2}$. Следует отметить, что λ_1 и λ_2 имеют положительные действительные части.

Учитывая, что перемещения и температура в центре сферы должны быть величинами конечными, из (6) и (7) получаем

$$\bar{u}(r, s) = A(s)\, i_{3/2}(\lambda_1 r) + B(s)\, i_{3/2}(\lambda_2 r), \tag{9}$$

$$\bar{T}(r, s) = \frac{1}{\lambda_1}\left(\lambda_1^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) A(s)\, i_{1/2}(\lambda_1 r) + \frac{1}{\lambda_2}\left(\lambda_2^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) B(s)\, i_{1/2}(\lambda_2 r), \tag{10}$$

где $i_\nu(x)$ — модифицированные сферические функции Бесселя [2]

$$i_\nu(x) = \frac{1}{\sqrt{x}} I_\nu(x).$$

Неизвестные величины $A(s)$ и $B(s)$ определим из условий на поверхности сферы. Предположим, что граничные условия на поверхности сферы задаются в виде функциональной зависимости радиальной компоненты σ_{rr} и температуры T от времени:

$$\sigma_{rr} = -f_1(\tau), \quad T = f_2(\tau)\, S_+(\tau) \quad \text{при } r = R, \tag{11}$$

откуда для определения $A(s)$ и $B(s)$ получаем систему алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} &A(s)\, w(\lambda_1 R) + B(s)\, w(\lambda_2 R) = -\bar{f}_1(s), \\ &\frac{1}{\lambda_1} A(s)\left(\lambda_1^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) i_{1/2}(\lambda_1 R) + \frac{1}{\lambda_2} B(s)\left(\lambda_2^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) i_{1/2}(\lambda_2 R) = \bar{f}_2(s), \end{aligned} \tag{12}$$

где

$$w(\lambda_i R) = \frac{1}{\lambda_i}\frac{s^2}{c_1^2} i_{1/2}(\lambda_i R) + \frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1^2} i_{3/2}(\lambda_1 R), \quad i = 1, 2. \tag{13}$$

Не уменьшая общности, принимаем $f_1(\tau) = 0$, $f_2(\tau) = T_0$. При таком предположении из (12) следует, что

$$A(s) = \frac{\Delta_A(s)}{\Delta(s)}, \quad B(s) = \frac{\Delta_B(s)}{\Delta}, \tag{14}$$

где

$$\Delta(s) = \frac{E(1-\nu)}{(1-\nu)(1-2\nu)}\frac{s^2}{c_1^2\lambda_1\lambda_2}(\lambda_2^2 - \lambda_1^2) i_{1/2}(\lambda_1 R)\, i_{3/2}(\lambda_1 R) +$$

$$+ \frac{2E}{R(1+\nu)}\left[\frac{1}{\lambda_1}\left(\lambda_1^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) i_{1/2}(\lambda_1 R)\, i_{3/2}(\lambda_2 R) - \frac{1}{\lambda_2}\left(\lambda_2^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) i_{1/2}(\lambda_2 R) \times\right.$$

$$\left. \times\, i_{3/2}(\lambda_1 R)\right],$$

$$\Delta_A(s) = \frac{mET_0}{s(1+\nu)}\left[\frac{2}{R} i_{1/2}(\lambda_2 R) - \frac{(1-\nu)}{\lambda_2(1-2\nu)}\frac{s^2}{c_1^2} i_{1/2}(\lambda_2 R)\right],$$

$$\Delta_B(s) = \frac{mET_0}{s(1+\nu)}\left[\frac{1-\nu}{\lambda_1(1-2\nu)}\frac{s^2}{c_1^2} i_{1/2}(\lambda_1 R) - \frac{2}{R} i_{1/2}(\lambda_1 R)\right].$$

Из формул (9), (10), (14) с учетом (13) получаем

$$\bar{u}(r, s) = \frac{[w(\lambda_1 R)\, i_{3/2}(\lambda_2 r) - w(\lambda_2 R)\, i_{3/2}(\lambda_1 R)]\,\lambda_1\lambda_2}{s\lambda_1\left(\lambda_2^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) w(\lambda_1 R) - s\lambda_2\left(\lambda_1^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) w(\lambda_2 R)}\, T_0, \tag{15}$$

$$\bar{T}(r, s) = \frac{\lambda_1\left(\lambda_2^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) w(\lambda_1 R)\, i_{1/2}(\lambda_2 R) - \lambda_2\left(\lambda_1^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) w(\lambda_2 R)\, i_{1/2}(\lambda_1 R)}{s\lambda_1\left(\lambda_2^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) w(\lambda_1 R) - s\lambda_2\left(\lambda_1^2 - \frac{s^2}{c_1^2}\right) w(\lambda_2 R)}\, T_0. \tag{16}$$

Выражения (15) и (16) содержат полное решение для данной термоупругой задачи в изображениях. Точное обращение результатов встречается с существенными аналитическими трудностями.

Разлагая корни уравнения (8) по степеням $\frac{1}{s}$, получаем такие их выражения:

$$\lambda_1^2 \approx \frac{s^2}{c_1^2}\left[1 + \frac{\varepsilon}{1 - M^2}\frac{1}{s}\right], \tag{17}$$

$$\lambda_2^2 \approx \frac{s^2}{c_1^2} M^2\left[1 + \frac{c_1^2}{aM^2}\frac{1}{s}\right], \tag{18}$$

$$\lambda_1 \approx \frac{s}{c_1}\left[1 + \frac{\varepsilon}{2a(1 - M^2)}\frac{1}{s}\right], \tag{19}$$

$$\lambda_2 \approx \frac{s}{c_1} M + \frac{c_1}{2aM}. \tag{20}$$

Используя асимптотические разложения $i_{1/2}(x)$ и $i_{3/2}(x)$ при $r \to \infty$ и выражения (17) — (20), из (15), (16) записываем

$$\bar{u}(r, s) = mT_0\left(\frac{R}{r}\right)\frac{c_1}{1 - M^2}\exp\left[-\frac{c_1}{2a}\frac{\varepsilon}{1 - M^2}(R - r)\right]\left\{\frac{1}{s^2} + \right.$$

$$+ \left[\frac{c_1^2}{a}\frac{1 - \varepsilon - M^2}{(1 - M^2)^2} + \frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1} + \frac{c_1^2}{2a}\frac{\varepsilon}{1 - M^2} - \frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1} M\right]\frac{1}{s^3} +$$

$$+0\left(\frac{1}{s^4}\right)\Big\}\exp\left[-(R-r)\frac{s}{c_1}\right]-mT_0\left(\frac{R}{r}\right)\frac{c_1M}{1-M^2}\exp\left[-\frac{c_1}{2aM}(R-r)\right]\times$$

$$\times\left\{\frac{1}{s^2}+\left[\frac{c_1^2}{a}\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{c_1^2}{2aM^2}\right]\frac{1}{s^3}+0\left(\frac{1}{s^4}\right)\right\}\exp\left[-(R-r)\frac{sM}{c_1}\right],\quad(21)$$

$$\overline{T}(r,s)=T_0\left(\frac{R}{r}\right)\frac{\varepsilon}{(1-M^2)^2}\frac{c_1^2}{a}\exp\left[-\frac{c_1}{2a}\frac{\varepsilon}{1-M^2}(R-r)\right]\Big\{\frac{1}{s^2}+$$

$$+\left[\frac{c_1^2}{a}\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1}+\frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1}M\right]\frac{1}{s^3}+0\left(\frac{1}{s^4}\right)\Big\}\exp\left[-(R-r)\frac{s}{c_1}\right]+$$

$$+T_0\left(\frac{R}{r}\right)\exp\left[-\frac{c_1(R-r)}{2aM}\right]\Big\{\frac{1}{s}+\left[\frac{c_1^2}{a}\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}-\frac{c_1^2}{a(1-M^2)}\right]\frac{1}{s^2}+$$

$$+\Big[\frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1}+\frac{c_1^2}{a}\frac{1-\varepsilon}{1-M^2}+\frac{c_1^2}{2a}\frac{\varepsilon}{(1-M^2)(1+M)}+\frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1}-$$

$$-\left(\frac{c_1^2}{a}\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1}\right)\left(\frac{2c_1^2}{a(1-M^2)}+\frac{4}{R}\frac{c_2^2}{c_1}\right)\Big]\frac{1}{s^3}+0\left(\frac{1}{s^4}\right)\Big\}\times$$

$$\times\exp\left[-(R-r)\frac{s}{c_1}M\right],\quad(22)$$

где $c_2^2=\frac{E}{2(1+\nu)\rho}$.

Применяя к (21) и (22) обратное преобразование Лапласа, находим выражения нестационарного обобщенного температурного поля и динамических температурных напряжений:

$$\frac{T(r,\tau)}{T_0}=\left(\frac{P}{P-h}\right)\frac{\varepsilon}{(1-M^2)^2}\exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\Big\{(f-h)+\frac{1}{2}\Big[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+$$

$$+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{4\beta^2M}{P}\Big](f-h)^2\Big\}S_-(f-h)+\left(\frac{P}{P-h}\right)\exp\left[-\frac{h}{2M}\right]\Big\{1+$$

$$+\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}-\frac{1}{1-M^2}\right](f-hM)+\frac{1}{2}\Big[\frac{4\beta^2}{P}\frac{1+\varepsilon}{1-M^2}+\frac{2\beta^2}{P}\times$$

$$\times\frac{\varepsilon}{(1-M^2)(1+M)}-\left(\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}\right)\left(2\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}\right)+$$

$$+\left(\frac{1}{1-M^2}+\frac{4\beta^2}{P}\right)\Big](f-hM)^2\Big\}S_-(f-hM),\quad(23)$$

$$\sigma_r(r,\tau)=\left(\frac{P}{P-h}\right)\frac{\varepsilon}{2(1-M^2)}\exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\Big\{(f-h)+$$

$$+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{\varepsilon}{2(1-M^2)}-\frac{4\beta^2M}{P}\right](f-h)^2\Big\}S_-(f-h)-$$

$$-\left(\frac{P}{P-h}\right)\frac{1}{2(1-M^2)}\exp\left[-\frac{h}{2M}\right]\Big\{(f-hM)+\frac{1}{2}\Big[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+$$

$$+\frac{1}{2M}\Big](f-hM)^2\Big\}S_-(f-hM)-\Big\{\frac{P}{(P-h)^2}\frac{1}{1-M^2}\exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\times$$

$$\times\Big\{(f-h)+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{\varepsilon}{2(1-M^2)}-\frac{4\beta^2M}{P}\right]\times$$

$$\times(f-h)^2\Big\}\Big\}S_-(f-h)-\frac{2\nu}{1-\nu}\frac{P}{(P-h^2)}\frac{M^2}{1-M^2}\exp\left[-\frac{h}{2M}\right]\Big\{(f-hM)+$$

$$+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{1}{2M^2}\right](f-hM)\Big\}S_-(f-hM)-\left(\frac{P}{P-h}\right)\frac{\varepsilon}{(1-M^2)^2}\times$$

$$\times \exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\left\{(f-h)+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{4\beta^2 M}{P}\right]\times\right.$$

$$\left.\times(f-h)^2\right\}S_-(f-h)+\frac{P}{P-h}\exp\left[-\frac{h}{2M}\right]\left\{1+\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{1}{1-M^2}\right]\times\right.$$

$$\times(f-hM)+\frac{1}{2}\left[\frac{4\beta^2}{P}\frac{1+\varepsilon}{1-M^2}+\frac{2\beta^2}{P}\frac{\varepsilon}{(1-M^2)(1+M)}-\left(\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.+\frac{4\beta^2}{P}\right)\left(2\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{8\beta^2}{P}+\frac{1}{1-M^2}+\frac{4\beta^2}{P}\right)\right](f-hM^2)\right\}S_-(f-hM),\tag{24}$$

$$\sigma_\theta(r,\tau)=\frac{\nu}{1+\nu}\left\{\left\{\left(\frac{P}{P-h}\right)\frac{\varepsilon}{2(1-M^2)}\exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\right\{(f-h)+\right.$$

$$+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{\varepsilon}{2(1-M^2)}-\frac{4\beta^2 M}{P}\right](f-h)^2\Big\}S_-(f-h)-$$

$$-\frac{P}{(P-h)}\frac{1}{2(1-M^2)}\exp\left[-\frac{h}{2M}\right]\left\{(f-hM)+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{2M^2}\right](f-hM)^2\right\}S_-(f-hM)\Big\}\Big\}-\frac{P}{(P-h)^2}\frac{1}{1-M^2}\exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\times$$

$$\times\left\{(f-h)+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{\varepsilon}{2(1-M^2)}-\frac{4\beta^2 M}{P}\right](f-h)^2\right\}\times$$

$$\times S_-(f-h)-\frac{P}{(P-h)^2}\frac{M^2}{1-M^2}\exp\left[-\frac{h}{2M}\right]\left\{(f-hM)+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{2M^2}\right](f-hM)^2\right\}S_-(f-hM)-\left(\frac{P}{P-h}\right)\frac{\varepsilon}{(1-M^2)^2}\exp\left[-\frac{\varepsilon h}{2(1-M^2)}\right]\times$$

$$\times\left\{(f-h)+\frac{1}{2}\left[\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}+\frac{4\beta^2 M}{P}\right](f-h)^2\right\}S_-(f-h)-\frac{P}{P-h}\times$$

$$\times\exp\times\left[-\frac{h}{2M}\right]\left\{1+\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{1}{1-M^2}\right|(f-hM)+\frac{1}{2}\left[\frac{4\beta^2}{P}\times\right.$$

$$\times\frac{1+\varepsilon}{1-M^2}+\frac{2\beta^2}{P}\frac{\varepsilon}{(1-M^2)(1+M)}-\left(\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\frac{4\beta^2}{P}\right)\left(2\frac{1-\varepsilon-M^2}{(1-M^2)^2}+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{8\beta^2}{P}+\frac{1}{1-M^2}+\frac{4\beta^2}{P}\right)\right](f-hM)^2\Big\}S_-(f-hM),\tag{25}$$

где $f=\frac{c_1^2\tau}{a}$, $\beta=\frac{c_2}{c_1}$, $P=\frac{c_1 R}{a}$, $p=\frac{c_1 r}{a}$, $h=P-p$, $\sigma_i=\frac{\sigma_{ii}(1-2\nu)}{\alpha_t E T_0}$, $i=r,\theta$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коваленко А. Д. Основы термоупругости. «Наукова думка», К., 1970.
2. Арфкен Г. Математические методы в физике. Атомиздат, М., 1970.
3. Kaliski S. — Proc. Vibr. Problems, 1965, **6**, 3.

Львовский филиал математической физики
Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию
в сентябре 1974 г.

ПЛОСКАЯ ЗАДАЧА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ТЕРМОУПРУГОСТИ ДЛЯ ТЕЛА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ РАЗРЕЗОВ

Г. С. Кит, М. П. Соколовский

Пусть в плоскости $z=x+iy$ имеется теплоизолированная решетка профилей (разрезов), образованная n рядами отрезков $L_{km}=a_{km}\,b_{km}$ $(k=1, 2, \ldots, n;\ m=0, \pm1, \ldots)$ с центрами в точках $z_{km}=2mde^{i\beta}+\frac{1}{2}(a_{km}+b_{km})$ (рис. 1).