28.3944985 002 948814986494 03096479484 мини 197 ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Dipunthhu

Mexamina

Г.Б. ВЕРМИШЯН

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАСТИНКЕ С ЭЛЛИПТИ-ЧЕСКИМ ОТВЕРСТНЕМ ИЗ ВЯЗКО-УПРУГОГО МАТЕРИАЛА ПОД ДЕИСТВИЕМ ВИБРАЦИОННОЙ НАГРУЗКИ

Исследовано нагружение бесконечной пластинки из вязко-упругого материала с эллиптическим отверстием. Прилагаемая нагрузка представляет собон растягивающее напряжение, действующее в направлении малой осн эллипса, и меняется по гармоническому закону постоянной амилитудой. Кроме тоге, рассматривается случаи всестороннего растяжения иластинки.

Для установления связи между леформациями и напряжениями, возникающими в пластнике, необходимо знать составляющие так называемой комплексной податливости.

Известно [1], что составляющие комплексной податливости существенно зависят от частоты колебаний и температуры. При этом за счет работы лиссипативных сил происходит выделение тепла. Поэтому для определения температуры получаются ислинейные дифференциальные уравнения параболического типа, содержащие искоторые функции, которые находятся экспериментальным нутем.

Задача решена при условни, что температура на контуре отверстия равна температуре окружающей среды, а на боковой поверхности происходит свободная геплоотдача в окружающую среду по направлению пормали к плоскости пластинки, то есть по направлению оси ос.

Имеет место соотношение $\partial T \partial z = \alpha (T - T)$, гле α — коэффициент теплопередачи. Кроме того, преднолагается, что температура по толщине пластинки не меняется.

1. Одностороннее растяжение. Будем рассматривать деформацию иластинки с аллинтическим отнерстием, которая состоит из вязко-упругого материала. На пластинку лействует растягивающая нагрузка в бесконечности, когорая меняется по гармоническому закону с постоянной амплитудон равной

Будем полагать, что составляющая комплексной податливости $f'(T, \omega)$ мала по сравнению с $f'(T, \omega)$.

Таким образом, для определения напряженного состояния можно воспользоваться решением упругой задачи о растяжении пластинки с эллиптическим отверстием [2].

При решении задачи воспользуемся отображением внешности эллипса на внешность единичного круга [5] эт 1.

Отображение дается формулой

$$= (1.0) R(1 + 3/3) (k > 0, 0 + 3 < 1)$$
(1.0)

Окружности [1] 1 соответствует залинс с центром и начале координат с полуосями $a = R (1 + \beta), b = R (1 - 3).$

В таком случае компоненты напряжения в полярной системе координат будут

$$a_{\mu} = a_{\mu}^{\mu} \cos \omega t, \quad a_{\mu} = -\cos \omega t, \quad a_{\mu} = -\cos \omega t \quad (1.1)$$

где

$$-\frac{z_{v}^{0}(\varphi^{2}-1)}{23}\left[\frac{\varphi^{4}+\frac{9}{2}(\varphi^{2}-1)\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2}}{\varphi^{4}-2^{3}\varphi^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2}}-\frac{(1+z)(\varphi^{4}-\frac{9^{2}}{2})(\varphi^{4}-\frac{9^{2}}{2})}{(\varphi^{4}-2^{3}\varphi^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2})^{2}}\right]$$

$$=^{0}=\frac{y}{28}\left[\frac{(1+23)\varphi^{4}-(1+\beta^{2})\varphi^{2}-3^{2}(23+3)+(z+1)^{2}\cos 2\theta}{\varphi^{4}-29z^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2}}-\frac{(1+\beta)(\varphi^{2}-\frac{9^{2}}{2})(\varphi^{2}-1)}{(\varphi^{4}-29z^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2})^{2}}\right]$$

$$=\frac{(1+\beta)(\varphi^{4}-\frac{9^{2}}{2})(\varphi^{2}-\frac{9^{2}}{2})(\varphi^{2}-\frac{9^{2}}{2})(\varphi^{2}-\frac{1}{2})}{(\varphi^{4}-29z^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2})^{2}}\left[\frac{z^{4}-1}{(\varphi^{4}-29z^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2})}(\varphi^{2}-\frac{1}{2})(\varphi^{2}-\frac{1}{2})}{(\varphi^{4}-29z^{2}\cos 2\theta+\frac{9^{2}}{2})}\right]\sin 2\theta$$

$$(1.2)$$

Связь между компонентами деформации и напряжения возьмем в виде

$$z_{\mu} = \frac{z_{\mu}}{E} + \int_{-\infty}^{1} K(T, t-\tau) z_{\mu}(\tau) d\tau - \frac{z_{\mu}}{E} + \int_{-\infty}^{1} K(T, t-\tau) z_{\mu}(\tau) d\tau$$

$$z_{\mu} = \frac{z_{\mu}}{E} + \int_{-\infty}^{1} K(T, t-\tau) z_{\mu}(\tau) d\tau - \frac{z_{\mu}}{E} + y \int_{-\infty}^{1} K(T, t-\tau) z_{\mu}(\tau) d\tau$$

$$= \frac{2(1+\tau)}{E} z_{\mu} + 2(1+\tau) \int_{-\infty}^{1} K(T, t-\tau) z_{\mu}(\tau) d\tau \quad (1.3)$$

где E — модуль упругости, в у — козффициент Пуассона.

$$\varepsilon = (z_{1}^{0} - z_{1}^{0}) \left| \left| \frac{1}{E} + \operatorname{Re} \int_{0}^{0} K(T, \zeta) e^{-|I|} d\zeta \right| \cos \omega t - \varepsilon$$

4

$$= \left[\operatorname{Im} \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-\pi i \omega t} \right] \sin \omega t$$

$$e_{0} = (\sigma^{0} - v\sigma^{0}) \left\{ \left\| \frac{1}{E} + \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-\pi i \omega t} \right\| \cos \omega t - \left\| \operatorname{Im} \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-\pi i \omega t} d\zeta \right\| \sin \omega t \right\}$$

$$= 2 \left(1 + v \right) = \left\{ \left\| \frac{1}{E} + \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-\pi i \omega t} d\zeta \right\| \cos \omega t - \left\| \operatorname{Im} \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-\pi i \omega \zeta} d\zeta \right\| \sin \omega t \right\}$$

$$= \left\{ \operatorname{Im} \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-\pi i \omega \zeta} d\zeta \right\} \sin \omega t \right\}$$

$$(1.4)$$

Введем комплексную податливость

$$f^{*}(T, w) = \int_{0}^{\infty} K(T, \zeta) e^{-iw\zeta} d\zeta = f'(T, w) - i f''(T, w) =$$
$$= f(T, w) \cos z_{0} - i f(T, w) \sin \gamma_{0}$$
(1.5)

гае 4 .- сдвиг фар между деформацией и напряжением.

Учитыпая (1.5), из (1.4) получаем

$$\varepsilon_{\rho} = \left(\sigma_{\rho}^{0} - v\sigma_{\rho}^{0}\right) \left\{ \left| \frac{1}{E} - f'\left(T, w\right) \right| \cos wt + f''\left(T, w\right) \sin wt \right. \right.$$

$$\varepsilon_{\rho} = \left(\varepsilon_{\rho}^{0} - v\varepsilon_{\rho}^{0}\right) \left\{ \left| \frac{1}{E} + f'\left(T, w\right) \right| \cos wt + f''\left(T, w\right) \sin wt \right. \right. \right.$$

$$\gamma_{\mu\nu} = 2\left(1 + v\right) \gamma_{\mu\nu}^{0} \left| \left| \frac{1}{E} + f'\left(T, w\right) \right| \cos wt + f''\left(T, w\right) \sin wt \right| \quad (1.6)$$

Работа, совершаемая при вязко-упругой деформации, равна

$$W = \int_{-\pi/m}^{\pi/m} z_{\mu} \frac{dz_{\nu}}{dt} dt + \int_{-\pi/m}^{\pi/m} z_{\nu} \frac{dz_{\nu}}{dt} dt + \int_{-\pi/m}^{\pi/m} z_{\nu\mu} \frac{d\Upsilon_{\mu\nu}}{dt} dt \qquad (1.7)$$

Если теперь использовать (1.1), (1.6) и подставить в (1.7), получим

$$W = \pi f^{\pi} \left(T, \infty \right) \left| (z_{i}^{0})^{2} - 2 \varkappa z_{i}^{0} z_{i}^{0} + (z_{3}^{0})^{2} + 2 \left(1 + \gamma \right) (z_{i}^{i} z_{i})^{2} \right|$$
(1.8)

Работа, свершаемая за дин цикл при деформации вязко-упругого тела, позволяет определить интенсивность выделения гепла

$$q = m k W/2\pi \tag{1.9}$$

Здесь k—величина, обратная механическому эквиваленту тепла, л—коэффициент, равный доле механической работы, переходящей в тепло. С целью установления максимального нагрева, будем полагать этот коэффициент постоянным и равным единице.

Для стационарного случая урапнение теплопроводности принимает следующий вид:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial a^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial T}{\partial a} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 T}{\partial a^2} + f(q, n) = z (T - T_q) = 0$$
(1.10)

t le

$$f(p, 0) = \frac{pR^2}{2t^2 - 2\beta p^2 \cos 2\theta + \beta^2} \left\{ 2\beta^2 \left[p^2 - 2\gamma \cos 2\theta - p \left[p - 21 \right]^2 + (1 - \gamma) \left(\gamma - 1 \right) \right] \left(p^2 - \gamma \right) = \gamma \left[\gamma^2 - \gamma \right] \cos 2\theta = 0$$

$$= \frac{(1-\frac{3}{2})(p^{2}-\beta^{2})(p^{4}-\beta^{2})}{(-2\beta p^{2}\cos 2\theta + p^{2})} \left| \left| (1-2\beta)p^{4} - (1-\beta^{2}(2\beta + \beta) - \beta^{2}(2\beta + \beta)) - \frac{1}{p^{4} - 2\beta p^{2}\cos 2\theta - \beta^{2}} \right| \\ = (1-1)^{2} \left| (p^{2}+1) - \frac{2p^{2}(1-\beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2}\cos 2\theta - \beta^{2}} \right| \sin^{2}2\theta \right| 1.11$$

$$= \frac{R^{2}}{p^{4} - 2\beta p^{2}\cos 2\theta - \beta^{2}} \left| \sin^{2}2\theta \right| 1.11$$

$$\frac{1}{2\alpha c} = \frac{R^2}{6} (\rho^4 - 2\frac{3}{2}\rho^2 \cos 2\theta)$$
(1.12)

а-коэффициент теплопроводности, с-теплоемкость.

Граничные условия для температуры 7 примем следующими:

$$T = T_0$$
 npu $p = 1$ (1.13)

техть температура на контуре отверстия равна температуре окружающей среды.

Кроме того, предполагается, что температура на бесконечности ограинчена

Известно [3], но компоненты комплексной податливости и комплексного модуля связаны соотношением

$$f(T, w) = \frac{E(T, w)}{[E'(T, w)]^2 + [E''(T, w)]^2} + [E''(T, w)]^2 + [E''(T, w)]^2 + [E''(T, w)]^2$$
(1.14)

В случае относительно небольшого температурного интервала для $E'(T, \omega)$ и $E''(T, \omega)$ можно воспользоваться линенной аппроксимациен, при этом $E(T, \omega)$ будем считать постоянной

$$E_{-}(T, \omega) = A, \quad E''(T, \omega) = B - CT$$
 (1.15)

6

Кроме того, так как общино $E''(T, \omega) \ll E'(T, \omega)$, го величниой $E''(T, \omega)$ по сравнению с $E'(T, \omega)$ можно пренебречь.

Тогда (1.14) принимает вид

$$f'(T, w) = 1|A, f'(T, w) = (B + CT)/A^2$$
 (1.16)

Подставляя (116) п (110), вводя новую нензвестную функцию

$$(B + CT) A = u(p, \delta) \tag{1.17}$$

получасм

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} = \frac{1}{\frac{\partial u}{\partial \phi}} - \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial u}{\partial \theta^2} - \delta^2 u = F(\phi, \theta) u = \Phi(\phi, \theta) \quad (1.18)$$

гле

$$F(q, b) = \frac{C}{A^2} f(q, b) + \left(\frac{2\beta}{p^4}\cos 2b - \frac{\beta^2}{p^4}\right)$$

(q, b) = $\frac{B(B, CT_0)}{A} \left(1 - \frac{2\beta}{p^2}\cos 2b - \frac{\beta^2}{p^4}\right)$ (1.19)

функция $f(\phi, \theta)$ дается по формуле (1.11). Согласно (1.13) граничные условия для $H(\phi, \theta)$ будут

 $\overline{q}^{*} = 2R^{*}$

 $u = (B - CT_0) A = u_0$ при $\varphi = 1$ (1.20)

и на бесконечности и (p, 0) ограничена.

Решение уравнения (1.18) при граничном условии (1.20) можно свести в решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода

$$u(p_0, \theta_0) = \Psi_{1p_0}, \theta_0) + \int_{0}^{p_0} \int_{0}^{p_0} K^*(p_0, \theta_0; p, \theta) u(p, \theta) gdgd\theta$$
(1.21)

где —

$$\mathcal{K}^{a}(v_{0}, \exists v_{0}; i) = F(a_{i} = 0) \quad (a_{0}, \exists_{0}; i, \exists)$$
(1.22)

$$\Psi\left(\varphi_{0}, |\vartheta_{0}\right) = -n_{0} \int_{0}^{2\pi} \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} G^{*}\left(\varphi_{0}, |\vartheta_{0}\rangle |\varphi, |\vartheta\rangle \right]_{q=1} d\vartheta + \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\pi} G^{*}\left(\varphi_{0}, |\vartheta_{0}\rangle |\varphi, |\vartheta\rangle |\varphi(\varphi, |\vartheta) |\varphi(\varphi) d\vartheta \right]$$

$$(1.23)$$

G^{*} (р_о, Ч.: р. 9) — функция Грина для уравнения (1.18) в случае внешности круга. Эта функция имеет вид

$$G^{*}(\phi_{0}, \theta_{0}; \phi, \theta) = \frac{1}{2\pi} \left[K_{0}(\delta r) \rightarrow \left[V(\phi_{0}, \theta_{0}; \phi, \theta) \right] \\ r = \left[-\frac{1}{2^{2} - 2\rho\rho_{0}\cos(\theta - \theta_{0}) - \phi_{0}} \right]$$
(1.24)

где

$$V(p_0, \hat{u}_0; p, n) = \frac{L(6)}{K_0} K_0(\delta p) + \frac{L(6)}{K_0} K_0(\delta p) + \frac{2}{K_0} \sum_{i=0}^{n} \frac{L(6)}{K_0(\delta p)} K_0(\delta p) (\cos n n^{1/2} - n_0)$$

Используя георему сложения для цилиндрических функций [41, G (0₆; p, и) можно представить в виде

$$G^{*}(\varphi_{0}, \dot{w}_{0}; \varphi, \dot{w}) = \frac{1}{2\pi} \left[W_{n}(\varphi_{0}, \psi) - 2\sum_{n=1}^{\infty} W_{n}(\varphi_{0}, \varphi) \cos n(\psi) - \dot{w}_{0} \right] \quad (1.25)$$

$$W_{n}(\varphi_{0}, \varphi) = \left[I_{n}(\delta\varphi_{0}) K_{n}(\delta) - K_{n}(\delta\varphi_{0}) I_{n}(\delta) \right] \frac{K_{n}(\phi)}{K_{n}(\phi)}, \quad 1 - \varphi_{0} < \varphi$$

$$= \left\{ I_{n}(\delta\varphi) K_{n}(\delta) - K_{n}(\delta\varphi) I_{n}(\delta) \right\} \frac{K_{n}(\delta\varphi_{0})}{K_{n}(\delta)}, \quad \varphi_{0} < \varphi = 1 \quad (1.26)$$

I.(x)—функция Бесселя мнимого аргумента. а К.(x)—функция Макдональда.

Вычисляя интегралы, входящие в формулу (1.23), получаем

$$\Psi_{-}(\rho_{0}, \psi_{0}) = \mu_{0} + \delta^{2}\beta^{2}\mu_{0} \int_{V_{-}}^{W_{-}} (\rho_{0}, \rho) \frac{1}{\sigma} = -2\beta\mu_{0} \Big[\frac{1}{\mu_{0}} - \frac{K_{2}(\delta\rho_{0})}{K_{-}(\delta)} \Big] \cos 2\psi_{0} - (1.27)$$

Для решения интегрального уравнения (1.21), его ядро заменим имрожденным. Разлагаем ядро в длойной ряд Фуры: по ортонормированным системам функций

$$\{\varphi_{k}(q, d) = c_{k}(q-1)\cos k \partial (p^{k+3}, -\varphi_{m}(q, 0)) = c_{m}(q-1)\cos m \partial (p^{m}-1) (1.28)$$

rae

$$= \sqrt{(2p+2)(2p+3)(2p+4)} / (2\pi)$$
 (1.29)

Разложение будет иметь следующий вид:

e

$$K^{*}(p_{0}, \theta_{0}; p, \theta) = \sum_{i=1}^{n} A_{i}^{*}(p_{0}, \theta_{0}) = (p_{i}, \theta_{0}) + (1.30)$$

гле

$$A_{km}^{*} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{w_{0}(p_{0}^{*}-1)}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{(p_{0}^{*}-1)}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dp_{0}dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{(p_{0}^{*}-1)}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dp_{0}dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dp_{0}dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dp_{0}dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dw_{0}} = \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{2\pi}{|p_{0}^{*}|^{2\pi}} \frac{dp_{0}dw_{0}}{dw_{0}} = \frac{2\pi}$$

2.5

$$F(y_{1}, \theta) \cos m\theta \frac{(q-1)}{q} = 0$$

$$= c_k c_m \int_0^{2\pi} \int_1^{\infty} \left\{ \int_1^{\infty} W_{+}(\varphi_0, p) \frac{(\varphi_0 - 1) dp_0}{\psi_0^{k+2}} \right\} F(p, 0) \cos m 0 \frac{(p-1)}{p} dp d0$$
(1.31)

Функция F(р. 0) дается по формуле (1.19). W_k(р_n, р)—по формуле (1.26). Из-за громоздкости явные аыражения для A_{km} не приводим.

После преобразования интегральное уравнение (1.21) принимает вид

$$u(\rho_0, \vartheta_0) = \sum_{k,m=1}^{N} A_{km}^* = (\rho_0, \vartheta_0) \int_{U_1}^{U_1} = (\rho_0, \vartheta_0) u(\rho_0, \vartheta_0) = \Psi(\rho_0, \vartheta_0) \quad (1.32)$$

Решение интегрального уравнения (1.32) имеет следующую форму [5].

$$u(\gamma_0, \theta_0) = \Psi(\alpha, \theta_0) - \frac{1}{\gamma_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{-\Psi}{\gamma_0} \cos \theta_k$$
(1.33)

$$Y_k = \sum_{m=1}^{\infty} A^*_{\lambda m} X_m \tag{1.34}$$

где Ψ(ρ₀, θ₀) дзется формулой (1.27), с_к—формулов (1.29). Постоянные Х_т определяются из линейных систем алгебранческих уравлении

$$X_m = \sum_{m=1}^{\infty} A_m^* X_m = \Phi_m^* (m = 1, 2, ..., N)$$
 (1.35)

где

$$\Phi_{2} = -16\left[\frac{21}{21}\right] \approx \left[\frac{1}{20} - \frac{1}{K_{1}(0)}\right] K_{2}(0) \frac{(p-1)w}{p^{4}}$$

$$\Phi_{m} = 0, \quad m \neq 2$$
(1.36)

Интеграл, входящий в формулу (1.36), вычисляется численным методом

Учитывая (1.17), из (1.33) получаем решения задачи при односторонем растяжении.

2. Всестороннее растяжение. Рассмотрим случай, когда на пластинку действует всесторонняя растягивающая нагрузка, которая меняется по гарменическому закону с постоянной амплитудой, равной 26.

Компоненты напряжения даются формулой (1.1), где

$$= \frac{z^{0}(p^{3} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \left[1 - \frac{(1 + \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta + \beta^{2}} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{4} \cos 2\theta} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta}{p^{4} - 2\beta p^{2} \cos 2\theta} \right]$$

$$= \frac{z^{0}(p^{4} - \beta^{2})}{p^{4} - 2\beta p^{4} - 2\beta p^{4} \cos 2\theta} \left[1 - \frac{(1 - \beta^{2})y^{2} - 2\beta p^{4} \cos 2\theta}{p^{4} - 2\beta p^{4} - 2\beta$$

Решение рассмотренного случая ищется мегодом, излагаемым в § 1. Δ я функции u(p, n) нолучается краевая задача гипа (1.18)—(1.20), лишь ой разницей, то функция l(n, n), ихолящая в формулу (1.19), имеет

$$F'(p, 0) = \left(\frac{2}{\sqrt{2}}\cos 2\theta - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) + \frac{4R^2pC}{A^2\sqrt{4}} \left[\frac{2(p^4 - \beta^2)^2 - (1 + \nu)(p^2 - 1)^2(p^2 - 1)}{p^4 - 29p^2\cos 2\theta + 1}\right]$$

$$\frac{2p^4(1 - \nu)(p^2 - 1)(p^2 - \beta^2)[(1 - \beta^2)(p^4 - 1) - 4\beta^2p^2]}{(p^4 - 2\beta p^2\cos 2\theta + p^2)}\right] \quad (2.2)$$

Окончательное решение задачи при исесторонием растяжении дается вормулам (1.33) и (4.34).

Коэффициенти Фурье А_{дан}, коляш в решение задачи, вычисляются кновании формул (131) и (2.2). Проведены вычисления в случае всероннего растяжения для пластинки с эллиптическим отверстием, относленя полуосей которой равны b/a 1/3, 17, 1/9. Материал является полинаеном.

При вычисления использованы следующие данные [5]:

 $\frac{3}{4} = \frac{12}{3}, \frac{3}{4}, \frac{4}{5}; R = 1, \frac{1}{4} - \frac{3}{3}, \frac{4}{10^{1}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}}, \frac{B}{R} = \frac{3}{87}, \frac{10}{10} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{100}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{100}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{100}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{100}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{100}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10}}{\kappa_{10}} \frac{\kappa_{10$

На основании полученных результатов построены графики. На фиг. 1. 2. ј. показаны графики изменения перепада температуры $v = T - T_u$ в залисимости от р. при различных значениях отношения полуосей эллинса.











Фиг З.

В таблице приведены значения 2 в зависимости от р.

po-1	<u><u><u>8</u> 1/2</u></u>		p 34		3 - 4 5	
	0.01	0.00712	0.07676	0,17102	0.27263	0.21429
0.03	0.01733	0,18470	0.41008	0.41309	0-50450	0.51271
0.05	0.09633	0.23939	0.47687	0,52147	0.60110	0.64868
0.08	0.10733	0.46797	0.89012	1.01108	1.12532	1.25434
0.1	0.19030	0.61095	1,11591	1.41831	1,43319	1.74655
0.2	0.43834	0.81768	1.41587	2.15286	1.82420	2.43363
0.3	0.61926	1.09070	1.54716	2.47440	2.21101	2,95899
0.4	0.63201	1,28311	1.61032	2.44521	2,19013	2.87151
0.5	0 70298	1,14531	1.72337	2.40281	2.11743	2.85109
0.8	0.55843	0.87454	1.60537	2.10429	1.76180	2,49004
t -	0.48146	0.528.0	1.08678	1.71598	1.45783	2,12231
1.5	0.15291	0.21221	0.46135	0.75371	0.22258	1.15584
4	0.00582	0.02271	0.02291	0.12925	0.02626	0.05328

После обобщения результатов можно сделать следующий нывод: сравнительно высокие температуры получаются вдоль большой оси эллицса, при атом с уменьшением отношения bla зона максимального нагрева приближается к контуру отверстия.

Ереван, кин политехнический институт им. К. Маркся

Hocrymusa HI V 1975

Գ. Ә. ՎԵՐՄԻՆՅԱՆ

ԷԼԻՊՏԱԿԱՆ ԱՆՑՔՈՎ ՄԱԾՈՒՑԻԿ-ԱՌԱՉԳԱԿԱՆ ՆՅՈՒԹԻՑ ԹԻԹԵՂՈՒՄ "ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՎԵՐԲԱՏԻՈՆ ԲԵՌԻ ԱՉԳԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Ամփոփում

անցերը հանդական հանդակորումը։ անցերը հերերը բնոնավորումը։ Հիրասի վարու առաջութ ուղղունյամբ ձգող ուժը, որը փափոխվում է շատաա առւն ամայիառւղալով Հարմոնիկ որննքով։

Thomaphiland & hash White of squalp paint ungan fimblichands

անդիթը բուծված է ամն պայմանով որ անցրի որի վրա ջերմաստիչանը Հավաստը է շրջապատող միջավայրի շերմաստիչանին, իսկ ԹիԲեղի չար-Թուրկան վրա տեղի է ունենում աղատ շերմափոխանակություն շրջապատող միչավայրի չետ.

Phydud to Sundardithe, paper unganfi jushih land aquan ghapmid.

12

Таблица 1

DISTRIBUTION OF TEMPERATURE IN A PLATE WITH AN ELLIPTIC HOLE MADE OF VISCO-ELASTIC MATERIAL UNDER THE EFFECT OF VIBRATORY LOAD

G. B. VERMISHIAN

Summary

The loading of an infinite plate with an elliptic hole made of viscoelastic material is examined. The applied load is a tensile stress acting along the minor axis of the ellipse and changing by the harmonic law with a steady amplitude. The case of omnidirectional tension of the plate is considered as well.

The problem is solved on condition that the temperature on the contour of the hole is equal to the ambient temperature, and on the lateral surface a free heat transfer into the surrounding medium takes place.

Calculation is made for the case of omnidirectional tension.

ЛИТЕРАТУРА

- Галин Л. А. О денствии вибрационной нагрузки на полимерные материалы. Изв. АН СССР. Механика, № 6, 1965.
- 2. Мускслишвили II II Пекоторые основные задачи математической теории упругости Изд. «Наука», М., 1966.
- 3. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. Изд. И.А. М. 1963.
- Бейтмен Г. Эрдени .1. Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического цилинара, ортогональные многочлены. Изд. «Наука», М., 1966.
- Верминян Г. Б., Галин .1. А. Кручение вязко-упругото призматического стержия пон действии вибрыционной нагрузки. Изп. АН СССР, М1 Г. № 5. 1972.

13