

УДК 539.376

О НАПРЯЖЕННОМ СОСТОЯНИИ НЕОДНОРОДНО-
СТАРЕЮЩЕГО ВЯЗКОУПРУГОГО КЛИНА, УСИЛЕННОГО
ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ НАКЛАДКОЙ

АКОПЯН В. Н.

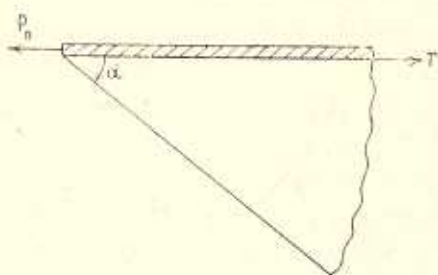
Вопросы контактного взаимодействия упругих массивных тел с тонкостенными элементами представляют интерес и в постановке теории ползучести неоднородно наследственно-стареющих сред. При этом, в частности, по аналогии с известными работами [1—3], представляют интерес задачи контактного взаимодействия полубесконечной накладкой с клиновидным телом, которые изготовлены из неоднородно наследственно-стареющих материалов. Эти задачи были обсуждены в работах [4, 5] в одном частном случае, когда между модулями упругомгновенных деформаций и функциями старения существует зависимость $E_1\varphi_1(t) = E_2\varphi_2(t)$. Вследствие того, что в этом случае операторы по временной и пространственной координатам в определяющем интегро-дифференциальном уравнении разделяются друг от друга, получены их замкнутые решения.

В настоящей работе рассматривается задача контактного взаимодействия клина произвольного угла раствора с полубесконечной накладкой, изготовленных из неоднородно наследственно-стареющих материалов, когда, в общем случае, накладка и клин имеют разные возрасты. Решение задачи сначала сводится к решению интегрально-разностного уравнения, а затем, используя решение соответствующей упругомгновенной задачи, к интегральному уравнению Вольтерра второго рода, допускающему применение метода последовательных приближений.

Отметим, что подобные задачи о контактном взаимодействии стрингера конечной длины с полосой и тонкой цилиндрической оболочки конечной длины с бесконечным цилиндром в постановке теории ползучести ранее рассматривались в [6, 7]. Основная трудность, встречающаяся при решении таких задач, заключается в том, что к ним неприменим принцип соответствия и в их определяющих интегро-дифференциальных уравнениях операторы по временной и пространственной координатам не отделяются друг от друга, что значительно усложняет вопрос построения их эффективных решений. В работах [6, 7] эта трудность преодолевается при помощи метода разделения переменных на основании аппарата полиномов Чебышева, сводящего исходные уравнения к бесконечным системам вольтерровских интег-

ральных уравнений. В настоящей работе указанная трудность преодолевается развитием методики работы [1], основанной на интегральном преобразовании Меллина.

1. Пусть полубесконечная накладка малой толщины h прикреплена к одной грани клиновидной пластинки с углом раствора α , находящейся в условиях обобщенного плоского напряженного состояния; другая грань свободна от напряжений (фиг. 1). Будем считать, что материалы накладки и клина обладают свойствами ползучести, которые характеризуются неоднородностью старения [8]. Обозначим



Фиг. 1

меру ползучести накладки через $C_1(t, \tau)$, постоянный по его длине возраст τ_1 , модуль упругомгновенной деформации — $E_1 = \text{const}$. Соответствующие характеристики для клина обозначим через $C_2(t, \tau)$, τ_2 и $E_2 = \text{const}$ соответственно. Будем также предполагать, что для материала клина коэффициенты поперечного сжатия для упругой деформации $\nu_1(t)$ и деформации ползучести одинаковы и постоянны, то есть $\nu_1(t) = \nu_2(t, \tau) = \text{const}$ [8].

Пусть, далее, в момент времени t , к концу накладки приложена горизонтальная сосредоточенная сила P_0 . Требуется определить закон распределения контактных напряжений $\tau(x, t)$ под накладкой и коэффициент интенсивности этих напряжений в конце накладки. При этом, как обычно [1, 9], накладка будет рассматриваться как одномерный континуум и в зоне контакта нормальные напряжения пренебрегаются.

Перейдем к выводу определяющего уравнения поставленной задачи. С этой целью определим деформации по направлению r накладки и точек грани $\varphi = 0$ вязкоупругого клина. При сделанных предположениях, используя выражения деформации соответствующих упругих задач [2], на основании [8] можем записать:

$$\mathcal{E}_r^{(1)}(r, t) = \frac{1}{E_1 A_3} (1 - L_1) \left[h \int_0^r \tau(r_0, t) dr_0 - P_0 \right] \quad (0 < r < \infty) \quad (1.1)$$

$$\mathcal{E}_r^{(2)}(r, t) = -\frac{1}{E_2} (1 - L_2) \frac{d}{dr} \int_0^r K(r, r_0) \tau(r_0, t) dr_0 \quad (0 < r < \infty) \quad (1.2)$$

Здесь

$$K(r, r_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \left(\frac{r_0}{r}\right)^p \frac{L(p, z)}{p} dp \quad (0 < c < 1)$$

где

$$L(p, \alpha) = \frac{\sin 2p\alpha - p \sin 2\alpha}{\sin^2 p\alpha - p^2 \sin^2 \alpha}$$

Временные же операторы L_i ($i=1, 2$) на произвольную функцию действуют следующим образом:

$$(1 - L_i)\varphi(t) = \varphi(t) - \int_{\tau_0}^t K_i(t + \rho_i, \tau + \rho_i)\varphi(\tau) d\tau$$

$$K_i(t, \tau) = E_i \frac{\partial C_i(t, \tau)}{\partial \tau}; \quad C_i(t, \tau) = \varphi_i(\tau)(1 - \exp(-\gamma(t - \tau)))$$

$$\rho_i = \tau_i - \tau_0 \quad (i=1, 2)$$

Не нарушая общности, можно принять $\rho_1 = 0$ и $\rho_2 = \rho$. Теперь, подставляя выражения деформаций в радиальном направлении из (1.1) и (1.2) в усл. вне контакта

$$\mathcal{E}_1^{(1)}(r, t) = \mathcal{E}_2^{(2)}(r, t) \quad (0 \leq r < \infty) \quad (1.3)$$

получим следующее интегральное уравнение:

$$-\frac{1}{E_2}(1 - L_2) \frac{d}{dr} \int_0^r K(r, r_0) \tau(r_0, t) dr_0 = \frac{1}{E_1 A_1} (1 - L_1) \left[h \int_0^r \tau(r_0, t) dr_0 - P_0 \right] \quad (0 < r < \infty) \quad (1.4)$$

При этом контактные напряжения должны удовлетворять также условию

$$h \int_0^{\infty} \tau(r_0, t) dr_0 = P_0 \quad (1.5)$$

Теперь введем безразмерные величины [1]

$$r = \frac{E_1 A_1}{E_2 h} x; \quad r_0 = \frac{E_1 A_1}{E_2 h} s; \quad \tau \left(\frac{E_1 A_1}{E_2 h} x, t \right) = \frac{P_0 E_2}{E_1 A_1} \tau_0(x, t)$$

Тогда (1.4) и (1.5) примут вид

$$(1 - L_2) \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} K(x, s) \tau_0(s, t) ds + (1 - L_1) \left[\int_0^x \tau_0(s, t) ds - 1 \right] = 0 \quad (1.6)$$

$$\int_0^{\infty} \tau_0(s, t) ds = 1 \quad (1.7)$$

Таким образом, решение поставленной задачи свелось к решению интегро-дифференциального уравнения (1.6) при условии (1.7).

2. Приступим к решению интегро-дифференциального уравнения (1.6) при условии (1.7). С этой целью введем в рассмотрение трансформанту Меллина неизвестных контактных напряжений:

$$T_0(p, t) = \int_0^{\infty} \tau_0(s, t) s^{p-1} ds \quad (2.1)$$

Далее, умножим обе части (1.6) на x^p и проинтегрируем в интервале $0 < x < \infty$. В результате получим разностное функциональное уравнение

$$(1-L_1)T_0(p+2, t) + (p+1)L(p, x)(1-L_2)T_0(p+1, t) = 0 \quad (2.2)$$

а условие (1.7) примет вид

$$T_0(1, t) = 1 \quad (2.3)$$

Очевидно, что при $t = \tau_0$ из (2.2) получим уравнение, которое описывает упругомгновенную задачу. Решение этого уравнения построено в [2] и имеет вид

$$T_0^*(p, \tau_0) = H(p-3/2)U(p-3/2), \quad H(p) = [M(0, x)]^{p+1/2} \frac{\pi(p+1/2)}{\cos p\pi} \quad (2.4)$$

$$U(p) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\Gamma(1/2+p+p_k)\Gamma(1/2-p+t_k)}{\Gamma(1/2-p+p_k)\Gamma(1/2+p+t_k)} \left(\frac{t_k}{p_k}\right)^{2p} \times \\ \times \frac{\Gamma(1/2+p+\bar{p}_k)\Gamma(1/2-p+\bar{t}_k)}{\Gamma(1/2+p+\bar{t}_k)\Gamma(1/2-p+\bar{p}_k)} \left(\frac{\bar{t}_k}{\bar{p}_k}\right)^{2p}, \quad M(p, x) = pL(p, x)$$

Здесь p_k — нули функции $\sin 2px - p \sin 2x$, а t_k — нули функции $\sin^2 px - p^2 \sin^2 x$.

Исходя из (2.4), можем функцию $(p+1)L(p, x)$ представить в следующем виде:

$$(p+1)L(p, x) = \frac{T_0^*(p+2, \tau_0)}{T_0^*(p+1, \tau_0)} \quad (2.5)$$

Подставляя выражение $(p+1)L(p, x)$ в (2.2) и вводя обозначение

$$X(p+1, t) = \frac{T_0^*(p+1, t)}{T_0^*(p+1, \tau_0)}$$

заменим в полученном уравнении $(p+1)$ на p . В результате придем к уравнению

$$(1-L_1)X(p+1, t) - (1-L_2)X(p, t) = 0 \quad (2.6)$$

при условиях

$$X(1, t) = 1; \quad X(p, \tau_0) = 1 \quad (2.7)$$

Отметим, что уравнение (2.6) имеет место в полосе регулярности $a < \operatorname{Re} p < 1$ и функция $X(p, t)$ при $\operatorname{Im} p \rightarrow \infty$ не стремится к нулю. Чтобы решить уравнение (2.6) при помощи двустороннего преобразования Лапласа, как в [1], введем в рассмотрение функцию

$$Y(p, t) = X(p, t) / \cos p\pi$$

Очевидно, что эта функция стремится к нулю при $\operatorname{Im} p \rightarrow \infty$. Кроме того, она регулярна в полосе $1/2 < \operatorname{Re} p < 2$, кроме точки $p = 3/2$, где она имеет простой полюс.

Деля обе части (2.6) на $\cos p\pi$, получим уравнение

$$(1-L_1)Y(p+1, t) + (1-L_2)Y(p, t) = 0 \quad (2.8)$$

а условия (2.7) примут соответственно вид

$$Y(1, t) = -1; \quad Y(p, \tau_0) = 1/\cos p\pi \quad (2.9)$$

Теперь умножим обе части (2.8) на $\exp(pw)$ и проинтегрируем по линии $(c-i\infty, c+i\infty)$ ($1/2 < c < 1$). После некоторых элементарных выкладок получим

$$(1+e^{-w})\bar{Y}(w, t) - \int_{\tau_0}^t [e^{-w}K_1(t, \tau) + K_2(t+\rho, \tau+\rho)] \bar{Y}(w, \tau) d\tau = -2i \exp(w/2) f(t) \quad (2.10)$$

$$\bar{Y}(w, t) = \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} Y(p, t) \exp(pw) dp, \quad f(t) = X(3/2, t) - \int_{\tau_0}^t K_1(t, \tau) X(3/2, \tau) d\tau$$

$$K_i(t, \tau) = E_i [\varphi_i(\tau) - (\varphi_i(\tau) - \varphi_i(\tau+\rho)) \exp(-\tau(t-\tau))] \quad (i=1, 2)$$

Легко показать [8], что интегральное уравнение (2.10) эквивалентно следующему дифференциальному уравнению:

$$\ddot{\bar{Y}}(w, t) + \gamma \left[1 + \frac{\varphi_1(t) \exp(-w) + \varphi_2(t+\rho)}{1 + \exp(-w)} \right] \dot{\bar{Y}}(w, t) = -2i \frac{\exp(w/2)}{1 + \exp(-w)} F(t) \quad (2.11)$$

с начальными условиями

$$\bar{Y}(w, \tau_0) = -2i \frac{e^{3w/2}}{1+e^w}, \quad \dot{\bar{Y}}(w, \tau_0) = -\gamma i [\varphi_1(\tau_0) - \varphi_2(\tau_0+\rho)] \frac{\exp(3w/2)(\exp(w)-1)}{(1-\exp(w))^2} \quad (2.12)$$

Решение уравнения (2.11), которое удовлетворяет начальным условиям (2.12), имеет вид [8]

$$\begin{aligned} \bar{Y}(w, t) = & -2i \frac{\exp(3w/2)}{1 + \exp(w)} \left\{ 1 + \int_{\tau_0}^t dt \int_{\tau_0}^t \exp[-\gamma \psi(t, \tau, w)] F(\tau) d\tau \right\} - \\ & - \gamma i [\varphi_1(\tau_0) - \varphi_2(\tau_0+\rho)] \frac{\exp(3w/2)(\exp(w)-1)}{(1+e^w)^2} \int_{\tau_0}^t \exp[-\gamma \psi(\tau, \tau_0, w)] d\tau \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$F(t) = F_1(t) = \dot{f}(t) + \gamma f(t)$$

$$\psi(t, \tau, w) = \int_{\tau_0}^t \left[1 + \frac{\varphi_1(\xi) + \exp(w)\varphi_2(\xi+\rho)}{1 + \exp(w)} \right] d\xi$$

Далее, при помощи обратного преобразования находим

$$\begin{aligned}
 Y(p, t) = & -\frac{1}{\pi} \int_{\tau_0}^t dt \int_{\tau_0}^t Q_1(t, \tau, p) F_1(\tau) d\tau + 1/\cos(p\pi) - \\
 & - \frac{\gamma}{2\pi} [\varphi_1(\tau_0) - \varphi_2(\tau_0 + \rho)] \int_{\tau_0}^t Q_2(\tau, p) d\tau
 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned}
 Q_1(t, \tau, p) = & \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{3w/2}}{1+e^w} \exp[-\gamma\psi(t, \tau, w)] \exp(-pw) dw = \\
 = & -\frac{\pi}{\cos p\pi} \exp \left[-\gamma(t-\tau_0) - \gamma \int_{\tau_0}^t \varphi_1(\xi) d\xi \right] \cdot {}_1F_1(3/2-p, 1, \gamma\varphi(t, \tau)) \\
 Q_2(t, p) = & \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(3w/2)(\exp(w)-1)}{(1+\exp(w))^2} \exp[-\gamma\psi(t, \tau_0, w)] \exp(-pw) dw = \\
 = & -\frac{\pi}{\cos \pi p} \exp \left[-\gamma(t-\tau_0) - \gamma \int_{\tau_0}^t \varphi_1(\xi) d\xi \right] \left[{}_1F_1(3/2-p, 1, \gamma\varphi(t, \tau_0)) - \right. \\
 & \left. - 2(p-1/2) {}_1F_1(3/2+p, 2, \gamma\varphi(t, \tau_0)) \right] \\
 \varphi(t, \tau) = & \int_{\tau_0}^t [\varphi_1(\xi) - \varphi_2(\xi + \rho)] d\xi
 \end{aligned} \quad (2.15)$$

${}_1F_1(a, b, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [10]. Отметим, что при получении (2.14) и (2.15) была использована формула [10]

$$\int_0^a x^{\nu-1} (a-x)^{\mu-1} e^{\beta x} dx = B(\mu, \nu) a^{\mu+\nu-1} {}_1F_1(\nu, \mu+\nu, \beta a) \quad (\operatorname{Re} \mu > 0, \operatorname{Re} \nu > 0)$$

Перейдем теперь к определению пока еще неизвестной функции $F_1(t)$. С этой целью используем первое условие (2.9), которое даст

$$\int_{\tau_0}^t Q_1(t, \tau, 1) dF_1(\tau) + \frac{\gamma}{2} [\varphi_1(\tau_0) - \varphi_2(\tau_0 + \rho)] Q_2(t, 1) = 0 \quad (2.16)$$

После интегрирования в (2.16) по частям получим

$$F_1(t) - \int_{\tau_0}^t R(t, \tau) F_1(\tau) d\tau = a(t) \quad (2.17)$$

$$R(t, \tau) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial Q_1(t, \tau, 1)}{\partial \tau} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \exp \left[-\gamma(t-\tau) - \gamma \int_{\tau}^t \frac{\varphi_1(\xi) + \varphi_2(\xi + \rho)}{2} d\xi \right] I_0(-\gamma\tau(t, \tau)/2) \right\}$$

$$a(t) = \frac{\gamma}{\pi} \left[\left(1 + \frac{\varphi_1(\tau_0) + \varphi_2(\tau_0 + \rho)}{2} \right) Q_1(t, \tau_0, 1) - \frac{\varphi_1(\tau_0) - \varphi_2(\tau_0 + \rho)}{2} Q_2(t, 1) \right]$$

Следовательно, для определения функции $F_1(t)$ получено обычное интегральное уравнение Вольтерра второго рода (2.17), к которому применим метод последовательных приближений.

Окончательно имеем, что функция $Y(p, t)$ определяется формулой (2.14), где функция $F_1(t)$ — решение интегрального уравнения (2.17). Тогда для трансформанты Меллина неизвестных контактных напряжений получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} T_0(p, t) = T_0(p, \tau_0) \cos(p\pi) Y(p, t) = T_0^*(p, \tau_0) \left\{ 1 + \right. \\ \left. + \int_{\tau_0}^t dt \exp \left[-\gamma(t-\tau) - \gamma \int_{\tau}^t \varphi_1(\xi) d\xi \right] {}_1F_1(3/2-p, 1, \gamma\varphi(t, \tau)) dF_1(\tau) + \right. \\ \left. + \frac{\gamma}{2} [\varphi_1(\tau_0) - \varphi_2(\tau_0 + \rho)] \int_{\tau_0}^t \exp \left[-\gamma(\tau - \tau_0) - \gamma \int_{\tau_0}^{\tau} \varphi_1(\xi) d\xi \right] \times \right. \\ \left. \times [{}_1F_1(3/2-p, 1, \gamma\varphi(\tau, \tau_0)) - (2p-1) {}_1F_1(3/2+p, 2, \gamma\varphi(\tau, \tau_0))] d\tau \right\} \quad (2.18) \end{aligned}$$

Теперь легко найти контактные напряжения при помощи обратного преобразования Меллина

$$\tau_0(x, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} T_0(p, t) x^{-p} dp \quad (2.19)$$

На основании полученного решения можно заключить, что фактор неоднородного старения, и вообще вязкоупругие характеристики контактирующих тел в данном случае существенно влияют на величину контактных напряжений и коэффициент их интенсивности в концевой точке накладки, что подтверждается приводимыми ниже числовыми расчетами.

3. Проведен численный анализ рассматриваемой задачи в случае, когда $\alpha = 1$, то есть когда неоднородно-стареющая вязкоупругая полуплоскость на своей границе усилена тонкой полубесконечной накладкой другого возраста. При этом принято, что функции старения для основания и накладки одинаковы и имеют вид

$$\varphi_1(\tau) = \varphi_2(\tau) = C_0 + A_0/\tau$$

а численные значения физических параметров задачи взяты следующими:

$$E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ МПа}; C_0 = 9 \cdot 10^{-5} \text{ МПа}^{-1}; A_0 = 4.82 \cdot 10^{-4} \text{ сут МПа}^{-1} \\ \gamma = 0,026 \text{ сут}^{-1}$$

Таблица 1

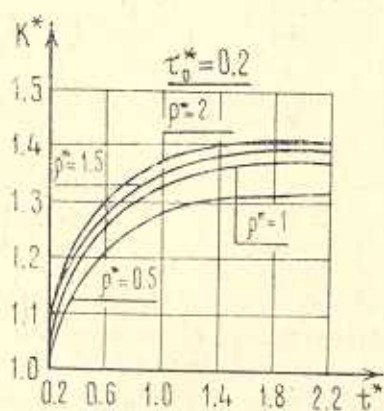
Значения функции $F_1^*(t)$, $\tau_0^* = 0.5$

$\rho^* \backslash t^*$	0.5	0.7	0.9	1.1	1.3
0.5	3.175	3.295	3.295	3.295	3.295
1	3.133	3.292	3.291	3.291	3.291
1.5	3.112	3.290	3.289	3.289	3.289
2	3.10	3.289	3.288	3.288	3.288

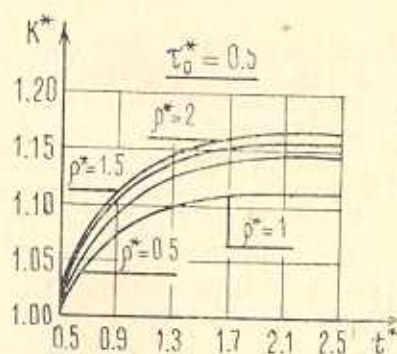
Таблица 2

$\tau_0^* = 0.2$

$\rho^* \backslash t^*$	0.2	0.4	0.6	0.8	1
0.5	3.603	4.012	4.012	4.012	4.012
1	3.529	4.000	3.999	3.999	3.999
1.5	3.498	3.999	3.992	3.992	3.992
2	3.482	3.987	3.987	3.987	3.987



Фиг. 2



Фиг. 3

Полученные числовые результаты приведены в виде табл. 1, 2 и графиков (фиг. 2, 3). В табл. 1 и 2 приведены численные значения вспомогательной функции $F_1^*(t) = F_3(t)/\gamma$ в различные моменты приведенного времени $t^* = \gamma t$ в двух случаях, когда приведенный момент приложения горизонтальной силы $\tau_0^* = \gamma \tau_0$ принимает значения 0,2 и 0,5 при различных значениях относительного возраста полуплос-

кости. Из этих таблиц видно, что в начальные моменты времени $F_1^*(t)$ возрастает до определенной величины и далее остается неизменной. В зависимости от относительного возраста полуплоскости в изменениях функции $F_1^*(t)$ наблюдается обратная картина, то есть с увеличением возраста функция $F_1^*(t)$ уменьшается до определенной величины и далее асимптотически приближается к некоторой прямой, параллельной горизонтальной оси. На графиках (фиг. 2, 3) приведены изменения относительного коэффициента интенсивности контактных напряжений $k^* = k/k_1$ во времени в зависимости от относительного возраста полуплоскости, когда $\tau_0^* = 0,2; 0,5$. При этом k — коэффициент интенсивности контактных напряжений с учетом неоднородной ползучести, а k_1 — этот же коэффициент в случае соответствующей упругомгновенной задачи. Из этих графиков видно, что величина k^* , возрастая во времени, стремится к некоторому асимптотическому значению, и это значение тем больше, чем больше относительный возраст полуплоскости.

Автор благодарит С. М. Мхитаряна за внимание к работе.

ON STRESS STATE OF NONHOMOGENEOUS AGING VISCO-ELASTIC WEDGE REINFORCED BY HALF-INFINITE STRINGER

V. N. HAKOBIAN

ԿԻՍԱՆՆ-ՎԵՐՋ ՎԵՐԱԳԻՐՈՎ ՈՒԹԵՂԱՑՎԱԾ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՐԵՆ
ՍԵՐԱՅՈՂ ԱՌԱՉԳԱՄԱՍՏՈՒՑԻԿ ՍԵՊԻ ԼՍՐՎԱՍՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿԻ ՄԱՍԻՆ

Վ. Ն. ՀԱԿՈԲԻԱՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքում դիտարկվում է անհամասեռ ժառանգականորեն ձերացող նյութից պատրաստված կամայական բացվածքով սեպի և կիսաանվերջ վերադիրի կոնտակտային փոխադրեցության խնդիրը, երբ վերադիրը և սեպը ունեն տարրեր հասանելի: Խնդրի լուծումը սկզբում բերվում է ինտեգրալ տարրերական հավասարման լուծման, իսկ այնուհետև, օգտագործելով համապատասխան առաձգականիմարթային խնդրի լուծումը, վերադիրի երկրորդ սեպի ինտեգրալ հավասարման լուծման, որի նկատմամբ կարելի է կիրառել հարթական մոտափորոշյունների մեթոդը:

ЛИТЕРАТУРА

1. Koiter W. T. On the diffusion of load a stiffener into a sheet.—Quart. Journ. of Mech. and Appl. Math., v. 8, № 2, 1955, p. 164—178.
2. Aiblas J., Kapers W. On the diffusion of load from a stiffener into an infinite wedge-shaped plate.—Appl. Scientific Research, ser. A, v. 15, № 6, 1965—1966, p. 429—439.

3. Пуллер Б. М. Деформация упругого клина, подкрепленного балкой.—ПММ, 1974, т. 38, №5, с. 876—882.
4. Гулян К. Г. Передача нагрузки от полубесконечного стрингера к двум одинаковым клиновидным пластинкам с учетом фактора неоднородного старения.—В сб.: Механика деформируемых тел и конструкций. Ереван: изд.-во АН Арм. ССР, 1985, с. 135—145.
5. Акопян В. Н., Гукасян Г. О., Гулян К. Г. О напряженном состоянии вязкоупругого клина, усиленного тонкими полубесконечными стрингерами. Тезисы докладов 3-й Всес. конф. Смешанные задачи механики деформируемого тела. Харьков: 1985, с. 5.
6. Давтян Э. А., Мхитарян С. М. О двух контактных задачах кручения цилиндров при помощи цилиндрических оболочек с учетом их вязкоупругих свойств.—Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1984, т. 37, №3, с. 3—17.
7. Мирзоян С. Е. О передаче нагрузки от стрингера конечной длины к полосе с учетом их вязкоупругих свойств. В сб.: Исследования по механике твердого деф. тела. Ереван: Изд.-во АН Арм. ССР, 1981, с. 182—187.
8. Арутюнян Н. Х., Колмановский В. Б. Теория ползучести неоднородных тел. М.: Наука, 1983. 336 с.
9. Александров В. М., Мхитарян С. М. Контактные задачи для тел с тонкими покрытиями и прослойками. М.: Наука, 1983. 488 с.
10. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 1110 с.

Институт механики АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
8.X.1987.