

Г. Б. ШАХАЗИЗЯН

НЕСУЩАЯ СПОСОБНОСТЬ УДЛИНЕННОЙ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПАНЕЛИ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ

Рассматривается вопрос несущей способности прямоугольной удлиненной шарнирно опертой по длинным краям гибкой панели с двухсторонними симметричными тонкими усиливающими покрытиями и с начальной погибью, направленной против равномерно распределенной нагрузки $q^*(t)$. Материал покрытий считается упругим, а для среднего слоя имеют место соотношения наследственной теории ползучести Маслова—Арутюняна [1].

Вопросы несущей способности и устойчивости при ползучести исследованы в работах [2—17] и др. Подробная библиография и анализ работ в этой области даны в монографиях [2, 3, 4] и в обзорной статье [8]. Устойчивости бесконечно длинной цилиндрической панели посвящена работа [10]. Поведение металлической арки (балки) с учетом ползучести рассмотрено в статье [5]. В работе [7] исследуется влияние начальных неправильностей в форме оси арки на развитие процесса во времени, учитывается возможность несимметричного деформирования оси.

Исследованию влияния ползучести на устойчивость пологих оболочек посвящена статья [12]. В работе [14] рассмотрена несущая способность круглой трехслойной плиты при ползучести.

§ 1. Общие зависимости. Рассмотрим слой панели единичной ширины (балочная плита), принимая гипотезу плоских сечений

$$z_r = e_x + \kappa_x z \quad (1.1)$$

где e_x — деформация, а κ_x — кривизна средней поверхности панели. Напряжения в крайних слоях определяются формулой

$$\sigma_{x1,2} = \frac{E_1}{1-\nu_1^2} (e_x \pm \kappa_x h) \quad (1.2)$$

В среднем слое, согласно соотношениям [1], имеем

$$\sigma_x(t) = \frac{E_2(t)}{1-\nu^2} [e_x(t) + \kappa_x(t)z] - \int_{z_1}^z \frac{E_2(\tau)}{1-\nu^2} [e_x(\tau) + \kappa_x(\tau)z] R(t, \tau) d\tau \quad (1.3)$$

где

$$R(t, \tau) = \chi(\tau) - \tau \left[\frac{E_2(\tau)}{E_2(\tau)} - \frac{D(\tau)}{E_2(\tau)} \int_0^\tau E_2(y) e^{-\int_0^y \chi(\tau) d\tau} dy \right] \quad (1.4)$$

Резольвента ядра ползучести —

$$K(t, \tau) = -E_2(\tau) \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{1}{E_2(\tau)} + \varphi(\tau) [1 - e^{-\chi(\tau)}] \right\} \quad (1.5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \chi(\tau) &= \gamma [1 + \varphi(\tau) E_2(\tau)], & D(\tau) &= \chi'(\tau) + \chi(\tau) [\chi(\tau) - \tau] \\ \varphi(\tau) &= C_0 + \frac{A_1}{\tau}, & E_2(\tau) &= E_0 (1 - \beta e^{-\tau}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Для старого материала $\varphi(\tau) = C_0$, $E_2(\tau) = E_0$. Будем иметь

$$R(t, \tau) = \chi e^{-\chi(t-\tau)}, \quad \chi = \gamma E_0 C_0, \quad \tau_1 = \gamma (1 + E_0 C_0) \quad (1.7)$$

Из статических условий имеем

$$\begin{aligned} N_x &= (\tau_{x_1} + \tau_{x_2}) \Delta h + \int_{-h}^h \tau_x dz \\ M_x &= (\tau_{x_1} - \tau_{x_2}) \Delta h + \int_{-h}^h \tau_x z dz \end{aligned} \quad (1.8)$$

Используя выражения напряжений в слоях (1.2), (1.3), из (1.8) получаем

$$\begin{aligned} N_x(t) &= H \left\{ [E_2^*(t) + \mu E_1^*] \varepsilon_x(t) - \int_0^t [E_2^*(\tau) \varepsilon_x(\tau) R(t, \tau) d\tau] \right\} \\ M_x(t) &= J \left\{ [E_2^*(t) + 3\mu E_1^*] \varepsilon_x(t) - \int_0^t [E_2^*(\tau) \varepsilon_x(\tau) R(t, \tau) d\tau] \right\} \end{aligned} \quad (1.9)$$

где

$$E_2^*(t) = \frac{E_2(t)}{1-\nu^2}, \quad E_1^* = \frac{E_1}{1-\nu_1^2}, \quad \mu = \frac{\Delta}{h}, \quad H = 2h, \quad J = \frac{2h^3}{3} \quad (1.10)$$

Между компонентами перемещения и деформациями срединной поверхности панели имеются зависимости

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial w_*}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial w_0}{\partial x} \right)^2 \right], \quad \varepsilon_x = - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (1.11)$$

Здесь $w_0(x)$ — начальная заданная погибь,

$w(x, t)$ — прогиб от воздействия внешних сил, а

$$w_*(x, t) = w_0(x) + w(x, t)$$

§ 2. Вариационное уравнение задачи. Согласно принципу возможных перемещений имеем

$$\int_0^l [N_*(t) \delta e_x(t) + M_*(t) \delta \kappa_x(t)] dx - \int_0^l q^*(t) \delta zw(t) dx = 0 \quad (2.1)$$

Подставляя соотношения (1.11) в (2.1), интегрируя по частям и учитывая граничные условия

$$M_* = 0; \delta u = 0; \delta w = 0 \text{ при } x = 0 \text{ и } x = l \quad (2.2)$$

получаем вариационное уравнение

$$\int_0^l \left[\frac{\partial^2 M_*(t)}{\partial x^2} + N_*(t) \frac{\partial^2 w_*(t)}{\partial x^2} - q^*(t) \right] \delta w(t) dx = 0 \quad (2.3)$$

Положим

$$w_0(x) = -f_0 \sin \frac{\pi x}{l} \quad w(x, t) = f(t) \sin \frac{\pi x}{l} \quad (2.4)$$

где f_0 — заданная начальная стрела прогиба, а $f(t)$ — неизвестный, изменяющийся во времени прогиб в середине панели.

Внося (1.9) и (2.4) в (2.3), интегрируя и вводя обозначения

$$\xi_0 = \frac{f_0}{H}, \quad \xi(t) = \frac{f(t)}{H}, \quad E(t) = \frac{E_2(t)}{E_1}, \quad q(t) = \frac{q^*(t)}{E_1} \frac{48}{\pi^3} \left(\frac{l}{H} \right)^3 \quad (2.5)$$

получим нелинейное интегральное соотношение относительно $\xi(t)$

$$[E(t) + 3\mu] \xi(t) + 3[E(t) + \mu][\xi^2(t) - 2\xi_0 \xi(t) + 2\xi_0^2(t)] - q(t) = \\ = \int_{\xi_0}^{\xi} E(\tau) \xi(\tau) R(t, \tau) d\tau + 3[\xi(t) - \xi_0] \int_{\xi_0}^{\xi} E(\tau) [\xi^2(\tau) - 2\xi_0 \xi(\tau)] R(t, \tau) d\tau \quad (2.6)$$

Уравнение (2.6) сводится к системе из двух нелинейных интегральных уравнений типа Вольтерра относительно функций $\xi(t)$ и $\psi(t)$

$$[E(t) + 3\mu] \xi(t) + 3[\xi(t) - \xi_0] \psi(t) - \int_{\xi_0}^{\xi} E(\tau) \xi(\tau) R(t, \tau) d\tau = q(t) \quad (2.7)$$

$$[E(t) + \mu][\xi^2(t) - 2\xi_0 \xi(t)] - \int_{\xi_0}^{\xi} E(\tau) [\xi^2(\tau) - 2\xi_0 \xi(\tau)] R(t, \tau) d\tau = \psi(t)$$

Подставляя выражение $R(t, \tau)$ из (1.4) в (2.7), после некоторых преобразований получим

$$[E(t) + 3\mu] \xi(t) + 3[\xi(t) - \xi_0] \psi(t) - \int_{\tau_0}^t E(\tau) \xi(\tau) \left[\gamma(\tau) - \gamma + \frac{E'(\tau)}{E(\tau)} \right] d\tau + \\ + \int_{\tau_0}^t D(\tau) \xi(\tau) e^{\int_{\tau_0}^{\tau} \gamma(x) dx} d\tau - \int_{\tau_0}^t E(y) e^{-\int_{\tau_0}^y \gamma(x) dx} dy = q(t) \quad (2.8)$$

$$[E(t) + \mu][\xi^2(t) - 2\xi_0 \xi(t)] - \int_{\tau_0}^t E(\tau) [\xi^2(\tau) - 2\xi_0 \xi(\tau)] \left[\gamma(\tau) - \gamma + \right. \\ \left. + \frac{E'(\tau)}{E(\tau)} \right] d\tau + \int_{\tau_0}^t D(\tau) [\xi^2(\tau) - 2\xi_0 \xi(\tau)] e^{\int_{\tau_0}^{\tau} \gamma(x) dx} d\tau - \int_{\tau_0}^t E(y) e^{-\int_{\tau_0}^y \gamma(x) dx} dy = \psi(t)$$

Применяя к (2.8) формулу Дирихле о преобразовании двукратного интеграла, дифференцируя по t и обозначая $\xi = v$, $\psi = \omega$, получим

$$[E + 3(\mu + \psi)]v + 3(\xi - \xi_0)\omega - E(\gamma - \gamma)\xi + Ee^{-\int_{\tau_0}^t \gamma dx} \int_{\tau_0}^t D\xi e^{\int_{\tau_0}^{\tau} \gamma dx} d\tau = q \\ 2(E + \mu)(\xi - \xi_0)v + E(\gamma - \gamma)(\xi^2 - 2\xi_0\xi) + \\ + Ee^{-\int_{\tau_0}^t \gamma dx} \int_{\tau_0}^t D(\xi^2 - 2\xi_0\xi) e^{\int_{\tau_0}^{\tau} \gamma dx} d\tau = \omega \quad (2.9)$$

Умножая обе части уравнений (2.9) на $e^{\int_{\tau_0}^t \gamma dx}$, дифференцируя по t и производя необходимые выкладки, приходим к системе из четырех дифференциальных уравнений первого порядка с переменными коэффициентами

$$\begin{cases} \dot{\xi} = v, & v = \frac{a(\xi, t)v^2 + b(\xi, \psi, \omega, t)v + c(t)}{d(\xi, \psi, t)} \\ \dot{\psi} = \omega, & \omega = \frac{a_1(\psi, t)v^2 + b_1(\xi, \psi, \omega, t)v + c_1(\xi, t)}{d(\xi, \psi, t)} - m(t)\omega \end{cases} \quad (2.10)$$

Здесь введены обозначения

$$a(\xi, t) = 6(E + \mu)(\xi_0 - \xi); \quad c(t) = q + m(t)q; \quad m(t) = \gamma - \frac{E'}{E}$$

$$b(\xi, \psi, \omega, t) = -[\gamma E + 6(\gamma E + \mu m)(\xi_0 - \xi)^2 + 3m(\mu + \psi) + 6\omega] \quad (2.11)$$

$$d(\xi, \psi, t) = E + 3(\mu + \psi) + 6(E + \mu)(\xi_0 - \xi)^2$$

$$a_1(\psi, t) = 2(E + \mu)[E + 3(\mu + \psi)]; \quad c_1(\xi, t) = -2(E + \mu)(\xi_0 - \xi)c(t)$$

$$b_1(\xi, \psi, \omega, t) = 2[E(2\mu + 3\psi)(m - \gamma) + 6(E + \mu)\omega](\xi_0 - \xi)$$

Принимая $t = \tau_1$, из (2.7) и (2.9) получим начальные условия системы дифференциальных уравнений (2.10)

$$[E(\tau_1) + 3\mu]\xi_1 + 3[E(\tau_1) + \mu](\xi_1^3 - 3\xi_0\xi_1^2 + 2\xi_0^2\xi_1) = q(\tau_1)$$

$$\psi(\tau_1) = [E(\tau_1) + \mu](\xi_1^2 - 2\xi_0\xi_1) \quad (2.12)$$

$$v(\tau_1) = \frac{q(\tau_1) + E(\tau_1)[\eta(\tau_1) - \gamma](\xi_1 + 3(\xi_1^3 - 3\xi_0\xi_1^2 + 2\xi_0^2\xi_1))}{E(\tau_1) + 3\mu + 3[E(\tau_1) + \mu](3\xi_1^3 - 6\xi_0\xi_1^2 + 2\xi_0^2)}$$

$$\omega(\tau_1) = 2[E(\tau_1) + \mu](\xi_1 - \xi_0)v(\tau_1) - E(\tau_1)[\eta(\tau_1) - \gamma](\xi_1^2 - 2\xi_0\xi_1)$$

где $\xi_1 = \xi(\tau_1)$ — действительный наименьший корень первого уравнения начальных условий (2.12).

§ 3. Критическое время панели. За критерий исчерпания несущей способности панели принимаем условие безграничного возрастания скорости прогиба ($v \rightarrow \infty$) [6, 8, 14]. Соответствующий момент времени $t = T$ при данной нагрузке q называется критическим временем панели.

Определим значение $q = q_0$, при котором потеря несущей способности (хлопок) происходит в начальный момент $T = \tau_1$. Приравнивая нулю знаменатель $v(\tau_1)$ из (2.12), получим соответствующее значение относительного прогиба:

$$\xi_{10} = \xi_0 - \frac{1}{3} \sqrt{\xi_0^2 - 16} \quad (3.1)$$

где

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{E(\tau_1) + 3\mu}{3[E(\tau_1) + \mu]}} \quad (3.2)$$

Из формулы (3.1) следует, что для явления «хлопка» необходимо условие $\xi_0 > \xi_{10}$, в противном случае прогиб будет меняться монотонно со временем. Подставляя значение ξ_{10} из (3.1) в первое уравнение (2.12), находим значение критической нагрузки мгновенной несущей способности, при котором хлопок происходит в начальный момент $T = \tau_1$

$$q_0 = [E(\tau_1) + 3\mu]\xi_{10}^3 + 3[E(\tau_1) + \mu](\xi_{10}^3 - 3\xi_0\xi_{10}^2 + 2\xi_0^2\xi_{10}) \quad (3.3)$$

В дальнейшем индексом * обозначим значения величин, соответствующих времени $t \rightarrow \infty$. Предельным переходом при $t \rightarrow \infty$ из (2.7) и (2.9), учитывая (1.7), получим

$$\left(E_* + 3\mu - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}\right) \xi_* + 3 \left(E_* + \mu - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}\right) (\xi_*^3 - 3\xi_0^2 \xi_* + 2\xi_0^2 \xi_{*0}) = q_* \quad (3.4)$$

$$v_* = \frac{q_*}{E_* + 3\mu + 3(E_* + \mu)(3\xi_*^2 - 6\xi_0^2 \xi_* + 2\xi_0^2)} - 3 \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}} (\xi_*^2 - 2\xi_0^2 \xi_*) \quad (3.5)$$

Приравняв нулю знаменатель v_* , находим значение ξ_{*0} , при котором возможен хлопок

$$\xi_{*0} = \xi_0 - \sqrt{\xi_0^2 - \eta_1^2} \quad (3.6)$$

где

$$\eta_1 = \sqrt{\frac{E_* + \mu - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}}{3(E_* + \mu) - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}}}, \quad \eta_2 = \sqrt{\frac{E_* + 3\mu}{3 \left(E_* + \mu - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}\right)}} \quad (3.7)$$

Очевидно, для возможности хлопка при $t \rightarrow \infty$ необходимо условие $\xi_* > 0$. Подставляя значение ξ_{*0} из (3.6) в (3.4), находим значение критической нагрузки длительной несущей способности q_{*0} , при котором хлопок может «происходить» в бесконечности ($t \rightarrow \infty$)

$$q_{*0} = \left(E_* + 3\mu - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}\right) \xi_{*0} + 3 \left(E_* + \mu - \frac{\lambda E_*}{\gamma_{1*}}\right) (\xi_0^3 - 3\xi_0^2 \xi_{*0} + 2\xi_0^2 \xi_{*0}) \quad (3.8)$$

При $q < q_*$, как следует из формул (3.4), (3.5), скорость прогиба панели в течение времени затухает (на фиг. 2 кривая — 0.7 q_*). Значение q_{*0} , определяемое по формуле (3.8), будет верхним значением «безопасной» нагрузки, которое и определяет длительную несущую способность панели. Для каждого значения q , находящегося между q_* и q_{*0} , существует критическое время T , при котором происходит «хлопок».

§ 4. Задача релаксации. Можно поставить обратную задачу. Определить закон изменения $q(t)$, при котором прогиб панели остается постоянным во времени $\omega(x, t) = \omega(x, \tau) = \text{const}$.

Принимая в (2.7) $\xi(t) = \xi(\tau) = \xi_1 = \text{const}$, значение которого для приложенной нагрузки $q(\tau)$ определяется из первого уравнения начальных условий (2.12), получим

$$q(t) = [E(t) + 3\mu] \xi_1 + 3 [E(t) + \mu] (\xi_1^3 - 3\xi_0^2 \xi_1 + 2\xi_0^2 \xi_1) - \\ - [\xi_1 + 3(\xi_1^3 - 3\xi_0^2 \xi_1 + 2\xi_0^2 \xi_1)] \int E(\tau) R(t, \tau) d\tau \quad (4.1)$$

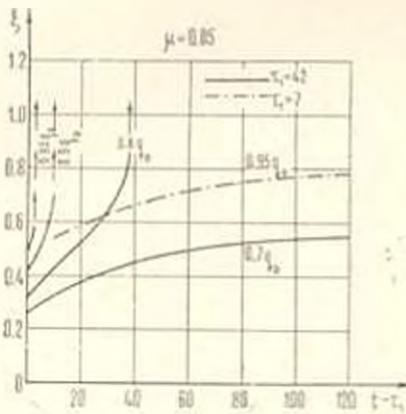
Отсюда

$$\frac{q(t)}{q(\tau_1)} = 1 - F(t) \int_{\tau_1}^t E(\tau) R(t, \tau) d\tau \quad (4.2)$$

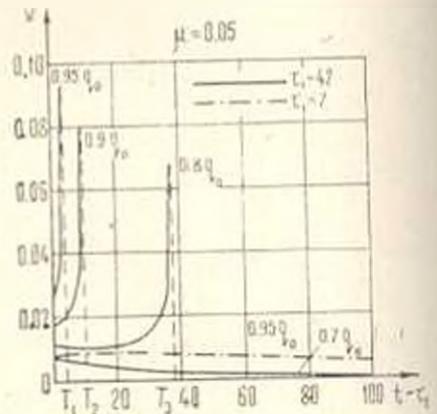
где обозначено

$$F(t) = \frac{E_1 + 3(\tau_1^2 - 3\xi_0 \tau_1^2 + 2\xi_0^2 + 2\xi_0 \tau_1)}{[E'(t) - 3\mu]\tau_1 + 3[E(t) - \mu](\tau_1^2 - 3\xi_0 \tau_1^2 + 2\xi_0^2)} \quad (4.3)$$

Из выражения (4.2) следует, что $q(t)$ — монотонно убывающая функция.



Фиг. 1.



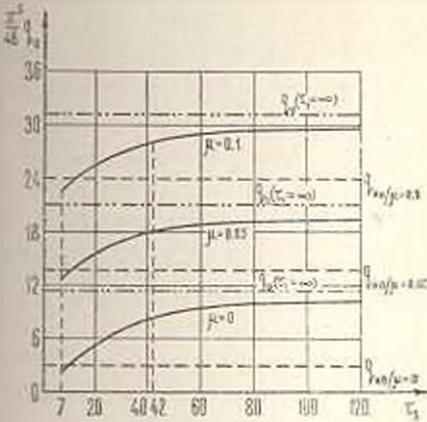
Фиг. 2.

§ 5. Численный пример и основные выводы. В качестве примера возьмем железобетонную панель под действием равномерно распределенной постоянной нагрузки $q(t) = q = \text{const}$ при значениях параметров $E_1 = 2 \cdot 10^9 \text{ кг/см}^2$, $E_0 = 2 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$, $C_0 = 0.9 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{кг}$, $\alpha = 0.03 \frac{1}{\text{день}}$, $\beta = 1$, $\gamma = 0.026 \frac{1}{\text{день}}$, $\nu_1 = \nu = 0.3$; $\xi_0 = 1$.

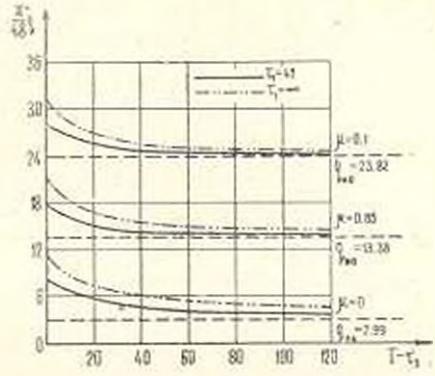
На основании численного интегрирования системы дифференциальных уравнений (2.10) с начальными условиями (2.12), а также уравнения (4.2), произведенного на ЭВМ «ЕС-1020» построены графики $\xi(t)$ и $\varphi(t)$ от момента τ , до T (фиг. 1, 2). Для разных значений μ на фиг. 3, 4 изображены зависимости $q_0(\tau_1)$ и q от T для случаев $\tau_1 = 42$, $\tau_1 = \infty$. На фиг. 5 представлены кривые релаксации (4.2) для различных μ и τ_1 , когда $q(\tau_1) = 0.9 q_0$.

Из фиг. 4 заключаем, что с увеличением относительной толщины усилительных слоев μ увеличиваются q_0 , q_{00} и $\frac{q_{00}}{q_0}$.

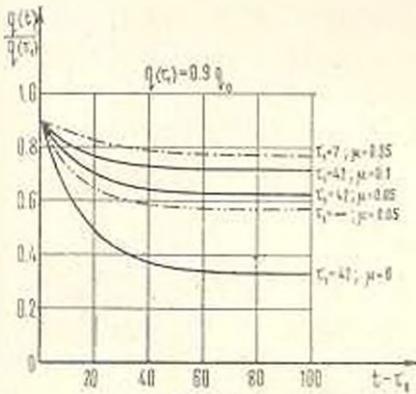
Ս увеличением возраста бетона τ_1 увеличивается q_0 (фиг. 3).



Фиг. 3.



Фиг. 4.



Фиг. 5.

При постоянном прогибе (задача релаксации) отношение $\frac{q(t)}{q(\tau_1)}$ (фиг. 5) уменьшается с увеличением τ_1 и уменьшением μ .

Երևանский политехнический институт им. К. Маркса

Поступила 1 XII 1978

Հ. Բ. ՇՍ.ԸԱԶԻՉՅԱՆ

ԵՐԿՈՐԱՑՎԱՆ ԵՌԱՇԵՐՏ ՊԻՆՆԵԼԻ ԿՐԹՎՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՍՈՎՐԵ ԳԻՊՔՈՒՄ

Ս. մ. փ. ո. փ. ս. լ. մ.

Հողվածում բերվում է հալասարաշափ բաշխված բեռին հակառակ ուղղված սկզբնական ձկվածքով երկարացված հոաշերտ պաննելի կրողու- նակության խնդիրը:

Արտարին շերտերի նյութը բնղանվում է ասոձղական, իսկ միջին շերտի համար հաշվի է առնվում սոզքը ըստ Մասլով-Հարությունյանի ժառանգական տեսության:

Հնարավոր անդափոխումների սկզբունքի հիման վրա կազմված է խնդրի վարիացիոն հավասարումը, որը բերվում է վոլտերի տիպի ոչ-գծային ինտեգրալ հավասարումների սխեմով, որից ստացվում է առաջին կարգի փոփոխական դորժակիցներով շորս դիֆերենցիալ հավասարումներից կազմված սխեմներ:

Երկաթբետոնե պանելի օրինակի վրա ուժեղացնող շերտերի հարաբերական հաստության և բետոնի տարիքի աարբեր արժեքների դեպքում գիֆերենցիալ հավասարումների սխեմով թվային ինտեգրման արդյունքները ներկայացված են պրաֆիկների միջոցով:

Պանելի ակնթարթային և երկարատև կրողունակության գնդերում, հավասարաչափ բաշխված բեռի ինտենսիվության որոշման համար ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ:

CARRYING CAPACITY OF A LENGTHENED THREE-SHEET PANEL UNDER CREEP

H. B. SHAHAZIAN

S u m m a r y

The problem on carrying capacity of a rectangular lengthened three-sheet panel with an initial deflection directed against a uniformly distributed load is considered. The material of the external sheets is elastic while for the medim sheet, creep is taken into account in terms of the hereditary Maslov-Arutiunian theory.

On the basis of the possible displacement principle a variational equation of the problem is derived, which is reduced to a system of non-linear integral equations of the Volterra type, whereof a system of four differential equations with variable coefficients of the first order is obtained.

The results of numerical integration of the system of differential equations for the case of a ferro-concrete panel at various values of relative thickness of strengthening sheets and age of the concrete are shown in diagrams. Some analytical expressions are obtained to determine the critical load of the instantaneous and continuous carrying capacity of the panel.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян Н. X. Некоторые вопросы теории ползучести. ГИТТЛ, М., 1952.
2. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкции. «Наука», М., 1966.
3. Работнов Ю. Н. Элементы наследственной механики твердых тел. «Наука», М., 1977.
4. Хофф Н. Продольный изгиб и устойчивость. ИЛ, М., 1955.

5. *Plan T. H. H.* Creep buckling of curved beam under lateral loading. Proc. 3rd. U. S. Nat. Congr. Appl. Mech. N. Y., 1958.
6. *Работнов Ю. Н.* и *Шестериков С. А.* Устойчивость стержней и пластинок в условиях ползучести. ПММ, 1957, т. 21, вып. 3.
7. *Шестериков С. А., Кашелкин В. В., Сергеев М. В.* Устойчивость пологих арок. «Деформирование и разрушение твердых тел». Изд-во МГУ, 1977.
8. *Киршин А. М.* Устойчивость цилиндрических оболочек при ползучести. «Строительная механика и расчет сооружений», 1970, № 3.
9. *Кюшников В. Д.* О зависимости критических нагрузок от истории нагружения тригонометрических пластин. «Механика деформируемых тел и конструкций». Сб. статей АН СССР, М., «Машиностроение», 1975.
10. *Шелепенко В. Н.* Устойчивость бесконечно длинной цилиндрической панели, защемленной по краю. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 6.
11. *Кашелкин В. В.* Устойчивость арки при ползучести. «Научные труды Института механики», изд-во МГУ, 1973, № 23.
12. *Махлова Н. А., Михеева Н. Р., Пиракпашич П. Е.* О влиянии ползучести на устойчивость гибких оболочек, применяемых в качестве элементов строительных конструкций. Тр. VII Всесоюзной конференции по теории оболочек и пластин. М., «Наука», 1970.
13. *Залож М. А.* Смешанное вариационное уравнение нелинейного ползучего тела и задача выпучивания призматического стержня. Изв. АН Арм. ССР, «Механика», 1968, т. 21, № 2.
14. *Залож М. А., Шахазизян Г. Б.* О несущей способности круглой трехлопной плиты при ползучести. Изв. АН Арм. ССР, «Механика», 1978, т. 31, № 6.
15. *Терезилов И. Г.* Изгиб и устойчивость тонких пластин и оболочек при ползучести. М., «Наука», 1969.
16. *Поталов В. Д.* О критерии устойчивости при ползучести. «Прикл. механика», 1973, т. 8, вып. 9.
17. *Вольмир А. С.* Устойчивость деформируемых систем. М., «Наука», 1967.
18. *Залож М. А.* Применение вариационных методов теории ползучести при расчете железобетонных элементов. Изв. АН Арм. ССР, сер. техн. наук, 1975, т. 28, № 3.