

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

В. Г. САРКИСЯН, А. С. ХАЧИКЯН

ПЛОСКОЕ ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ  
 ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НАПРЯЖЕННОГО АРМИРОВАННОГО  
 ПРЯМОУГОЛЬНИКА

Рассматривается плоское деформированное состояние упругого тела с предварительно напряженным тонкостенным гибким включением. Сцепление гибкого включения и упругим телом принимается полным. Получено условие, связывающее величину предварительного напряжения с предельными значениями деформаций и напряжений упругого тела на включении.

Решение рассматриваемой задачи для упругого прямоугольника и бесконечной полосы привели к квази-явные регулярным бесконечным системам линейных алгебраических уравнений. Проведены вычисления для прямоугольника с одним симметричным включением и определено распределение напряжений, обусловленное предварительным натяжением включения.

Аналогичным задачам, связанным с совместной работой арматуры и бетона, при различных предположениях и с использованием экспериментально полученных соотношений, посвящены работы [1-4] и др.

1. Рассмотрим плоское деформированное состояние упругого тела с тонкостенным гибким предварительно напряженным включением. Следуя Мелану [5], будем рассматривать включение как одномерную среду, сопротивляющуюся только растяжению-сжатию.

Пусть включение было подвергнуто предварительному натяжению, после чего было приведено в контакт с упругим телом и полностью сцеплено с ним тем или иным способом. Определение напряженно-деформированного состояния упругого тела после снятия внешних сил, осуществляющих предварительное напряжение включения, является нашей задачей.

Если предварительная деформация включения равна  $\varepsilon_0$ , окончательная деформация —  $\varepsilon_1$ , предельное значение деформации упругого тела на включении —  $\frac{d\varepsilon}{dy}$ , то

$$\varepsilon_1 = (1 - \varepsilon_0) \frac{d\varepsilon}{dy} + \varepsilon_0. \quad (1.1)$$

При этом деформации включения могут быть большими по сравнению с деформациями упругого тела, которые считаются малыми.

Согласно приближению, принятому Меланом [5], [6],

$$\varepsilon_1 = k' T, \quad k' = \frac{1 - \varepsilon_1^0}{h_1 E_1}, \quad (1.2)$$

где  $T$  — натяжение включения, а  $E_1$ ,  $h_1$ ,  $\nu_1$  — модуль упругости, толщина и коэффициент Пуассона включения соответственно.

Подставляя (1.2) в (1.1), получим

$$\frac{dv}{dy} = \frac{k'T}{1+\nu_0} = \frac{\varepsilon_0}{1+\nu_0} \quad (1.3)$$

2. Рассмотрим плоское деформированное состояние прямоугольника при наличии в нем одного тонкого предварительно напряженного симметричного включения (рис. 1). Примем для простоты, что прямо-

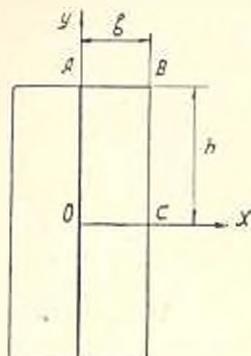


Рис. 1

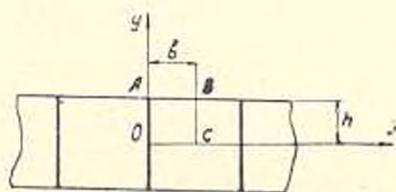


Рис. 2

угольник не подвергнут воздействию внешних усилий. В силу симметрии можно рассматривать элемент прямоугольника OABC. На границах рассматриваемой области должны удовлетворяться условия:

$$\tau_{xy}(x, h) = \tau_{xy}(x, 0) = \tau_{xy}(b, y) = 0; \quad (2.1)$$

$$v(x, 0) = u(0, y) = 0;$$

$$\sigma_y(x, h) = \sigma_x(b, y) = 0; \quad (2.2)$$

$$\frac{dv}{dy} \Big|_{y=0} = \tau_{xy} \Big|_{y=0} = \tau_0$$

где

$$\tau_0 = \frac{\varepsilon_0}{1+\nu_0}; \quad \sigma_0 = \frac{\varepsilon_0}{\nu_0}; \quad T = \int_y^b \tau_{xy} dy \quad (2.3)$$

Представим функцию напряжений в виде

$$\begin{aligned} \Phi(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} [A_k \operatorname{ch} \alpha_k y + B_k \operatorname{sh} \alpha_k y + \alpha_k y (C_k \operatorname{ch} \alpha_k y + D_k \operatorname{sh} \alpha_k y)] \cos \alpha_k x + \\ + \sum_{k=1}^{\infty} [E_k \operatorname{ch} \beta_k x + F_k \operatorname{sh} \beta_k x + \beta_k x (G_k \operatorname{ch} \beta_k x + H_k \operatorname{sh} \beta_k x)] \cos \beta_k y + t_1 x^2 + t_2 y^2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где

$$\alpha_k = \frac{k\pi}{b}; \quad \beta_k = \frac{k\pi}{h}$$

Напряжения и перемещения определяются через бигармоническую функцию Эри по известным формулам:

$$\tau_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}; \quad \tau_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}; \quad \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}; \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} Eu &= \int \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} dx = \nu \frac{\partial \Phi}{\partial x} + u_0 - \omega y; \\ Ev &= \int \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} dy = \nu \frac{\partial \Phi}{\partial y} + v_0 + \omega x. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Для общности изложения и (2.4) и (2.6) не использована симметрия рассматриваемой задачи.

Удовлетворяя условиям (2.1), получим соотношения:

$$(A_k + D_k) \operatorname{sh} z_k h - z_k h (C_k \operatorname{sh} z_k h + D_k \operatorname{ch} z_k h) = 0;$$

$$B_k = -C_k = \frac{b \omega}{z_k} \cdot \frac{(-1)^k - 1}{z^2 k^2};$$

$$(E_k + H_k) \operatorname{sh} \beta_k b + (F_k + G_k) \operatorname{ch} \beta_k b - \beta_k b (G_k \operatorname{sh} \beta_k b + H_k \operatorname{ch} \beta_k b) = 0; \quad (2.7)$$

$$(1 + \nu) F_k - (1 - \nu) G_k = -\frac{2h \omega}{\beta_k} \cdot \frac{(-1)^k - 1}{z^2 k^2}.$$

Удовлетворяя условиям (2.2) и (2.3), приходим к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} X_p &= \sum_{k=1}^{\infty} \left( b_{pk}^{(1)} - \frac{B_p \alpha_2}{\sqrt{p} k^{3/2}} \right) \frac{Z_k}{M_k} + \frac{B_p \alpha_1}{\sqrt{p}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k Y_k}{k^{3/2} N_k} - \frac{B_p^{(2)}}{N_p} Y_p - \frac{B_p}{\sqrt{p}}; \\ Y_p &= \sum_{k=1}^{\infty} \left( C_{pk}^{(1)} - \frac{2C_p \alpha_2}{\sqrt{p} k^{3/2}} \right) \frac{Z_k}{M_k} - \frac{2C_p \alpha_1}{\sqrt{p}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k Y_k}{k^{3/2} N_k} - \frac{C_p^{(2)}}{Q_p} X_p + \frac{2C_p}{\sqrt{p}}; \\ Z_p &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a_{pk}^{(1)}}{Q_k} X_k + \sum_{k=1}^{\infty} \left[ a_{pk}^{(2)} + \frac{h}{b} \frac{A_p \alpha_1 (-1)^k}{\sqrt{p} k^{3/2}} \right] \frac{Y_k}{N_k} + \\ &+ \frac{h}{b} \frac{A_p \alpha_2}{\sqrt{p}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Z_k}{M_k k^{3/2}} - \frac{h}{b} \frac{A_p}{\sqrt{p}}; \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\frac{t_1}{h} = \frac{h}{b} \frac{1}{z^2 (1 + \nu)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k^{3/2} N_k} Y_k - \frac{h}{b} \frac{1}{4(1 + \nu)} \cdot \frac{\omega}{h}; \quad t_2 = 0;$$

$$\frac{\omega}{h} = a_1 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k^{3/2} N_k} Y_k + a_2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Z_k}{k^{3/2} M_k} + 1;$$

$$u_0 = \frac{\omega h}{2}; \quad v_0 = \frac{\omega b}{2}.$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned}
 a_{jk}^{(1)} &= 4 \frac{h}{b} \frac{(-1)^j \gamma_p^3}{\pi \sqrt{\rho}} \frac{(-1)^k \sqrt{k}}{(\gamma_p^2 + k^2)^2}; \\
 a_{jk}^{(2)} &= \frac{4}{\pi(1+\nu)} \frac{h}{b} \frac{\gamma_p}{\sqrt{\rho}} \frac{(2+\nu)\gamma_p^2 + k^2}{(\gamma_p^2 + k^2)^2} \sqrt{k}; \\
 b_{jk}^{(1)} &= 4 \frac{h}{b} \frac{(-1)^j \gamma_p^3}{\pi \sqrt{\rho}} \frac{(-1)^k \sqrt{k}}{(\gamma_p^2 + k^2)^2}; \quad b_{jk}^{(2)} = \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} - \frac{\gamma_p \pi \operatorname{cth} \gamma_p \pi}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi}; \\
 C_{jk}^{(1)} &= 4 \frac{b}{h} \frac{(-1)^j \gamma_p}{\pi \sqrt{\rho}} \frac{\gamma_p^2 - k^2}{(k^2 + \gamma_p^2)^2} \sqrt{k}; \\
 C_{jk}^{(2)} &= \frac{1-\nu}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} - (1+\nu) \frac{\gamma_p \pi \operatorname{cth} \gamma_p \pi}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi}; \\
 M_p &= \operatorname{cth} \gamma_p \pi + \frac{\gamma_p \pi}{\operatorname{sh}^2 \gamma_p \pi}; \quad Q_p = \operatorname{cth} \gamma_p \pi + \frac{\gamma_p \pi}{\operatorname{sh}^2 \gamma_p \pi}; \\
 N_p &= (-3-\nu) \operatorname{cth} \gamma_p \pi + \frac{(1+\nu)\gamma_p \pi}{\operatorname{sh}^2 \gamma_p \pi} - \frac{2}{1+\nu} \frac{E \gamma_p h}{\pi p}; \\
 A_p &= [(-1)^p - 1] \left( \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} + \frac{\gamma_p \pi \operatorname{cth} \gamma_p \pi}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right) + \frac{2}{1+\nu} \left( \operatorname{cth} \gamma_p \pi - \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right); \quad (2.9) \\
 B_p &= -2 \frac{(-1)^p - 1}{(1+\nu) \operatorname{sh} \gamma_p \pi} + \left( \operatorname{cth} \gamma_p \pi - \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right) \left( 1 - \frac{\gamma_p \pi}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right); \\
 C_p &= -[(-1)^p - 1] \left[ \operatorname{cth} \gamma_p \pi + \frac{E \gamma_p h}{\pi p(1+\nu)} \right] + \operatorname{cth} \gamma_p \pi - \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} - \\
 &= \frac{1+\nu}{2} \left( \operatorname{cth} \gamma_p \pi - \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right) \left( 1 - \frac{\gamma_p \pi}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right); \quad \gamma_p = \frac{h}{b} p; \quad \tau_p = \frac{b}{h} p; \\
 (H_k \operatorname{sh}^2_k b + G_k \operatorname{ch}^2_k b) \frac{2_k^3}{\sqrt{k}} \frac{Q_k}{a_1} &= X_k; \\
 (D_k \operatorname{sh}_k h + C_k \operatorname{ch}_k h) \frac{2_k^3}{\sqrt{k}} \frac{M_k}{a_1} &= Z_k; \\
 U_k \frac{2_k^3}{\sqrt{k}} \frac{N_k}{a_1} &= Y_k; \quad a_2 = 2 \frac{E \gamma}{h C}.
 \end{aligned}$$

В бесконечной системе (2.8) квази-вполне регулярность доказывается при помощи оценок:

$$\begin{aligned}
 \sum_{k=1}^{\infty} \left| \left( b_{jk}^{(1)} + \frac{B_p a_2}{\sqrt{\rho k^{3/2}}} \right) \frac{1}{M_k} \right| + \sum_{k=1}^{\infty} \left| \frac{(-1)^k B_p a_1}{N_k \sqrt{\rho k^{3/2}}} \right| &= O(p^{-1/2}); \\
 \sum_{k=1}^{\infty} \left| \left( C_{jk}^{(1)} - \frac{2C_p a_2}{\sqrt{\rho k^{3/2}}} \right) \frac{1}{M_k} \right| + \sum_{k=1}^{\infty} \left| \frac{2(-1)^k C_p a_1}{N_k \sqrt{\rho k^{3/2}}} \right| &= O(p^{-1/2}); \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \left| \frac{h}{b} \frac{A_p a_2}{M_k \sqrt{pk^{3.2}}} \right| + \sum_{k=1}^{\infty} \left| \left( a_{pk}^{(2)} + \frac{h}{b} \frac{A_p a_1 (-1)^k}{1 \sqrt{pk^{3.2}}} \right) \frac{1}{N_k} \right| + \sum_{k=1}^{\infty} \left| \frac{a_{pk}^{(1)}}{Q_k} \right| = O(p^{-\frac{1}{2}}).$$

Свободные члены при больших  $p$  имеют порядок  $O(p^{-\frac{1}{2}})$ .

После решения бесконечных систем уравнений, напряжения и перемещения во всей области могут определяться формулами (2.5) и (2.6). Приведем выражения нормальных напряжений  $\sigma_x$  и контактных касательных напряжений  $\tau_{xy}(0, y)$

$$\begin{aligned} \tau_{xy}(0, y) &= 2 \frac{E_1}{C} \left\{ \frac{2}{1+\nu} \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Y_k}{k N_k} \operatorname{sh} \beta_k y - \frac{2}{\pi(1+\nu)} \frac{\omega}{h} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k - 1}{k} \operatorname{sh} \beta_k y \right\}; \\ \sigma_x(x, y) &= 2 \frac{E_1}{C} \left\{ \frac{\omega}{h} \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k - 1}{k} \left[ \frac{\operatorname{ch} \beta_k (h-y)}{\operatorname{sh} \beta_k h} + \beta_k y \frac{\operatorname{sh} \beta_k (h-y)}{\operatorname{sh} \beta_k h} + \right. \right. \\ &+ \left. \frac{a_2 h \operatorname{ch} \beta_k y}{\operatorname{sh} \beta_k h} \right] \cos \beta_k x + \frac{\omega}{h} \frac{2}{\pi(1+\nu)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k - 1}{k} \frac{\operatorname{ch} \beta_k (b-x)}{\operatorname{sh} \beta_k b} \cos \beta_k y - \\ &- \frac{b}{h} \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Z_k}{k \operatorname{sh} \beta_k h} \left( \frac{x_k y \operatorname{sh} \beta_k y \operatorname{sh} \beta_k h - \omega_k h \operatorname{ch} \beta_k y \operatorname{ch} \beta_k h}{\operatorname{sh} \beta_k h} \right. \\ &\left. - \operatorname{ch} \beta_k y \right) \frac{\cos \beta_k x}{M_k} - \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{X_k}{k \operatorname{sh} \beta_k b} \left( -\operatorname{ch} \beta_k x + \right. \quad (2.11) \\ &\left. \frac{\beta_k b \operatorname{ch} \beta_k b \operatorname{ch} \beta_k x - \beta_k x \operatorname{sh} \beta_k b \operatorname{sh} \beta_k x}{\operatorname{sh} \beta_k b} \right) \frac{\cos \beta_k y}{Q_k} + \\ &+ \left. \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Y_k}{k \operatorname{sh} \beta_k b} \left[ -\frac{3+\nu}{1+\nu} \operatorname{ch} \beta_k (b-x) + \beta_k x \operatorname{sh} \beta_k (b-x) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{\beta_k b \operatorname{ch} \beta_k x}{\operatorname{sh} \beta_k b} \right] \frac{\cos \beta_k y}{N_k} + 2 \frac{f_1}{h} \right\}. \end{aligned}$$

3. Рассмотрим плоское деформированное состояние упругой полосы при наличии в ней тонких предварительно напряженных, периодически расположенных включений (рис. 2).

На границах рассматриваемого элемента полосы  $OABC$  будем иметь те же условия (2.1)–(2.3), за исключением условия  $\sigma_x(b, y) = 0$ , которое заменяется на

$$u(b, y) = C_1. \quad (3.1)$$

Введя функцию напряжений (2.4) и поступая аналогично п. 2, получим бесконечную систему:

$$\begin{aligned} Y_p &= \sum_{k=1}^{\infty} \left( C_{pk}^{(1)} - \frac{2C_p a_2}{\sqrt{pk^{3.2}}} \right) \frac{Z_k}{M_k} - \frac{2C_p a_1}{\sqrt{p}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k Y_k}{N_k k^{3.2}} + \frac{2C_p}{\sqrt{p}}; \\ Z_p &= \sum_{k=1}^{\infty} \left( a_{pk}^{(2)} + \frac{h}{b} \frac{a_1 A_p (-1)^k}{\sqrt{pk^{3.2}}} \right) \frac{Y_k}{N_k} + \frac{h}{b} \frac{A_p a_2}{\sqrt{p}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Z_k}{M_k k^{3.2}} - \frac{h}{b} \frac{A_p}{\sqrt{p}}; \quad (3.2) \end{aligned}$$

$$(E_k - H_k) \operatorname{sh} \xi_k b + (F_k - G_k) \operatorname{ch} \xi_k b + \xi_k b (G_k \operatorname{sh} \xi_k b + H_k \operatorname{ch} \xi_k b) = \frac{2h\omega}{\xi_k} \frac{1 - (-1)^k}{\pi^2 R^2}; \quad C_1 = -2\omega b t_1; \quad t_2 = 0,$$

где

$$C_p = C_p + \frac{(-1)^p - 1}{2} \left[ \frac{\nu - 1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} + \frac{(1 + \nu) \gamma_p \pi \operatorname{cth} \gamma_p \pi}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right];$$

$$A_p = A_p + (-1)^p \left( \operatorname{cth} \gamma_p \pi - \frac{1}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right) \left( 1 - \frac{\gamma_p}{\operatorname{sh} \gamma_p \pi} \right); \quad (3.3)$$

а остальные обозначения определены в п. 1. 2.

Квази-выполне регулярность бесконечной системы линейных алгебраических уравнений (3.2) доказывается при помощи оценок, аналогичных (2.10).

Заметим, что суммы абсолютных значений коэффициентов и свободные члены этих систем для больших  $p$  (номера уравнения в данной системе) имеют порядок  $O(p^{-1})$ , что позволяет сравнительно легко выполнять необходимые вычисления.

Рассмотрим численный пример.

Таблица 1

E	$1.5 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$	$2.65 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$
T(0)	0.659	0.697	0.769	0.845

Таблица 2

$\frac{y}{h}$	Значения $\tau_{xy}(0, y) \frac{1}{2} \frac{C}{E \gamma}$ при E			
	$1.9 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$	$2.65 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$
0.70	0	0	0	0
0.72	0.131	0.109	0.047	0.075
0.71	0.268	0.183	0.190	0.220
0.76	0.241	0.214	0.128	0.167
0.78	0.431	0.405	0.333	0.365
0.80	0.430	0.593	0.280	0.333
0.82	0.693	0.662	0.571	0.613
0.84	0.731	0.689	0.552	0.618
0.86	1.109	1.080	0.982	1.029
0.88	1.200	1.161	1.020	1.091
0.90	1.752	1.738	1.676	1.710
0.92	1.869	1.873	1.785	1.835
0.94	2.700	2.740	2.831	2.795
0.96	2.730	2.783	2.903	2.857
0.98	3.923	4.108	4.713	4.422
1.00	0	0	0	0

Таблица 3

x b	Значения $\varepsilon(x, y) \cdot \frac{1}{2 E_1}$ при											
	E $1.5 \cdot 10^5$			E $1.9 \cdot 10^5$			E $2.65 \cdot 10^5$			E $3.5 \cdot 10^5$		
	y/h			y/h			y/h			y/h		
	0.7	0.8	0.9	0.7	0.8	0.9	0.7	0.8	0.9	0.7	0.8	0.9
0.1	4.230	4.339	4.907	4.062	4.209	4.959	4.066	4.272	5.431	4.068	4.321	5.719
0.2	4.187	4.196	4.402	4.022	4.066	4.122	4.031	4.130	4.755	4.036	4.182	5.078
0.3	4.150	4.050	3.857	3.988	3.919	3.838	3.999	3.983	4.102	4.008	4.034	4.357
0.4	4.114	3.908	3.295	3.655	3.776	3.233	3.969	3.836	3.419	3.981	3.884	3.595
0.5	4.083	3.775	2.744	3.923	3.640	2.637	3.942	3.691	2.742	3.956	3.741	2.834
0.6	4.055	3.651	2.226	3.898	3.517	2.076	3.919	3.569	2.065	3.936	3.609	2.115
0.7	4.034	3.550	1.762	3.878	3.410	1.574	3.902	3.459	1.531	3.920	3.496	1.469
0.8	4.019	3.467	1.367	3.864	3.325	1.146	3.890	3.371	1.044	3.911	3.406	0.920
0.9	4.011	3.409	1.049	3.857	3.267	0.804	3.885	3.313	0.656	3.908	3.348	0.485
y/h 0-0.7												
x/b 0-1.0	4.157			4.022			4.016			4.014		

Укороченные системы уравнений для задачи п.2 были решены при помощи ЭЦВМ при следующих значениях параметров:

$$h/b = 10; \quad b/h_1 = 14; \quad E_1 = 1.8 \cdot 10^4 \text{ кг/см}^2;$$

$$\nu = \nu_1 = 0.25; \quad \varepsilon_0 = 0.58 \cdot 10^{-2}.$$

Укороченная система решалась при  $\rho = 40$  и  $\rho = 50$ . При этом достигается удовлетворительная сходимость (разница искомых величин не более 5%). Результаты вычисления контактных касательных напря-

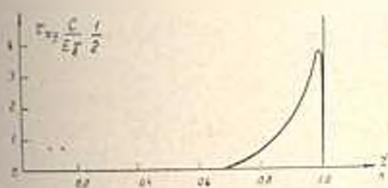


Рис. 3.

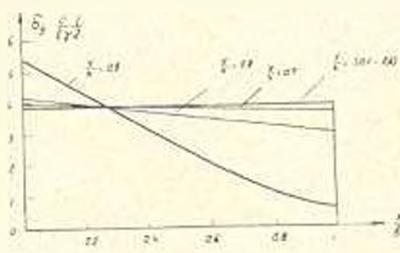


Рис. 4.

жений, нормальных напряжений и максимального остаточного натяжения включения  $T(0)$  иллюстрированы графиками (рис. 3, 4) и таблицами.

## Վ. Գ. ԽԱՐԿՅԱՆ և Ս. ԽԱՇԿՅԱՆ

## ՆԱԿԱՊԵՍ ԸՍԲՂԱՅ ԱՄՐԱՆԱՎՈՐՈՎԱՆ ՈՒՂԱՆԿՅԱՆ ՀՈՐԹ ԳՈՅՈՐԲԱՑՎԱԾ ՎԻՃԱԿԸ

## Ա մ փ ո փ ո ս մ

Գիտված է նախապես շարված քարակապտ ճկուն ներդրակով առածղական մարմնի շարժի զեֆորմացիան վիճակը: Ճկուն ներդրակի և առածղական մարմնի կապակցումը բնորոշվում է լրիվ: Ստացված է պայման, որը կապ է հաստատում նախնական շարման մեծության և ներդրակի վրա առածղական մարմնի զեֆորմացիաների և շարումների սահմանային արժեքների միջև:

Միմևարիկ ներդրակով ուղղանկյան և պարբերական ներդրակներով շերտի համար խնդիրները բերված են կվադր-լիսվին սեղուլյար հանրահաշվական հավասարումների անվերջ սիստեմների լուծման: Բերված է թվային օրինակ:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Огул А. А. Основы теории сцепления арматуры с бетоном. Сборник научных трудов Челябинского политехнического института. Исследования по бетону и железобетону, № 46. Челябинск, 1967.
2. Холмянский М. М. Основные задачи расчета на сцепление арматуры периодического профиля с бетоном в центрально армированных призматических элементах. «Докл. АН СССР», т. 129, № 2, 1959.
3. Чирков В. И. Передача усилия с арматуры на бетон. «Бетон и железобетон», № 10, 1962.
4. Карпенко Н. Н., Судяков Г. И. О задаче сцепления арматурного стержня с цилиндрическим бетонным образцом. Сцепление арматуры с бетоном (Материалы Всесоюзного научно-технического совещания в Челябинске) М., 1971.
5. Melan E. Ein Beitrag zur Theorie geschweißter Verbindungen. Ing.-Archiv, 1932, Bd. 3, Heft 2, s. 123.
6. Чошянян К. С., Хашикян А. С. Плоское деформированное состояние упругого тела с тождественным гибким включением. «Изв. АН Арм. ССР, Механика», т. XX, № 6, 1967.