ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա XXXVI, № 6, 1983 Механика

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ В ТЕОРИИ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

РОГАЧЕВА Н. Н.

В работе [1] получены уточненные уравнения пьезокерамических оболочек, предварительно поляризованных в направлении нормали к срединной поверхности. Здесь тем же приближенным методом [2] из трехмерных граничных условий выведены двумерные граничные условия пьезокерамических оболочек для различных случаев закрепления электродированных и неэлектродированных краев.

1. Будем рассматривать такие оболочки, у которых лицевые поверхности либо полностью покрыты электродами, на которых известно значение электрического потенциала, либо оболочки, лицевые поверхности которых не имеют электродов. Полная система уравнений в [1] разбита на две группы уравнений. В первую группу вошли уравнения, совпадающие после исключения электрических величин с точностью до постоянных коэффициентов с системой уравнений неэлектрических оболочек. В [1] в трехмерные уравнения был введен несимметричный тензор напряжений. Если, кроме того, вместо вектора электрической индукции D^* и вектора напряженности электрического поля E^* ввести новые величины по формулам (эти величины удобны при получении граничных условий)

$$D_i = a_j D_i^*, \quad D_3 = a_1 a_2 D_3^*, \quad E_i = a_i E_i^*, \quad E_3 = a_1 a_2 E_3^* \tag{1.1}$$

то уравнения первой группы примут вид, отличающийся от [1] малыми членами

$$T_i = \frac{2h}{s_{11}^E(1-\nu^2)}(\varepsilon_i + \nu\varepsilon_j) - \frac{2hd_{31}}{s_{11}^E(1-\nu)}E_3^{(0)} - \left\{\frac{hs_{13}^E}{s_{11}^E(1-\nu)}(q_3^+ - q_3^-)\right\}$$

$$S_{ij} = \frac{2h}{s_{66}^E}\omega, \quad H_{ij} = \frac{4h^3}{3s_{66}^E}\left(\tau - \frac{\omega}{2R_j}\right) \tag{1.2}$$

$$G_i = -\frac{2h^3}{3s_{11}^E(1-\nu^2)}(\varkappa_i + \nu\varkappa_j) + \frac{2h^3 d_{31}}{3s_{11}^E(1-\nu)}E_3^{(1)} +$$

$$+\left\{\frac{2h^3}{3s_{66}^E(1-\nu^2)}\left[\left(\frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_j}\right)\varepsilon_i - \frac{s_{13}^E}{s_{11}^E(1-\nu)}\left(\frac{1}{R_i} + \frac{\nu}{R_j}\right)(\varepsilon_i + \varepsilon_j) -\right.\right.$$

$$-\left(d_{33} - \frac{2s_{13}^E d_{31}}{s_{11}^E(1-\nu)}\right)\left(\frac{1}{R_i} + \frac{\nu}{R_j}\right)E_3^{(2)} - \frac{d_{31}(1+\nu)}{R_i}E_3^{(0)} +$$

$$\left.\left. + \frac{s_{13}^E(1+\nu)}{2h}(q_3^+ + q_3^-)\right]\right\}$$

Уравнения второй группы служат для определения электрических величин. Выпишем их

$$\psi^{(1)} = -E_3^{(0)}, \qquad \psi^{(2)} = -\frac{1}{2}E_3^{(1)} + \frac{\psi^{(1)}}{2}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$$

$$E_i^{(1)} = -\frac{1}{A_i}\frac{\partial\psi^{(1)}}{\partial\alpha_i}, \qquad E_i^{(2)} = -\frac{1}{A_i}\frac{\partial\psi^{(2)}}{\partial\alpha_i}$$

$$E_3^{(1)} = -\frac{3d_{31}}{2h^3\varepsilon_{33}^T}(G_1 + G_2) - \left\{\frac{1}{2h}\frac{d_{31}}{\varepsilon_{33}^T}\left(\frac{T_1}{R_1} + \frac{T_2}{R_2}\right) + \frac{d_{33}}{2h\varepsilon_{33}^T}(q_3^+ + q_3^-)\right\}$$

$$D_i^{(0)} = \varepsilon_{11}^T E_i^{(0)} - \frac{d_{15}}{4h}[3N_i + h(q_i^+ - q_i^-)] \tag{1.3}$$

$$D_i^{(1)} = \varepsilon_{11}^T E_i^{(1)} + \frac{d_{15}}{2h}(q_i^+ + q_i^-) + \left\{\varepsilon_{11}^T\left(\frac{1}{R_j} - \frac{1}{R_i}\right)E_i^{(0)} + \frac{d_{15}}{2R_j}(q_i^+ - q_i^-)\right\}$$

$$D_i^{(2)} = \varepsilon_{11}^T E_i^{(2)} + \frac{3d_{15}}{4h^3}[N_i + h(q_i^+ - q_i^-)] - \left\{\frac{d_{15}}{2hR_i}(q_i^+ + q_i^-)\right\}$$

$$D_3^{(1)} = -\frac{1}{A_1 A_2}\left(\frac{\partial}{\partial\alpha_1}A_2 D_1^{(0)} + \frac{\partial}{\partial\alpha_2}A_1 D_2^{(0)}\right)$$

Все используемые обозначения, кроме введенных формулой (1.1), взяты из [1].

Как и в [1], взята триортогональная система координат α_1, α_2, γ, где α_1, α_2-линии совпадают с линиями кривизны срединной поверхности оболочки, а γ-линии им ортогональны.

Каждая из искомых величин представлена в виде полинома по степеням γ, например,

$$E_3 = E_3^{(0)} + \gamma E_3^{(1)}$$

Остальные уравнения второй группы выпишем раздельно для случаев электродированных и неэлектродированных лицевых поверхностей.

Если лицевые поверхности полностью покрыты электродами, на которых известно значение электрического потенциала, то условия на лицевых поверхностях записываются следующим образом:

$$\psi\big|_{\gamma=\pm h} = \pm V \tag{1.4}$$

и остальные уравнения второй группы принимают следующий вид:

$$E_3^{(0)} = -\frac{V}{h}, \qquad \psi^{(1)} = \frac{V}{h}, \qquad \psi^{(0)} = -h^2\psi^{(2)}$$

$$E_i^{(1)} = 0, \quad D_3^{(0)} = \varepsilon_{33}^T E_3^{(0)} + \frac{d_{31}}{2h}(T_1 + T_2) + \left\{\frac{d_{33}}{2}(q_3^+ - q_3^-)\right\} \tag{1.5}$$

$$(i+1)D_3^{(i+1)} = -\frac{1}{A_1 A_2}\left(\frac{\partial}{\partial\alpha_1}A_2 D_1^{(i)} + \frac{\partial}{\partial\alpha_2}A_1 D_2^{(i)}\right) \quad (i = 1, 2)$$

На неэлектродированных лицевых поверхностях должно выполняться следующее условие:

$$D_3\big|_{\gamma=\pm h}=0 \tag{1.6}$$

и уравнения (1.3) надо дополнить следующими формулами:

$$E_3^{(0)}=-\frac{d_{31}}{2h\varepsilon_{33}^T}(T_1+T_2)-\left\{\frac{d_{33}}{2\varepsilon_{33}^T}(q_3^+-q_3^-)\right\}$$

$$E_i^{(0)}=-\frac{1}{A_i}\frac{\partial\psi^{(0)}}{\partial\alpha_i},\quad D_3^{(0)}=-h^2D_3^{(2)} \tag{1.7}$$

$$D_3^{(1)}=-h^2D_3^{(3)},\qquad D_3^{(3)}=-\frac{1}{2A_1A_2}\left(\frac{\partial}{\partial\alpha_1}A_2D_1^{(2)}+\frac{\partial}{\partial\alpha_2}A_1D_2^{(2)}\right)$$

Последнее уравнение из (1.3) можно с помощью формул (1.3), (1.7) записать таким образом:

$$\left(\frac{\partial}{\partial\alpha_1}\frac{A_2}{A_1}\frac{\partial}{\partial\alpha_1}+\frac{\partial}{\partial\alpha_2}\frac{A_1}{A_2}\frac{\partial}{\partial\alpha_2}\right)\left(\psi^{(0)}+\frac{h^2}{3}\psi^{(2)}\right)+$$

$$+\frac{d_{15}}{2h\varepsilon_{11}^T}\left(\frac{\partial}{\partial\alpha_1}A_2N_1+\frac{\partial}{\partial\alpha_2}A_1N_2\right)=0 \tag{1.8}$$

Для оболочек с электродированными лицевыми поверхностями, на которых заданы условия (1.4), первая группа уравнений представляет замкнутую систему уравнений относительно механических величин. После того как найдены механические величины, электрические величины определяются прямыми действиями по формулам второй группы (1.3), (1.5). Для оболочки с лицевыми поверхностями, не покрытыми электродами, уравнения второй группы содержат дифференциальное уравнение (1.8) относительно электрического потенциала $\psi^{(0)}$, и вопрос о возможности раздельного определения механических и электрических величин должен решаться в зависимости от вида условий на краях оболочки.

2. Полное электроупругое состояние пьезокерамической оболочки так же, как в теории неэлектрических оболочек [2], будем представлять в виде суммы внутреннего электроупругого состояния, описываемого двумерными уравнениями [1], и погранслоя — существенно трехмерного электроупругого состояния, локализованного вблизи края.

На краю оболочки внутреннее электроупругое состояние и погранслой связаны граничными условиями. Чтобы получить двумерные граничные условия, надо исследовать взаимодействие внутреннего электроупругого состояния с погранслоем подобно тому, как это сделано в [2].

При выводе граничных условий будем допускать погрешность порядка ε, где

$$\varepsilon=O(\eta^{2-2t}) \tag{2.1}$$

здесь η — отношение полутолщины оболочки h к характерному размеру

R, t — показатель изменяемости внутреннего электроупругого состояния. С такой же погрешностью получены уравнения пьезокерамических оболочек в [1].

Будем считать, что рассматриваемый край оболочки совпадает с линией $\alpha_1 = \alpha_{10}$ и выполним обычную для асимптотического метода замену переменных

$$\alpha_1 - \alpha_{10} = R\eta^{1}\xi_1, \quad \alpha_2 = R\eta^{t}\xi_2, \quad \gamma = R\eta\zeta \tag{2.2}$$

Это преобразование означает, что отыскивается электроупругое состояние, которое имеет одинаково большую изменяемость по переменным α_1 и γ и гораздо меньшую изменяемость по переменной α_2.

Следуя [2], выполним расчленение уравнений погранслоя на уравнения плоского и антиплоского погранслоев. В исходном приближении уравнения плоского погранслоя представляют уравнения плоской задачи электроупругости, а уравнения антиплоского погранслоя с точностью до коэффициентов совпадают с уравнениями антиплоской задачи теории упругости.

Для искомых величин плоского и антиплоского погранслоев примем следующую асимптотику (ее справедливость подтверждается тем фактом, что в исходном приближении эта асимптотика приводит к непротиворечивым системам уравнений):

$$(S_{21}^k,\ S_{12}^k,\ S_{23}^k,\ v_2^k/h,\ D_2^k) = \eta^r (S_{21*}^k,\ S_{12*}^k,\ S_{23*}^k,\ V_{2*}^k,\ D_{2*}^k) \tag{2.3}$$

$$(S_{11}^k,\ S_{22}^k,\ S_{33}^k,\ S_{13}^k,\ v_1^k/h,\ v_3^k/h,\ \psi^k/h,\ E_1^k,\ E_3^k,\ D_1^k,\ D_3^k) =$$
$$= \eta^{1-t-r}(S_{11*}^k,\ S_{22*}^k,\ S_{33*}^k,\ V_{1*}^k,\ V_{3*}^k,\ \psi_*^k,\ E_{1*}^k,\ E_{3*}^k,\ D_{1*}^k,\ D_{3*}^k)$$
$$E_2^k = \eta^{2-2t-r}E_{2*}^k \tag{2.4}$$

Степени η подобраны таким образом, чтобы величины со звездочками были одного порядка.

Верхний индекс k следует заменить индексом a, если искомая величина принадлежит антиплоскому погранслою, и индексом b, если величина относится к плоскому погранслою. Для антиплоской задачи следует положить

$$r = 0 \tag{2.5}$$

а для плоской

$$r = 1 - t \tag{2.6}$$

Выполнив в трехмерных уравнениях пьезоупругости замену переменных (2.2) и приняв во внимание асимптотику (2.3)—(2.6), разобьем полученную систему на две подсистемы. В одной из подсистем главными являются величины антиплоского погранслоя (2.3), (2.5) в другой подсистеме главными являются величины плоского погранслоя (2.4), (2.6).

Выпишем в исходном приближении уравнения антиплоского и плоского погранслоев

$$\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial S_{21*}^{a}}{\partial \xi_1}+\frac{\partial S_{23*}^{a}}{\partial \zeta}=0$$

$$\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial V_{2*}^{a}}{\partial \xi_1}=s_{66}^{E}S_{21*}^{a}=s_{66}^{E}S_{12*}^{a} \tag{2.7}$$

$$\frac{\partial V_{2*}^{a}}{\partial \zeta}=s_{44}^{E}S_{23*}^{a}, \qquad D_{2*}^{a}=d_{15}S_{23*}^{a}$$

$$S_{23*}^{a}\big|_{\zeta=\pm 1}=0 \tag{2.8}$$

$$\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial S_{11*}^{b}}{\partial \xi_1}+\frac{\partial S_{13*}^{b}}{\partial \zeta}=0, \quad \frac{1}{A_{10}}\frac{\partial S_{31*}^{b}}{\partial \xi_1}+\frac{\partial S_{33*}^{b}}{\partial \zeta}=0$$

$$\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial V_{1*}^{b}}{\partial \xi_1}=s_{11}^{E}S_{11*}^{b}+s_{12}^{E}S_{22}^{b}+s_{13}^{E}S_{33}^{b}+d_{31}E_{3*}^{b}$$

$$s_{12}^{E}S_{11*}^{b}+s_{11}^{E}S_{22*}^{b}+s_{13}^{E}S_{33*}^{b}+d_{31}E_{3*}^{b}=0$$

$$\frac{\partial V_{3}^{b}}{\partial \zeta}-s_{13}^{E}S_{11*}^{b}-s_{13}^{E}S_{22*}^{b}-s_{33}^{E}S_{33*}^{b}-d_{33}E_{3*}^{b}=0$$

$$\frac{\partial V_{1*}^{b}}{\partial \zeta}+\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial V_{3*}^{b}}{\partial \xi_1}-s_{44}^{E}S_{13*}^{b}-d_{15}E_{1*}^{b}=0$$

$$D_{1*}^{b}-\varepsilon_{11}^{T}E_{1*}^{b}-d_{15}S_{13*}^{b}=0 \tag{2.9}$$

$$\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial D_{1*}^{b}}{\partial \xi_1}+\frac{\partial D_{3*}^{b}}{\partial \zeta}=0$$

$$D_{3*}^{b}=\varepsilon_{33}^{T}E_{3*}^{b}+d_{31}(S_{11*}^{b}+S_{22*}^{b})+d_{33}S_{33*}^{b}$$

$$E_{1*}^{b}=-\frac{1}{A_{10}}\frac{\partial \psi_{*}^{b}}{\partial \xi_1}, \qquad E_{3*}^{b}=-\frac{\partial \psi_{*}^{b}}{\partial \zeta}$$

$$A_{10}=A_1\big|_{\xi_1=0}$$

$$S_{33*}^{b}\big|_{\zeta=\pm 1}=0, \quad S_{13*}^{b}\big|_{\zeta=\pm 1}=0 \tag{2.10}$$

$$\psi_{*}^{b}\big|_{\zeta=\pm 1}=0 \tag{2.11}$$

$$D_{3*}^{b}\big|_{\zeta=\pm 1}=0 \tag{2.12}$$

Так как механическая и электрическая нагрузки учитываются при интегрировании уравнений внутреннего электроупругого состояния, то для погранслоя взяты нулевые условия на поверхностях $\zeta=1$ и $\zeta=-1$ (2.8), (2.10)—(2.12).

3. Рассмотрим свободный край $\alpha_1=\alpha_{10}$ оболочки с электродированными лицевыми поверхностями и неэлектродированной поверхностью края.

Трехмерные граничные условия в рассматриваемом случае имеют следующий вид:

$$\tau_{1}=0, \quad \tau_{21}=0, \quad \tau_{13}=0, \quad D_1=0 \tag{3.1}$$

Число p определяется из решения II вспомогательной задачи по формуле

$$p = \int\limits_{-1}^{+1} d\zeta \int\limits_{-\infty}^{0} S_{22*}^{b} A_{10} \xi_1 A_{10} d\xi_1 + \frac{1}{2} \int\limits_{-1}^{+1} \zeta^2 S_{1*}^{b} \big|_{\xi_1=0} d\zeta$$

Граничные условия на свободном электродированном крае $\xi_1 = 0$ имеют следующий вид:

$$T_1 = 0, \quad S_1 - n_1 \frac{hd_{31}}{2\varepsilon_{33}^T} \frac{1}{A_2} \frac{\partial T_2}{\partial \alpha_2} = 0$$

$$N_1 - \frac{h}{R_2} \frac{n_1 d_{31}}{2\varepsilon_{33}^T} T_2 - \frac{1}{A_2} \frac{\partial H_1}{\partial \alpha_2} = 0$$

$$G_1 + 3l \frac{h}{A_2} \frac{\partial H_1}{\partial \alpha_2} = 0, \qquad \psi^{(0)} - \frac{d_{31}}{4h\varepsilon_{33}^T} \left(G_2 - 3l \frac{h}{A_2} \frac{\partial H_1}{\partial \alpha_2} \right) = V$$

Для вычисления n_1 надо решить вспомогательную плоскую задачу со следующими торцевыми условиями:

$$S_{11*}^{b} = 0, \quad S_{13*}^{b} = 0, \quad \psi_*^b + \zeta = 0$$

а затем вычислить n_1 по формуле:

$$n_1 = \int\limits_{-1}^{+1} d\zeta \int\limits_{-\infty}^{0} S_{22*}^{b} A_{10} d\xi_1$$

Последние граничные условия получены с точностью до величин порядка η^1. Это связано с тем, что в граничном условии для перерезывающего усилия второй член, учитывающий влияние погранслоя, $O(\eta^t)$ по сравнению с главным первым членом. Вычислив константу n_1 с точностью до величин $O(\eta^{1-t})$, получим граничные условия с точностью до величин $O(\eta^1)$.

Итак, получены граничные условия для оболочек с предварительной поляризацией в направлении нормали к срединной поверхности. Для оболочек с электродированными лицевыми поверхностями они оказались аналогом граничных условий неэлектрических оболочек.

Полная система уравнений, описывающая оболочки, неимеющие электродов на лицевых поверхностях, десятого порядка. В соответствии с этим на каждом крае оболочки получено пять граничных условий — четыре механических и одно, связывающее электрический потенциал с моментами и усилиями. Если все края такой оболочки неэлектродированы, то механическую и электрическую задачи можно решать раздельно. Если же хоть один край оболочки электродирован, задача не допускает расчленения на механическую и электрическую задачи.

ԵԶՐԱՅԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐ ՊՅԵԶՈԿԵՐԱՄԻԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ

Ն. Ն. ՌՈԳԱՉԵՎԱ

Ամփոփում

Ներկա աշխատանքում մոտավոր մեթոդով ստացված են միջին մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ բևեռացված պյեզոկերամիկ թաղանթների տեսության ճշգրտված եզրային պայմաններ։ Որպես ելակետային հավասարումներ վերցված են պյեզոառաձգականության եռաչափ հավասարումները։ Պյեզոկերամիկական թաղանթի լրիվ էլեկտրաառաձգական վիճակը դիտարկվում է որպես ներքին էլեկտրաառաձգական վիճակի և սահմանային շերտերի գումար։ Նրանց փոխներգործության հաշվառումով եզրի վրա ստացված են երկչափ եզրային պայմաններ։

BOUNDARY CONDITION IN PIEZOCERAMIC SHELL THEORY

N. N. ROGACHEVA

Summary

In this paper an approximate method is used to obtain refined boundary conditions of the theory of piezoceramic shell, polarized in normal direction. Three-dimensional equations of piezoelasticity are taken as initial. The complete electroelastic state of a piezoelastic shell is considered as a sum of the entire electroelastic state and the boundary layer. Taking into account their interaction at the edge, two-dimensional boundary conditions are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рогачева Н. Н.* Уточненная теория пьезокерамических оболочек.—Изв. АН АрмССР, Механика, 1981, т. 34, № 1.
2. *Гольденвейзер А. А.* Теория упругих тонких оболочек. М.: Наука, 1976.
3. *Улитко А. Ф.* К теории колебания пьезокерамических тел. В кн. «Тепловые напряжения в элементах конструкций», 15. К.: Наукова думка, 1975.

Институт проблем механики АН СССР

Поступила в редакцию 10. II. 1982

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXVI, № 6, 1983 Механика

УДК 539.3

КОНТАКТНЫЕ И СМЕШАННЫЕ ЗАДАЧИ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ДЛЯ ОДНОРОДНЫХ И СОСТАВНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ УПРУГИХ ТЕЛ

Б. Л. АБРАМЯН

Показываются решения некоторых смешанных и контактных пространственных задач теории упругости, которые были исследованы в Институте механики АН Арм.ССР применением методов различных интегральных преобразований для полного и неполного промежутков и представлением искомых величин в рассмотренных задачах в виде сумм нескольких разложений по ортогональным функциям.

Приводятся решения осесимметричных задач: для весомого цилиндра конечной длины (Н. Х. Арутюнян и Б. Л. Абрамян); для упругого полупространства с вертикальным цилиндрическим отверстием при смешанных граничных условиях на поверхности отверстия (Н. Х. Арутюнян и Б. Л. Абрамян); о контакте двух пространственных слоев из различных материалов, имеющих одинаковые цилиндрические отверстия (В. С. Макарян); для весомого сплошного конуса конечной длины, закрепленного по сферической поверхности (Н. Х. Арутюнян и Б. Л. Абрамян), а также несимметричной задачи о контакте жесткого цилиндра с круглым плоским основанием с упругим полупространством (Б. Л. Абрамян).

33 с., илл. 3, библиогр. 90 назв.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ за № 2544-81 Деп. 28 мая 1981 г.

Поступила в редакцию 12. II. 1980

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXVI, № 6, 1983 Механика

УДК 539.3:534.1

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ УСТОЙЧИВОСТИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПЛАСТИН МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНЫХ ВАРИАЦИЙ

Л. Т. МАНАНДЯН

Рассматривается задача устойчивости прямоугольных пластин со смешанными граничными условиями методом локальных вариаций. Метод прост по логике, легко учитывает ограничения (вытекающие из граничных условий), которые представляют трудности при использовании ряда других методов, и не требует большой памяти ЭВМ.

В виде графиков приведены полученные значения критических нагрузок при различных отношениях сторон и разных типах граничных условий.

Численные результаты, полученные по примененному методу, отличаются от точных не более 3—5%.

9 с., илл. 2, библиогр. 3 назв.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ за № 3144-83 Деп. 8/VI-83 г.

Поступила в редакцию 10. III. 1981