

ПОСЛЕКРИТИЧЕСКАЯ РАБОТА ГИБКИХ УПРУГИХ ПЛАСТИНОК

С. А. Алексеев

(Москва)

В работе рассматривается поведение гибких пластинок после потери устойчивости при нагружении их на контуре силами, лежащими в начальной плоскости. Определяются возможные формы равновесия и соответствующие им напряженные состояния. Излагаемый ниже метод без существенных изменений может быть применен к исследованию послекритической работы цилиндрических, сферических и пологих оболочек.

1. Основные уравнения и граничные условия. Область Ω , занятая пластинкой, предполагается конечной и односвязной. Контур L , являющийся границей Ω , считается кусочно-гладким. Нагрузка, приложенная на L к пластинке, лежит в ее плоскости и пропорциональна одному параметру λ . Введя обозначение $\Phi(p, q)$ для билинейного дифференциального оператора

$$\Phi(p, q) = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 q}{\partial x \partial y} \quad (1.1)$$

запишем общезвестную систему уравнений Кармана в виде

$$D \Delta \Delta w^* = h \Phi(\varphi^*, w^*), \quad \Delta \Delta \varphi^* = -\frac{1}{2} E (w^*, w^*) \quad (1.2)$$

где w^* , φ^* — прогиб и функция напряжений:

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial y^2}, \quad \sigma_y = \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial x^2}, \quad \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial x \partial y}$$

E — модуль упругости, h — толщина пластинки, $D = Eh^3 / 12 (1 - \nu^2)$. Чтобы упростить вид системы (1.2), положим

$$w^* = \frac{h}{\sqrt{6(1-\nu^2)}} w, \quad \varphi^* = \frac{D}{h} \varphi \quad (1.3)$$

Тогда система (1.2) получает вид:

$$\Delta \Delta w = \Phi(\varphi, w), \quad \Delta \Delta \varphi = -\Phi(w, w) \quad (1.4)$$

Смещения u^* , v^* связываются с величинами u , v равенствами

$$u^* = \frac{D}{Eh} u, \quad v^* = \frac{D}{Eh} v \quad (1.5)$$

При этом закон Гука получает выражение

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2, & \frac{\partial v}{\partial y} &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} &= -2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - 2\nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - 2 \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Граничные условия, наложенные на функцию w , считаем однородными и не зависящими от функции φ . Если l , m — направляющие косинусы

внешней нормали к L , то обозначим

$$\frac{\partial w}{\partial n} = l \frac{\partial w}{\partial x} + m \frac{\partial w}{\partial y}$$

$$M(w) = \Delta w - (1 - \nu) \left(m^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - 2lm \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + l^2 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (1.7)$$

Здесь значения производных от w берутся на L . Легко видеть, что $M(w)$ пропорционально изгибающему моменту на контуре. Полагаем на L

$$w = 0, \quad C_1 \frac{\partial w}{\partial n} + C_2 M(w) = 0 \quad (1.8)$$

где C_1, C_2 — некоторые заданные однозначные функции дуги контура L .

Граничные значения вторых производных от φ удовлетворяют равенствам на L

$$m^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - 2lm \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + l^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \lambda \sigma \frac{h}{D}$$

$$lm \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - (l^2 - m^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - lm \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \lambda \tau \frac{h}{D} \quad (1.9)$$

где σ, τ — некоторые заданные однозначные функции дуги контура. Легко видеть, что $\lambda \sigma$ и $\lambda \tau$ — соответственно нормальное и касательное напряжения на L .

Введение в рассмотрение условий, накладываемых на смещения, в некоторых случаях не меняет существенным образом последующих рассуждений. В п. 4 дается решение задачи с условиями такого рода.

2. Соотношение ортоговальности. Рассмотрим линейное уравнение

$$\Delta \Delta \zeta = \lambda_0 \Phi(\eta, \zeta) \quad (2.1)$$

Функция ζ непрерывна в области Ω вместе со своими производными и на границе L удовлетворяет условиям

$$\zeta = 0, \quad C_1 \frac{\partial \zeta}{\partial n} + C_2 M(\zeta) = 0 \quad (2.2)$$

Заданная функция η имеет непрерывные вторые производные во всех внутренних точках области Ω . Будем рассматривать лишь те функции η , при которых (2.1) имеет дискретный спектр собственных значений λ , среди которых нет кратных.

Пусть λ_i и λ_j — различные собственные значения, которым соответствуют собственные функции ζ_i, ζ_j . Составим разность

$$\zeta_i \Delta \Delta \zeta_j - \zeta_j \Delta \Delta \zeta_i$$

и проинтегрируем ее по области Ω . Нетрудно видеть, что

$$(\zeta_i \Delta \Delta \zeta_j) - (\zeta_j \Delta \Delta \zeta_i) = \oint \left(\zeta_i \frac{\partial \Delta \zeta_j}{\partial n} - \zeta_j \frac{\partial \Delta \zeta_i}{\partial n} \right) ds - \oint \left(\frac{\partial \zeta_i}{\partial n} \Delta \zeta_j - \frac{\partial \zeta_j}{\partial n} \Delta \zeta_i \right) ds \quad (2.3)$$

где в правой части интегралы берутся по контуру L . Так как каждая из функций ζ обращается в нуль на L , первый из этих интегралов равен нулю.

Нетрудно убедиться, что на гладком контуре

$$m^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} - 2lm \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \partial y} + l^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial s^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \zeta}{\partial n}$$

где ρ — радиус кривизны контура, $\partial^2 \zeta / \partial s^2$ — вторая производная по дуге

L . При помощи второго равенства (1.7) преобразуем второй интеграл (2.3) следующим образом:

$$\oint \left(\frac{\partial \zeta_i}{\partial n} \Delta \zeta_j - \frac{\partial \zeta_j}{\partial n} \Delta \zeta_i \right) ds = \\ = \oint \left(\frac{\partial \zeta_i}{\partial n} M(\zeta_j) - \frac{\partial \zeta_j}{\partial n} M(\zeta_i) \right) ds + (1 - \nu) \oint \left(\frac{\partial \zeta_i}{\partial n} \frac{\partial^2 \zeta_j}{\partial s^2} - \frac{\partial \zeta_j}{\partial n} \frac{\partial^2 \zeta_i}{\partial s^2} \right) ds$$

В силу условий (2.2) оба интеграла в правой части равны нулю. Это верно и на кусочно-гладком контуре. Таким образом,

$$(\zeta_i \Delta \Delta \zeta_j) - (\zeta_j \Delta \Delta \zeta_i) = 0$$

При помощи (2.1) получим отсюда

$$\lambda_j (\zeta_i \Phi(\eta \zeta_j)) - \lambda_i (\zeta_j \Phi(\eta \zeta_i)) = 0 \tag{2.4}$$

Нетрудно показать, что для любых трех функций a, b, c , дважды непрерывно дифференцируемых в области Ω , справедливо равенство

$$(a \Phi(b, c)) = (b \Phi(c, a)) + \oint \left(a \frac{\partial b}{\partial n} - b \frac{\partial a}{\partial n} \right) \left(m^2 \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - 2lm \frac{\partial^2 c}{\partial x \partial y} + \right. \\ \left. + l^2 \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) ds + \oint \left(a \frac{\partial b}{\partial s} - b \frac{\partial a}{\partial s} \right) \left(lm \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - (l^2 - m^2) \frac{\partial^2 c}{\partial x \partial y} - lm \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) ds$$

Положим здесь $a = \zeta_i, b = \zeta_j, c = \eta$. В силу условий (2.2) интегралы по замкнутому контуру L обращаются в нули и потому

$$(\zeta_i \Phi(\eta, \zeta_j)) = (\zeta_j \Phi(\eta, \zeta_i))$$

При помощи (2.4) получаем отсюда соотношение ортогональности между любыми двумя различными собственными функциями уравнения (2.1):

$$(\zeta_i \Phi(\eta, \zeta_j)) = 0 \quad \text{при } i \neq j \tag{2.5}$$

3. Метод последовательных приближений. Этот метод применяется по схеме

$$\Delta \Delta \varphi_{n+1} = - \Phi(w_n, w_n), \quad \Delta \Delta w_{n+1} = \Phi(\varphi_{n+1}, w_n) \tag{3.1}$$

Рассматривая докритическую работу пластинки, полагаем $w = 0$ и из второго уравнения (1.4) имеем

$$\Delta \Delta \varphi_0 = 0 \tag{3.2}$$

причем на L выполняются условия (1.9) при $\lambda_j = 1$.

Далее рассматриваем первое уравнение (1.4):

$$\Delta \Delta w_0 = \lambda_0 \Phi(\varphi_0, w_0) \tag{3.3}$$

Полагаем $w_0 = \xi \zeta$, где ζ — некоторая собственная функция уравнения (2.1), выбранная вместе с постоянным множителем. Число ξ считаем коэффициентом при ζ в разложении решения (1.4) по собственным функциям (2.1). Число λ_0 есть собственное значение, соответствующее выбранной собственной функции ζ . Из первого уравнения (3.1) имеем

$$\Delta \Delta \varphi_1 = - \Phi(w_0, w_0) \tag{3.4}$$

Представим φ_1 в виде суммы

$$\varphi_1 = \lambda \varphi_0 + p_1 \tag{3.5}$$

где λ — постоянная, которая в дальнейшем считается независимой, p_1 удо-

удовлетворяет уравнению

$$\Delta\Delta p_1 = -\xi^2\Phi(\zeta, \zeta) \tag{3.6}$$

в условиях (1.9) при $\lambda = 0$. Очевидно, p_1 пропорционально ξ^2 .

Возвращаясь опять ко второму уравнению (3.1), получаем

$$\Delta\Delta w_1 = \Phi(\varphi_1, w_0) \tag{3.7}$$

Решение этого уравнения представим в виде $w_1 = \xi\zeta + f$. Но по условию ξ есть коэффициент при ζ в разложении по собственным функциям (2.1). Поэтому f не содержит слагаемых, пропорциональных ζ . Применяя соотношение ортогональности (2.5), получим

$$(\zeta\Phi(w_1, \varphi_0)) = (\zeta\Phi(\xi\zeta, \varphi_0)) + (\zeta\Phi(f, \varphi_0))$$

Так как $(\zeta\Phi(f, \varphi_0)) = 0$, получаем отсюда равенство, связывающее числа ξ и λ :

$$F_1(\xi, \lambda) = (\zeta\Phi(w_1, \varphi_0)) - \xi(\zeta\Phi(\zeta\varphi_0)) = 0 \tag{3.8}$$

Далее имеем

$$\Delta\Delta\varphi_2 = -\Phi(w_1, w_1) \quad (\varphi_2 = \lambda\varphi_0 + p_2) \tag{3.9}$$

Функцию p_2 , равно как и все последующие функции p_i , полагаем удовлетворяющей однородным условиям на L . Из второго уравнения (3.1) имеем

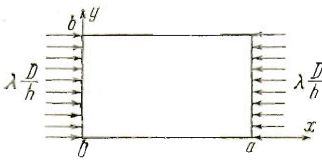
$$\Delta\Delta w_2 = \Phi(\varphi_2, w_1) \tag{3.10}$$

Опять представляем w_2 в виде $\xi\zeta + f_2$, где f_2 ортогонально ζ . Применяя соотношение (2.5), получаем

$$F_2(\xi, \lambda) = (\zeta\Phi(w_2\varphi_0)) - \xi(\zeta\Phi(\zeta\varphi_0)) = 0 \quad \text{и т. д.} \tag{3.11}$$

Если каждая из линейных задач, решаемых в процессе итерации, обладает единственным решением, ветвление решений может происходить только из-за неоднозначности связи между λ и ξ , получаемой из равенств (3.8), (3.11) и т. д.

Описанный здесь процесс можно начать с любой собственной функции уравнения (2.1). Решение, полученное таким образом, будем называть



Фиг. 1

порожденным собственной функцией ζ . Каждому значению λ вообще соответствует несколько решений, порожденных различными собственными функциями ζ . В соответствии с этим работа внешних сил

$$W = \frac{1}{2} \oint (uX_n + vY_n) ds \tag{3.12}$$

прибывает различные значения при одном и том же λ на решениях, порожденных различными функциями ζ . Выделяя из всех возможных для данной нагрузки состояний те, которым соответствует наибольшее значение W , получим состояния с минимальными редуцированными коэффициентами. Вопрос об условиях фактического перехода от одного состояния к другому здесь не обсуждается.

4. Пример. Рассмотрим пластинку, сжатую в одном направлении напряжениями $\lambda D/h$ (фиг. 1). На контуре, как было принято выше, $w = 0$, опирание на контур шарнирное. Кромки пластинки сохраняют прямолинейность на всех этапах нагружения.

Как нетрудно видеть, здесь $\varphi_0 = -1/2 y^2$. Уравнение относительно w_0 имеет вид:

$$\Delta \Delta w_0 = -\lambda_0 \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2}$$

Собственные функции выражаются следующим образом:

$$\zeta = \sin \alpha x \sin \beta y \quad \left(\alpha = \frac{\pi m}{a}, \beta = \frac{\pi n}{b} \right)$$

причем m, n — произвольные целые положительные числа. Введем обозначения

$$\frac{\lambda}{\alpha^2} = \frac{k}{m^2}, \quad \frac{\alpha}{\beta} = \gamma$$

Собственные значения получают тогда выражение

$$k = m^2 (1 + \gamma^2)^2$$

Полагаем согласно сказанному в п. 3

$$w_0 = \xi \sin \alpha x \sin \beta y, \quad \varphi_1 = -\frac{\lambda y^2}{2} + p_1$$

причем функция p_1 удовлетворяет уравнению

$$\Delta \Delta p_1 = -\xi^2 \Phi(\zeta, \zeta) = \alpha^2 \beta^2 \xi^2 (\cos 2\alpha x + \cos 2\beta y)$$

Ниже мы покажем, что частное решение этого уравнения

$$p_1 = \frac{\xi^2}{16} \left(\gamma^2 \cos 2\alpha x + \frac{1}{\gamma^2} \cos 2\beta y \right)$$

удовлетворяет условию прямолинейности кромок. Таким образом,

$$\varphi_1 = -\lambda \frac{y^2}{2} + \frac{\xi^2}{16} \left(\gamma^2 \cos 2\alpha x + \frac{1}{\gamma^2} \cos 2\beta y \right)$$

Далее имеем

$$\Delta \Delta w_1 = -\lambda \frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} + \Phi(w_0, p_1)$$

Это уравнение приводится к виду

$$\Delta \Delta w_1 = \alpha^4 \left[\xi \frac{k}{m^2} - \frac{\xi^3}{8} (1 + \gamma^4) \right] \sin \alpha x \sin \beta y + \frac{\xi^3 \alpha^4}{8} (\gamma^4 \sin 3\alpha x \sin \beta y + \sin \alpha x \sin 3\beta y)$$

Частное решение

$$w_1 = \frac{1}{(1 + \gamma^2)^2} \left[\xi \frac{k}{m^2} - \frac{\xi^3}{8} (1 + \gamma^4) \right] \sin \alpha x \sin \beta y + \frac{\xi^3}{8} \left(\frac{\gamma^4 \sin 3\alpha x \sin \beta y}{(9 + \gamma^2)^2} + \frac{\sin \alpha x \sin 3\beta y}{(1 + 9\gamma^2)^2} \right)$$

как будет показано ниже, удовлетворяет условию прямолинейности кромок.

Условие ортогональности (2.5), применение которого в данном случае особенно просто, дает

$$\xi = \frac{1}{(1 + \gamma^2)^2} \left(\xi \frac{k}{m^2} - \frac{\xi^3}{8} (1 + \gamma^4) \right)$$

Отсюда следует равенство

$$k = m^2 \left((1 + \gamma^2)^2 + \frac{1 + \gamma^4}{8} \xi^2 \right) \quad (4.1)$$

Следует сделать несколько замечаний по поводу условия прямолинейности кромок. Координаты кромок $x = 0$, $x = a$ в конечном состоянии $u^*(0, y)$, $y + v^*(0, y)$; $a + u^*(a, y)$, $y + v^*(a, y)$. Так как $|v^*| \ll |y|$, то можно считать координатами величины $u^*(0, y)$, y ; $a + u^*(a, y)$, y . Условия прямолинейности этих кромок состоят в том, что

$$\frac{d^2}{dy^2} u(0, y) = \frac{d^2}{dy^2} u(a, y) = 0$$

Но эти условия эквивалентны условиям

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{x=0} = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{x=a} = 0 \quad (4.2)$$

П. Ф. Пашкович^[1] пользуется условием

$$\int_0^a \frac{\partial u}{\partial x} dx = \text{const} \tag{4.3}$$

что может быть записано в форме

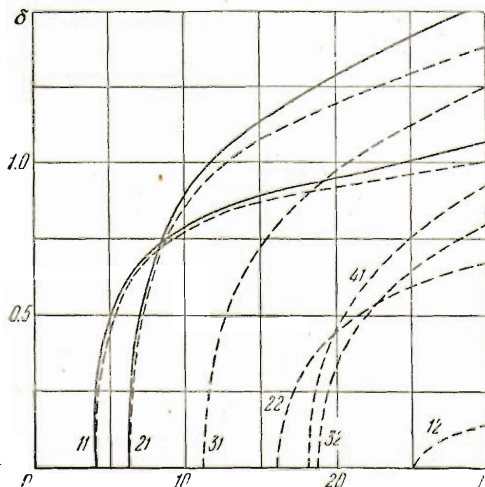
$$u(a, y) - u(0, y) = \text{const}$$

Таким образом, условие (4.3) требует лишь возможности совмещения кривых, в которые переходят прямые $x = 0, x = a$, путем параллельного переноса вдоль оси X , но не требует прямолинейности кромок в конечном состоянии.

Если кромки должны быть не только прямолинейными, но и параллельными, условия (4.2) дополняются требованием

$$\int_0^a \int_0^b \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} dx dy = 0 \tag{4.4}$$

Если речь идет о решении системы (1.4), то выполнение (4.2) и (4.4) влечет за собой выполнение (4.3) (обратное неверно). В том случае, когда оба критерия применяются к приближенному решению, так что uD/Eh не есть смещение вдоль оси X , может случиться, что (4.2) выполняется, но (4.3) не удовлетворено. Именно



Фиг. 2

это имеет место в рассматриваемом примере.

Дифференцируя (1.6), нетрудно привести (4.2) к виду

$$\frac{\partial^3 \varphi}{\partial x^3} + (2 + \nu) \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x \partial y^2} + 2 \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0 \quad \text{при } x = 0, x = a \tag{4.5}$$

Если φ — линейная комбинация функций $\cos 2c\alpha x$ (c — положительное целое число), а w — такая же комбинация из $\sin (2c + 1)\alpha x$, то, как легко проверить, условия прямолинейности и параллельности кромок удовлетворяются.

Дальнейшие вычисления дают

$$\varphi_2 = -\frac{\lambda y^2}{2} + \sum A_{ij} \cos i\alpha x \cos j\beta y$$

где сумма содержит 10 членов с индексами 20, 02, 40, 04, 60, 06, 22, 42, 24, 44. Обозначим

$$p = \frac{\gamma^4}{8(9 + \gamma^2)^2}, \quad q = \frac{1}{8(1 + 9\gamma^2)^2}$$

Тогда коэффициенты A_{ij} выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{20} &= \frac{\gamma^2 \xi^2}{16} (1 - p\xi^2 + 9q\xi^4); & A_{02} &= \frac{\xi^2}{16\gamma^2} (1 - q\xi^2 + 9p\xi^4) \\ A_{40} &= \frac{\gamma^2 p \xi^4}{64}, & A_{04} &= \frac{q \xi^4}{64\gamma^2}, & A_{60} &= \frac{\gamma^2 p^2 \xi^6}{144}, & A_{06} &= \frac{q^2 \xi^6}{144\gamma^2} \\ A_{22} &= \frac{\gamma^2 \xi^4}{4(1 + \gamma^2)^2} (p + q - 4pq\xi^2), & A_{44} &= -\frac{\gamma^2 pq \xi^6}{16(1 + \gamma^2)^2} \\ A_{42} &= \frac{\gamma^2 p \xi^4}{16(4 + \gamma^2)^2} (-1 + 25q\xi^2), & A_{24} &= \frac{q \xi^4}{16\gamma^2(1 + 4\gamma^2)^2} (-1 + 25p\xi^2) \end{aligned}$$

Для w_2 получаем выражение

$$w_2 = \Sigma B_{ij} \sin i\alpha x \sin j\beta y$$

где сумма содержит 17 членов с индексами 11, 31, 13, 51, 33, 15, 71, 53, 35, 17, 91, 73, 55, 37, 19, 75, 57.

Применив к w_2 соотношение ортогональности, получим выражение, уточняющее выражение (4.1):

$$k = m^2 T(\gamma)$$

$$T(\gamma) = (1 + \gamma^2)^2 + 2\gamma^2 (A_{02} + A_{20}) + \gamma^2 p \xi^2 (-2A_{20} + 8A_{40} + 4A_{22} - A_{42}) + \gamma^2 q \xi^2 (-2A_{02} + 8A_{04} + 4A_{22} - A_{24}) \quad (4.6)$$

В данном случае критерий (3.13) может быть заменен критерием максимальности сближения нагруженных кромок, требующим меньшего объема вычислений. Среднее сближение нагруженных кромок

$$u_{cp}^* = \frac{D}{Ehb} \int_0^b \int_0^a \frac{\partial u}{\partial x} dx dy$$

При помощи первой формулы (1.6) получаем

$$-\frac{u_{cp}^* Eha}{\pi^2 k D} = 1 + \frac{S(\gamma)}{4T(\gamma)}, \quad S(\gamma) = \Sigma i^2 B_{ij}^2$$

Ведем в рассмотрение величину

$$\delta = \sqrt{-\frac{u_{cp}^* Eha}{\pi^2 Dk} - 1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{S(\gamma)}{T(\gamma)}} \quad (4.7)$$

Из приведенных здесь формул нетрудно получить выражения для соответствующих величин, относящихся к первому приближению φ_1, w_1 .

Рассмотрим квадратную пластинку. Наименьшее собственное значение, как известно, имеет место при индексах 11. Далее следуют собственные значения с индексами 21, 31, 22 и т. д. Решения, порожденные различными собственными функциями, будем испытывать в порядке возрастания собственных значений. График в координатах k, δ изображен на фиг. 2. Пунктиром нанесены линии по первому приближению, сплошной линией — по второму. При $k > 8.58$ сближение кромок, вычисленное по решению, порожденному ζ_{21} , превышает ту же величину, относящуюся к ζ_{11} . Фактический переход от одного состояния к другому может произойти при иных значениях k в зависимости от условий эксперимента, начальной погиби и прочих трудно учитываемых факторов.

Точка ветвления согласно выражению (4.6) при $m = 1, n = 1$ лежит при $k > 40$, так что если ветвление решения, порожденного ζ_{11} , и имеет место, то при очень больших нагрузках.

Нетрудно проверить справедливость выражения для редукционного коэффициента

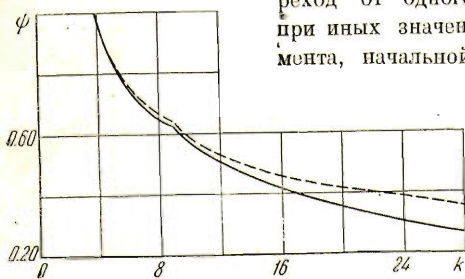
$$\psi = \frac{1}{1 + \delta^2} \quad (4.8)$$

Зависимость минимально возможного значения редукционного коэффициента от числа k изображена на графике (фиг. 3). Пунктирная линия относится к первому приближению, сплошная — ко второму.

Поступила 3 II 1956

ЛИТЕРАТУРА

1. П а к о в и ч П. Ф. Строительная механика корабля, ч. II. Судпромгиз, Л., 1941.



Фиг. 3