

УДК 539.3

**АНАЛИЗ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ  
ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ОБОЛОЧЕК  
ИЗ СТЕКЛОПЛАСТИКА С УЧЕТОМ ЗАТУХАНИЯ**

**ВАН ЧЖИВЭЙ, канд. физ.-мат. наук, доц. С.М. БОСЯКОВ  
(Белорусский государственный университет, Минск)**

*Представлены результаты исследования параметрических колебаний цилиндрической конструктивно анизотропной оболочки из стеклопластика, подверженной действию продольной пульсирующей силы, при граничных условиях Навье. Стеклопластик рассматривается как однородный монолитный анизотропный материал, упругие свойства которого зависят от угла намотки стекловолокна. Силы неупругого сопротивления учитываются посредством введения в дифференциальные уравнения движения дополнительных членов, содержащих первые производные по времени от продольного, окружного и радиального перемещений срединной поверхности оболочки. Логарифмические декременты также зависят от угла ориентации стеклонити. Получено уравнение Матье, учитывающее затухание, и с применением метода малого параметра найдены выражения, описывающие критические частоты, ограничивающие первую и вторую области неустойчивости. На примере оболочки из тканевого стеклопластика показано, что учет затухания приводит к уменьшению первой области неустойчивости.*

**Введение.** В статических задачах о нагружении элементов конструкций при малых напряжениях, а также в некоторых динамических задачах [1] допустимо чисто упругое решение при условии, что пластические и вязкие эффекты пренебрежимо малы. В то же время в большом количестве динамических задач следует учитывать различные сопротивления неупругого характера, поскольку это позволяет корректно анализировать многие процессы и явления механики деформируемых сред, в частности исследовать вынужденные колебания и динамическую устойчивость. Решение многих задач о колебаниях конструкций с учетом внутреннего трения особенно актуально для стеклопластиков, обладающих большей по сравнению с металлами, демпфирующей способностью. Одним из подходов, позволяющих учесть силы неупругого сопротивления, является введение в соответствующие дифференциальные уравнения движения дополнительных членов, содержащих первые производные от компонент вектора перемещений от времени. Результаты реализации такого подхода применительно к исследованию влияния затухания на области динамической неустойчивости ортотропной цилиндрической оболочки при краевых условиях Навье представлены в монографии И.И. Гольденבלата [1].

Настоящая работа развивает это направление и посвящена анализу влияния угла ориентации стекловолокна на динамическую устойчивость цилиндрической конструктивно анизотропной оболочки с учетом сил неупругого сопротивления.

**Определяющие уравнения.** Динамические уравнения равновесия цилиндрических оболочек представим в следующем виде [2; 3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{11}}{\partial \alpha} + \frac{\partial N_{12}}{\partial \theta} &= R\rho h \partial_t^2 u; \\ \frac{\partial N_{22}}{\partial \theta} + \frac{\partial N_{21}}{\partial \alpha} - \frac{1}{R} \left( \frac{\partial M_{12}}{\partial \alpha} + \frac{\partial M_{22}}{\partial \theta} \right) &= R\rho h \partial_t^2 v; \\ N_{22} + \frac{1}{R} \left( \frac{\partial^2 M_{11}}{\partial \alpha^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{12}}{\partial \alpha \partial \theta} + \frac{\partial^2 M_{22}}{\partial \theta^2} \right) &= -R\rho h \partial_t^2 w, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u$ ,  $v$  и  $w$  – перемещения срединной поверхности оболочки в направлении осей координат;  $\alpha$  – выраженный в долях радиуса срединной поверхности оболочки  $R$  расстояние по образующей;  $\theta$  – угловая координата в окружном направлении;  $\rho$  – плотность стеклопластика;  $h$  – толщина оболочки;  $\partial_t = \partial/\partial t$ . Выражения для внутренних сил и моментов имеют вид [1]:

$$N_{ij} = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{ij} + z w_{ij} dz, \quad M_{ij} = - \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{ij} + z w_{ij} z dz; \quad (2)$$

$$w_{11} = B_{11}\chi_{11} + B_{12}\chi_{22} + B_{16}\chi_{12}, \quad w_{22} = B_{12}\chi_{11} + B_{22}\chi_{22} + B_{26}\chi_{12};$$

$$w_{12} = w_{21} = B_{16}\chi_{11} + B_{26}\chi_{22} + B_{66}\chi_{12}.$$

Здесь напряжения  $\sigma_{ij}$  и деформации  $\varepsilon_{ij}$ ,  $\chi_{ij}$ ,  $i, j = 1, 2$  в срединной поверхности оболочки в соотношениях (2) определяются следующим образом [1; 3]:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= B_{11}\varepsilon_{11} + B_{12}\varepsilon_{22} + B_{16}\varepsilon_{12}, \sigma_{22} = B_{12}\varepsilon_{11} + B_{22}\varepsilon_{22} + B_{26}\varepsilon_{12}, \sigma_{12} = B_{16}\varepsilon_{11} + B_{26}\varepsilon_{22} + B_{66}\varepsilon_{12}; \\ \varepsilon_{11} &= \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial \alpha}, \varepsilon_{22} = \frac{1}{R} \left( \frac{\partial v}{\partial \theta} + w \right), \varepsilon_{12} = \frac{1}{R} \left( \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial \alpha} \right); \\ \chi_{11} &= -\frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \alpha^2}, \chi_{22} = -\frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2}, \chi_{12} = -\frac{2}{R^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \alpha \partial \theta}. \end{aligned} \quad (3)$$

Выполним интегрирование соотношений (2) с учетом выражений (3) и подставим полученные выражения в уравнения (1). После несложных преобразований будем иметь:

$$\begin{aligned} L_{11}u + L_{12}v + L_{13}w &= \rho R^2 \partial_t^2 u; \\ L_{21}u + L_{22}v + L_{23}w &= \rho R^2 \partial_t^2 v; \\ L_{31}u + L_{32}v + L_{33}w &= -\rho R^2 \partial_t^2 w. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь операторы  $L_{ij}$ ,  $i, j = \overline{1, 3}$  имеют вид:

$$\begin{aligned} L_{11} &= B_{11} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + B_{66} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + 2B_{16} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \theta}; \\ L_{12} = L_{21} &= B_{16} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + B_{26} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + B_{12} + B_{66} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \theta}, L_{13} = L_{31} = B_{12} \frac{\partial}{\partial \alpha} + B_{26} \frac{\partial}{\partial \theta}; \\ L_{22} &= B_{66} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + B_{22} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + 2B_{26} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \theta}, L_{23} = B_{26} \frac{\partial}{\partial \alpha} + B_{22} \frac{\partial}{\partial \theta} - \\ &- K \left( B_{16} \frac{\partial^3}{\partial \alpha^3} + B_{22} \frac{\partial^3}{\partial \theta^3} + B_{12} + 2B_{66} \frac{\partial^3}{\partial \alpha^2 \partial \theta} + 3B_{26} \frac{\partial^3}{\partial \alpha \partial \theta^2} \right), L_{32} = B_{26} \frac{\partial}{\partial \alpha} + B_{22} \frac{\partial}{\partial \theta}; \\ L_{33} &= B_{22} + K \left( B_{11} \frac{\partial^4}{\partial \alpha^4} + B_{12} \frac{\partial^4}{\partial \theta^4} + B_{11} + B_{12} + 4B_{66} \frac{\partial^4}{\partial \alpha^2 \partial \theta^2} \right) + K \left( 4B_{16} \frac{\partial^4}{\partial \alpha^3 \partial \theta} + 2B_{26} + B_{16} \frac{\partial^4}{\partial \alpha \partial \theta^3} \right), K = \frac{h^2}{12R^2}. \end{aligned}$$

Постоянные упругости определяются следующим образом [1]:

$$\begin{aligned} B_{11} &= b_{11} \cos^4 \varphi + b_{22} \sin^4 \varphi + \left( b_{66} + \frac{1}{2} b_{12} \right) \sin^2 2\varphi; \\ B_{22} &= b_{11} \sin^4 \varphi + b_{22} \cos^4 \varphi + \left( b_{66} + \frac{1}{2} b_{12} \right) \sin^2 2\varphi; \\ B_{12} &= b_{11} + b_{22} - 4b_{66} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + b_{12} \sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi; \\ B_{66} &= b_{11} + b_{22} - 2b_{12} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + b_{66} \cos^2 2\varphi; \\ B_{26} &= \frac{1}{2} b_{22} \cos^2 \varphi - b_{11} \sin^2 \varphi \sin 2\varphi - \frac{1}{4} b_{12} + 2b_{66} \sin 4\varphi; \\ B_{16} &= \frac{1}{2} b_{22} \sin^2 \varphi - b_{11} \cos^2 \varphi \sin 2\varphi + \frac{1}{4} b_{12} + 2b_{66} \sin 4\varphi, \end{aligned}$$

где  $b_{11}$ ,  $b_{22}$ ,  $b_{12}$  и  $b_{66}$  – основные модули упругости ортотропного материала;  $\varphi$  – угол между основным направлением упругости и окружной координатной линией (угол ориентации стекловолокна относительно основы стеклоткани).

Если пренебречь тангенциальными составляющими сил инерции и ввести в систему (4) распределенные продольные пульсирующие силы  $P t = P_0 + P_1 \cos \Omega t$ , то эту систему можно представить в виде

$$\begin{aligned} L_{11}u + L_{12}v + L_{13}w &= 0, L_{21}u + L_{22}v + L_{23}w = 0, \\ L_{31}u + L_{32}v + L_{33}w &= -\frac{P t}{h} \frac{\partial^2 w}{\partial \alpha^2} - \rho R^2 \partial_t^2 w. \end{aligned} \quad (5)$$

С помощью операторного метода соответствующую систему уравнений движения можно свести к одному разрешающему дифференциальному уравнению восьмого порядка относительно некоторой функции  $\Phi(\alpha, \theta, t)$ , связанной с перемещениями следующим образом:

$$\begin{aligned} u &= L_{13}L_{22} - L_{12}L_{23} \Phi(\alpha, \theta, t); \\ v &= L_{11}L_{23} - L_{13}L_{21} \Phi(\alpha, \theta, t); \\ w &= L_{12}L_{21} - L_{11}L_{22} \Phi(\alpha, \theta, t). \end{aligned} \quad (6)$$

После подстановки выражений (6) в систему (5) первые два уравнения системы (4) удовлетворяются тождественно, а третье уравнение принимает вид:

$$\rho R^2 \nabla_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi(\alpha, \theta, t) + \frac{P(t)}{h} \nabla_1 \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \Phi(\alpha, \theta, t) + \nabla_2 \Phi(\alpha, \theta, t) = 0, \quad (7)$$

$$\nabla_1 = L_{12}L_{21} - L_{11}L_{22}, \quad \nabla_2 = L_{31}L_{13}L_{22} - L_{12}L_{23} - L_{32}L_{13}L_{21} - L_{11}L_{23} + L_{33}L_{12}L_{21} - L_{11}L_{22}.$$

Уравнение (7) с учетом затухания запишем как

$$\rho R^2 \nabla_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi(\alpha, \theta, t) + \frac{P(t)}{h} \nabla_1 \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \Phi(\alpha, \theta, t) + \nabla_2 \Phi(\alpha, \theta, t) + R^2 \Psi \Phi(\alpha, \theta, t) = 0, \quad (8)$$

где  $\Psi \Phi(\alpha, \theta, t)$  – член, учитывающий силы неупругого сопротивления. В соответствии с гипотезой вязкого сопротивления для функции  $\Psi \Phi(\alpha, \theta, t)$  будем иметь зависимость [1] ( $\omega$  – частота свободных колебаний):

$$\Psi \Phi(\alpha, \theta, t) = \frac{\rho \omega}{\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left( \sum_{i,k,n,m=1}^3 \delta'_{iknm} \frac{\partial^4 \Phi(\alpha, \theta, t)}{\partial \chi_i \partial \chi_k \partial \chi_n \partial \chi_m} \right).$$

Окончательно уравнение (8) может быть записано в виде

$$\rho R^2 \nabla_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi(\alpha, \theta, t) + \frac{P(t)}{h} \nabla_1 \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \Phi(\alpha, \theta, t) + \nabla_2 \Phi(\alpha, \theta, t) + \frac{R^2 \omega}{\pi} \frac{\partial}{\partial t} \nabla_3^4 \Phi(\alpha, \theta, t) = 0. \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\nabla_3^4 = a_1 \frac{\partial^4}{\partial \alpha^4} + a_2 \frac{\partial^4}{\partial \alpha^3 \partial \theta} + a_3 \frac{\partial^4}{\partial \alpha^2 \partial \theta^2} + a_4 \frac{\partial^4}{\partial \alpha \partial \theta^3} + a_5 \frac{\partial^4}{\partial \theta^4},$$

$$a_1 = B_{16}^2 - B_{11}B_{66} \delta'_{1111}, \quad a_2 = 8 B_{12}B_{16} - B_{11}B_{26} \delta'_{2111}, \quad a_3 = 2 B_{12}^2 - B_{11}B_{22} + 2 B_{12}B_{66} - B_{16}B_{26} \delta'_{2111},$$

$$a_4 = 2 B_{12}^2 - B_{11}B_{22} + 2 B_{12}B_{66} - B_{16}B_{26} \delta'_{2111}, \quad a_5 = 8 B_{12}B_{26} - B_{16}B_{22} \delta'_{1222}, \quad a_5 = B_{26}^2 \delta'_{2222},$$

где  $\delta'_{1111}$ ,  $\delta'_{2222}$ ,  $\delta'_{1122}$ ,  $\delta'_{1212}$ ,  $\delta'_{1222}$ ,  $\delta'_{2111}$  – логарифмические декременты, которые зависят от угла  $\varphi$  намотки стекловолокна и определяются следующим образом [1]:

$$\delta'_{1111} = \delta_{1111} \cos^4 \varphi + \delta_{2222} \sin^4 \varphi + \delta_{1212} \sin^2 2\varphi,$$

$$\delta'_{2222} = \delta_{1111} \sin^4 \varphi + \delta_{2222} \cos^4 \varphi + \delta_{1212} \sin^2 2\varphi,$$

$$\begin{aligned} \delta'_{1122} &= \delta_{1111} + \delta_{2222} - 4\delta_{1212} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi , \\ \delta'_{1212} &= \frac{1}{4} \delta_{1111} + \delta_{2222} \sin^2 2\varphi + \delta_{1212} \cos^2 2\varphi , \\ \delta'_{1222} &= \frac{1}{2} \delta_{2222} \cos^2 \varphi - \delta_{1111} \sin^2 \varphi \sin 2\varphi - \delta_{1212} \sin 4\varphi , \\ \delta'_{2111} &= \frac{1}{2} \delta_{2222} \sin^2 \varphi - \delta_{1111} \cos^2 \varphi \sin 2\varphi - \frac{1}{2} \delta_{1212} \sin 4\varphi . \end{aligned}$$

Здесь  $\delta_{1111}$ ,  $\delta_{1212}$  и  $\delta_{2222}$  – основные логарифмические декременты.

Решение дифференциального уравнения (9) будем искать в виде, удовлетворяющем при  $\alpha = 0$  и  $\alpha = l/R$  следующим краевым условиям:

$$u = v = \frac{\partial w}{\partial \alpha} = 0, w \neq 0.$$

В этом случае примем

$$\Phi \alpha, \theta, t = \sum_{m=1}^{\infty} T_m t \cos\left(\frac{m\pi R\alpha}{l}\right), \quad (10)$$

где  $m$  – число полуволн вдоль образующей цилиндра.

Подставляя выражение (10) в уравнение (9), получим

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{d^2 T_m t}{dt^2} + \frac{\omega \delta'_{1111}}{\pi} \frac{dT_m t}{dt} + \frac{A T_m t}{\rho R^2} \right) \cos\left(\frac{m\pi R\alpha}{l}\right) = 0. \quad (11)$$

Здесь коэффициент  $A$  имеет вид:

$$\begin{aligned} A &= K\lambda^4 B_{11} B_{11} B_{66} - B_{16}^2 + K\lambda^2 B_{16} B_{12} B_{16} - B_{11} B_{26} + \\ &+ B_{11} B_{22} B_{66} - B_{26}^2 - B_{12} B_{12} B_{66} - 2B_{16} B_{26} - B_{16}^2 B_{22} - \lambda^2 P t, \lambda = \frac{m\pi R}{l}. \end{aligned}$$

Поскольку уравнение (11) должно удовлетворяться при любых  $\alpha$ , будем иметь

$$\frac{d^2 T_m t}{dt^2} + \frac{\omega \delta'_{1111}}{\pi} \frac{dT_m t}{dt} + \frac{A T_m t}{\rho R^2} = 0. \quad (12)$$

Уравнение (12) может быть записано в виде

$$\frac{d^2 T_m t}{dt^2} + \mu' \frac{dT_m t}{dt} + \omega^2 (1 - 2\mu \cos \Omega t) T = 0,$$

где

$$\mu' = \frac{\omega \delta'_{1111}}{\pi}, \quad \mu = \frac{P_1}{2 P^* - P_0},$$

$$\omega^2 = \frac{1}{\rho R^2} K\lambda^4 B_{11} B_{11} B_{66} - B_{16}^2 + K\lambda^2 B_{16} B_{12} B_{16} - B_{11} B_{26} + B_{11} B_{22} B_{66} - B_{26}^2 - B_{12} B_{12} B_{66} - 2B_{16} B_{26} - B_{16}^2 B_{22} - \lambda^2 P_0 ;$$

$$P^* = K\lambda^2 B_{11} B_{11} B_{66} - B_{16}^2 + K B_{16} B_{12} B_{16} - B_{11} B_{26} + \frac{1}{\lambda^2} B_{11} B_{22} B_{66} - B_{26}^2 - B_{12} B_{12} B_{66} - 2B_{16} B_{26} - B_{16}^2 B_{22} .$$

Отсюда получим уравнение Матье, учитывающее вязкое затухание

$$\frac{d^2 S_m \tau}{d\tau^2} + 2\varepsilon \frac{dS_m \tau}{d\tau} + \delta (1 - 2\mu \cos 2\tau) S_m \tau = 0, \quad (13)$$

в котором принято

$$S_m \tau = T_m t, \quad \varepsilon = \frac{\mu'}{\Omega}, \quad \delta = \frac{4\omega^2}{\Omega^2}, \quad \tau = \frac{\Omega t}{2}.$$

Методом малого параметра из уравнения (13) будем иметь следующие выражения, описывающие критические частоты, ограничивающие первую и вторую области неустойчивости:

$$\delta_1 = 1 \pm \sqrt{\mu^2 - 4\varepsilon^2}; \quad \delta_2 = 4 + \frac{20}{3}\mu^2; \quad \delta_3 = 4 \left( 1 - \frac{1}{3}\mu^2 \right). \quad (14)$$

**Влияние угла намотки на области динамической неустойчивости.** Рассмотрим влияние угла намотки стекловолокна  $\varphi$ , который может принимать значения из промежутка от 0 до  $0, \pi/2$ , на величину  $\varepsilon$ . Зависимость  $\varepsilon$  от  $\varphi$  представлена на рисунке 1. При построении принимаем: основные модули упругости  $b_{11}=18,3$ ,  $b_{22}=25,2$ ,  $b_{66}=3,5$ ,  $b_{12}=2,77$  ГПа; основные логарифмические декременты  $\delta_{1111}=0,01933$ ,  $\delta_{1212}=0,02$ ,  $\delta_{2222}=0,01825$ ; плотность  $\rho=1850$  кг/м<sup>3</sup> [1]. Геометрические параметры оболочки  $h=1$  мм,  $R=0,5$  м,  $l=10$  м. Распределенные продольные пульсирующие силы описываются значениями  $P_0=7$  ГПа,  $P_1=90$  МПа,  $\Omega=3000$  1/с. Число полуволн вдоль образующей оболочки  $m=1$ .

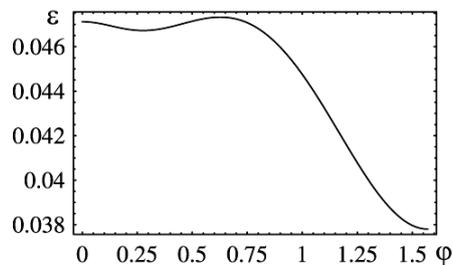


Рис. 1. Зависимость параметра  $\varepsilon$  от угла намотки стекловолокна  $\varphi$

Из рисунка 1 видно, что величина  $\varepsilon$  достигает наибольших значений при  $\varphi=0$  и  $\varphi=0,7$ . При  $\varphi \geq 0,7$  величина  $\varepsilon$  резко уменьшается и при  $\varphi = \pi/2$  достигает наименьшего значения.

Рассмотрим влияние затухания на области динамической неустойчивости при углах намотки стекловолокна  $\varphi=0$ ,  $\varphi=\pi/20$  и  $\varphi=\pi/2$ . Этим значениям соответствуют  $\varepsilon=0,047$ ,  $\varepsilon=0,046$  и  $\varepsilon=0,038$ . Результаты построения первой области устойчивости, выполненного на основании формул (14), для указанных выше углов намотки представлены на рисунке 2.

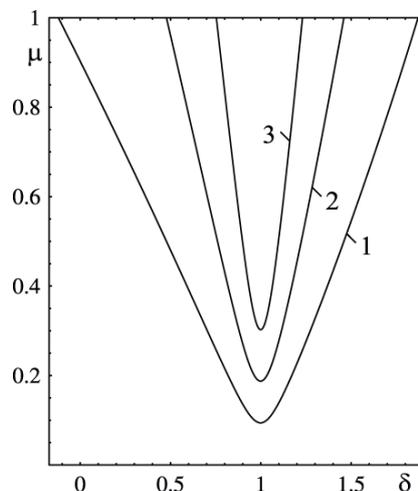


Рис. 2. Границы раздела первой области устойчивости и неустойчивости параметров уравнения Матье при различных углах намотки стекловолокна:

1 –  $\varphi=0$ ; 2 –  $\varphi=\pi/20$ ; 3 –  $\varphi=\pi/2$

При построении границ раздела первой области неустойчивости и области устойчивости в случае, когда углы намотки составляют  $\varphi = \pi/20$  и  $\varphi = \pi/2$ , использованы коэффициенты масштабирования, равные 2 и 4 соответственно.

Из рисунка 2 видно, что первая область неустойчивости при увеличении угла намотки (уменьшении величины параметра  $\varepsilon$ ) увеличивается. Влияние затухания на вторую и третью области неустойчивости пренебрежимо мало.

Также отметим, что угол намотки не может принимать произвольные значения из промежутка  $0, \pi/2$ . В частности, если  $\varphi \in 41\pi/400, 37\pi/80$ , имеет место неравенство  $P^* < P_0$  и оболочка может быть разрушена.

Аналогичные расчеты показывают, что параметрические колебания возникают только в небольшом интервале угла намотки.

**Заключение.** Полученные в работе результаты позволяют сделать вывод о том, что при возрастании затухания область неустойчивости уменьшается. Тем не менее использование демпфирования не позволяет избежать неограниченного возрастания амплитуды колебаний в областях неустойчивости.

Также заметим, что в случае действия равномерно распределенной поперечной нагрузки  $q t = q_0 + q_1 \cos \Omega t$  и совместного действия продольной и поперечной нагрузок с известным соотношением между ними будут иметь место полученные в статье результаты с учетом ввода аналогичным образом затухания в выражения, описывающие области динамической неустойчивости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сопроотивление стеклопластиков / под ред. И.И. Гольденблата. – М.: Машиностроение, 1968. – 303 с.
2. Kezhi, Huang. Theory of plates and shells / Huang Kezhi. – Beijing: Tsinghua University Press, 1987. – 407 p.
3. Zhilun, Xu. Elasticity. Volume II / Xu Zhilun. – Beijing: Higher Education Press, 2006. – 287 p.

Поступила 11.02.2011

#### THE ANALYSIS OF PARAMETRICAL STABILITY OF CYLINDRICAL AXISYMMETRIC ANISOTROPIC SHELLS FROM FIBREGLASS TAKING INTO ACCOUNT DAMPING

WANG ZHIWEI, S. BOSIAKOV

*This paper is devoted to research of parametrical vibrations of cylindrical physically anisotropic shell from fiberglass. On a shell the longitudinal pulsing forces are operated. Boundary conditions are conditions of Nave. Fiberglass is considered as a homogeneous monolithic anisotropic material. Elastic properties of fiberglass depend on a angle of winding of fiber glass. Forces of nonelastic strength are considered by means of additional members which contain the first derivatives on time from longitudinal, circular and radial displacements of a median surface of a shell. Logarithmic decrements are depending on an orientation angle of fiberglass. The equation of Mathieu into account damping is obtained. With application of a method of small parameter the expressions describing critical frequencies are found. Frequencies the first and second areas of instability are limited. On an example of a shell from fabric fiberglass it is shown that the damping account leads to reduction of the first area of instability.*