ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXII, № 1, 1979 Механика

К. Б. КАЗАРЯН

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТОКОНЕСУЩЕЙ ОБОЛОЧКИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В последнее время в технике получили применение токонесущие упругие тела. В связи с этим ряд работ был посвящен исследованию поведения токонесущих упругих тел в магнитном поле [1—7]. В [2] показана возможность потери устойчивости гибкого токонесущего провода в магнитном поле. Вопросу устойчивости и колебания упругих токонесущих стержней посвящены работы [3—5]. В [4] рассмотрена задача устойчивости упругого токонесущего стержня круглого и эллиптического сечений в случае, когда электрический ток течет по направлению оси стержня и является поверхностным током. Для стержня круглого сечения в [5] теоретическим и экспериментальным путем рассмотрена аналогичная задача в случае, когда электрический ток равномерно распределен по сечению стержня.

В работе [6] показано, что цилиндрическая оболочка может потерять устойчивость в магнитном поле электрического тока, протекающего по направлению образующей оболочки.

Для пластин и оболочек с электрическим током исследование некоторых задач колебаний и устойчивости приводится в [7].

В настоящей работе рассматривается задача устойчивости токонесущей оболочки конечной длины, по направлению образующей которой течет объемный электрический ток. Оболочка находится под действием внешнего продольного магнитного поля, параллельного электрическому току. Определены критические значения плотностей электрического тока и напряженностей внешнего магнитного поля, при которых оболочка теряет устойчивость.

§ 1. Круговая тонкая цилиндрическая оболочка длины L, толщины $2h$, радиуса срединной поверхности R отнесена к триортогональной системе координат (α, β, γ) так, что координатные линии α и β совпадают с линиями кривизны срединной поверхности. Под α и β подразумеваются размерные координаты точки срединной поверхности, откладываемые соответственно вдоль образующей и по дуге.

Материал оболочки изотропен, не обладает магнитными свойствами, является проводником электрического тока.

По оболочке по направлению оси α течет стационарный, равномерно распределенный по толщине электрический ток плотностью j_0. Токонесущая оболочка помещена во внешнее стационарное однородное магнитное поле, вектор напряженности которого $\overline{H}_1$ параллелен образующей оболочки. Как известно, токонесущая оболочка обладает собственным магнитным полем, которое для тонкой бесконечной оболочки равно [6]

$$\overline{H}_0 = H_0 \cdot \overline{i}_\beta; \quad H_0 = -\frac{4\pi j_0}{c}(\gamma + h) \qquad |\gamma| < h$$

$$H_0 = 0 \qquad \gamma \leqslant -h \tag{1.1}$$

$$H_0 = -\frac{8\pi j_0 h}{c} \qquad \gamma \geqslant h$$

Рассматривается устойчивость конечной токонесущей оболочки во внешнем магнитном поле $\overline{H}_1$.

Для собственного магнитного поля конечной оболочки принимается значение магнитного поля бесконечной оболочки.

В отношении упругой оболочки принимается гипотеза Кирхгофа-Лява.

В невозмущенном состоянии на оболочку, вследствие протекания электрического тока, действует объемная пондеромоторная сила Ампера

$$\overline{F}_0 = \frac{1}{c}\,[\overline{j}_0 \times (\overline{H}_0 + \overline{H}_1)]; \quad \overline{F}_0 = F_0 \cdot \overline{i}_\gamma; \quad F_0 = -\frac{4\pi j_0^2(\gamma + h)}{c^2} \tag{1.2}$$

Внешнее продольное магнитное поле $\overline{H}_1 = H_1 \cdot \overline{i}_\alpha$, будучи параллельным направлению тока, для невозмущенной оболочки не вносит вклада в объемную силу $\overline{F}_0$.

Принимается, что под действием силы $\overline{F}_0$ в оболочке устанавливается безмоментное напряженное состояние, определяемое кольцевым усилием [6]

$$N_0 = -\frac{8\pi j_0^2 h^2 R}{c^2} \tag{1.3}$$

В [6] показано, что учет индуцированных электромагнитных полей, возникших вследствие колебаний, не влияет на критическое значение плотности электрического тока, при котором оболочка теряет устойчивость. Здесь, в силу этого, задача устойчивости оболочки рассматривается на основе статического подхода [8].

В возмущенном состоянии оболочки, вследствие изгиба, возникает поперечный компонент вектора плотности электрического тока, определяемый из условия непротекаемости электрического тока [7]

$$(\overline{j} \cdot \overline{n}) = 0 \tag{1.4}$$

В (1.3) $\overline{n}$ — нормаль к поверхности возмущенной оболочки, $\overline{j}$ — вектор плотности электрического тока возмущенной оболочки.

Так как $\overline{n} = \text{grad}\,(w - \gamma)$, то из условия (1.4), учитывая, что оболочка является тонкой, для нормального компонента вектора плотности начального электрического тока возмущенной оболочки получим

$$j_\gamma = j_0 \frac{\partial w}{\partial \alpha}$$

где w — нормальное перемещение срединной поверхности оболочки.

Взаимодействие электрического тока плотности j_1 с внешним продольным магнитным полем H_1 приводит к возникновению объемной пондеромоторной силы

$$\bar{f} = f_0 \cdot \bar{i}_3; \qquad f_0 = \frac{j_0 H_1}{c} \frac{\partial w}{\partial \alpha} \tag{1.5}$$

Вопрос устойчивости токонесущей оболочки во внешнем магнитном поле рассматривается на основе уравнений технической теории тонких оболочек.

В силу допущения безмоментности исходного напряженного состояния, определяемого кольцевым усилием (1.3), и с учетом тангенциальной возмущенной пондеромоторной силы (1.5) эти уравнения в перемещениях срединной поверхности имеют вид [8]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \alpha^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \beta^2} + \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \alpha \partial \beta} + \frac{\nu}{R} \frac{\partial w}{\partial \alpha} = 0$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \beta^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \alpha^2} + \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \alpha \partial \beta} + \frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial \beta} + \frac{(1-\nu^2) H_1 H_2}{8\pi E h} \frac{\partial w}{\partial \alpha} = 0$$

$$D \Delta^2 w + \frac{2Eh}{R(1-\nu^2)} \left(\frac{w}{R} + \nu \frac{\partial u}{\partial \alpha} + \frac{\partial v}{\partial \beta} \right) - \frac{H_2^2 R}{8\pi} \frac{\partial^2 w}{\partial \beta^2} = 0 \tag{1.6}$$

В (1.6) E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона материала оболочки, u, v — тангенциальные перемещения срединной поверхности оболочки, $H_2 = 8\pi j_0 h c^{-1}$ — абсолютное значение собственного магнитного поля на внешней поверхности оболочки, обусловленного электрическим током, $D = 2Eh^3/3(1-\nu^2)$, $\Delta = \partial^2/\partial \alpha^2 + \partial^2/\partial \beta^2$.

§ 2. Как известно, для определения условий потери устойчивости оболочки в статической постановке необходимо для токонесущей оболочки определить те значения магнитных полей H_1, H_2, при которых система уравнений (1.6) имеет нетривиальные решения.

Задача решается при условиях шарнирного, свободного в тангенциальном направлении опирания на торцах оболочки $\alpha = 0$, $\alpha = L$.

Можно показать, что рассматриваемая здесь задача устойчивости принадлежит к классу несамосопряженных краевых задач. Для решения используем вариационный метод Бубнова—Галеркина, применяемый в неконсервативных задачах [9]. Согласно этому методу представим решения уравнений (1.6) в виде следующих рядов функций, удовлетворяющих условиям опирания и замкнутости оболочки:

$$u = e^{ip\beta} \sum_{n=1}^{\infty} u_n \cos k_n \alpha; \qquad v = e^{ip\beta} \sum_{n=1}^{\infty} v_n \sin k_n \alpha$$

$$w = e^{ip\beta} \sum_{n=1}^{\infty} w_n \sin k_n \alpha \tag{2.1}$$

$$\left(p = \frac{m}{R}, \qquad k_n = \frac{\pi n}{L}, \qquad m = 1, 2, 3, \ldots \right)$$

Подставляя (2.1) в (1.6) и используя обычный процесс ортогонализации метода Бубнова—Галеркина, после некоторых преобразований приходим к следующей бесконечной алгебраической системе относительно w_n:

$$Aw_q + i\sum_{n=1}^{\infty} B_{nq}w_n = 0 \quad (q = 1, 2, 3, \ldots) \tag{2.2}$$

где

$$A_q = D(p^2 + k_q^2)^4 + 2Ehk_q^4R^{-2} - (8\pi)^{-1}R(k_q^2 + p^2)p^2H_2^2$$

$$B_{nq} = \bar{B}_{nq}H_1H_2$$

$$\bar{B}_{nq} = \begin{cases} 0 \quad (n + q - \text{четное число}) \\ 0 \quad (n = q) \\ (R\pi^2)^{-1}[(2+\nu)pk_n^3 + p^3k_n] \quad (n + q - \text{нечетное число}) \end{cases}$$

Представляя в (2.2) комплексный прогиб w_n в виде $w_{1n} + iw_{2n}$ и разделяя действительные и мнимые части системы (2.2), получим следующую бесконечную систему относительно w_{1q}, w_{2q}:

$$\begin{aligned} A_q w_{1q} - \sum_{n=1}^{\infty} w_{2q}B_{nq} = 0 \\ A_q w_{2q} + \sum_{n=1}^{\infty} w_{1q}B_{nq} = 0 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Приравняв нулю определитель Q системы (2.3), найдем критические значения напряженностей магнитных полей H_1 и H_2, при которых оболочка теряет устойчивость.

Определитель Q приводится к произведению определителей двух транспонированных матриц

$$Q = \det|C_{qn}|\cdot\det|C_{nq}| = [\det|C_{qn}|]^2$$

Общий член определителя $\det|C_{qn}|$ имеет вид

$$\begin{aligned} C_{qn} &= A_n\delta_{nq} + (-1)^q B_{nq} \quad (n \pm q - \text{нечетное число}) \\ C_{qn} &= A_n\delta_{nq} \quad (n \pm q - \text{четное число}) \end{aligned} \tag{2.4}$$

(δ_{nq} — символ Кронекера).

Как известно [9], для использования метода Бубнова—Галеркина в несамосопряженных краевых задачах необходимо, чтобы этот метод приводил к бесконечным определителям, принадлежащим к классу нормальных определителей.

Для доказательства принадлежности определителя $\det|C_{qn}|$ к классу нормальных определителей разделим q-ю строчку определителя на $\sqrt{D}(k_q^2 + p^2)^2$, а n-й столбец на $\sqrt{D}(k_n^2 + p^2)^2$.

Тогда определитель $\det|C_{qn}|$ можно представить в виде

$$\bar{\Delta} = \|\delta_{qn} + C^*_{qn}\|$$

где C^*_{qn} равно

$$C^*_{qn} = \frac{2\,Ehk_n^4 R^{-2} - (8\pi)^{-1} RH_2^2 (k_n^2 + p^2)^2 p^2}{D(k_n^2 + p^2)^2 (k_q^2 + p^2)^2} \delta_{nq} +$$

$$+ \frac{(-1)^q H_1 H_2 [(2+\nu) pk_n^3 + k_n p^3]\, q}{\pi^2 RD (k_n^2 + p^2)^2 (k_q^2 + p^2)^2 (q^2 - n^2)} \quad (n \pm q \text{ — нечетное число})$$

$$C^*_{qn} = \frac{2EhR^{-2}k_n^4 - (8\pi)^{-1} H_2^2 Rp^2 (k_n^2 + p^2)^2}{D(k_n^2 + p^2)^2 (k_q^2 + p^2)^2} \delta_{nq} \quad (n \pm q \text{ — четное число})$$

Используя некоторые простые неравенства, можно легко показать, что

$$\prod_{q=1}^{\infty} |C^*_{qq}| < \infty, \quad \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} |C^*_{qn}| < \infty$$

Определитель, общий член которого удовлетворяет этим условиям, является нормальным.

§ 3. Для качественного анализа вопроса устойчивости оболочки ограничимся приближениями бесконечного нормального определителя $\det|C_{qn}|$ при $n=2$; $n=3$; $n=4$.

При $n=2$ условие $\det|C_{qn}|=0$ имеет вид

$$\bar{\Delta}_2 = A_1 A_2 - B_{12}|B_{21}| \tag{3.1}$$

При $n=3$ и $n=4$ имеем соответственно

$$\bar{\Delta}_3 = A_3 \bar{\Delta}_2 - A_1 B_{23}|B_{32}| \tag{3.2}$$

$$\bar{\Delta}_4 = A_4 \bar{\Delta}_3 - A_3 [A_1 B_{34}|B_{43}| + A_2 B_{14}|B_{41}|] - \bar{B} H_1^4 H_2^4 \tag{3.3}$$

В (3.3) $\bar{B} = [|\bar{B}_{43}|\bar{B}_{12} - |\bar{B}_{32}|\bar{B}_{14}][|\bar{B}_{41}|\bar{B}_{23} - |\bar{B}_{21}|\bar{B}_{34}]$ и $\bar{B} > 0$, так как

$$|\bar{B}_{43}| > |\bar{B}_{32}|, \quad \bar{B}_{12} > \bar{B}_{14}, \quad |\bar{B}_{41}| > B_{34}, \quad \bar{B}_{23} > |\tilde{B}_{21}|$$

Обозначив $H_1^2 = \xi^2$, $H_2^2 = \gamma_i^2$, из (3.1), (3.2), (3.3) получим следующие функции $\xi^2 = \xi^2(\gamma_i)$, определяющие критические значения напряженностей магнитных полей, при которых оболочка теряет устойчивость

$$\xi_1^2 = \frac{(a_1 - \gamma_i^2)(a_2 - \gamma_i^2)}{\beta_{12}\gamma_i^2}, \quad \gamma_i \in (0, a_1] \tag{3.4}$$

$$\xi_2^2 = \frac{(a_1-\gamma_i^2)(a_2-\gamma_i^2)(a_3-\gamma_i^2)}{\gamma_i^2[\varepsilon_{12}(a_1-\gamma_i^2)+\varepsilon_{23}(a_3-\gamma_i^2)]}, \quad \gamma_i \in (0,\ a_1] \tag{3.5}$$

$$\xi_3^2 = \frac{-f(\gamma_i)+\sqrt{f^2(\gamma_i)+4\varepsilon(a_1-\gamma_i^2)(a_2-\gamma_i^2)(a_3-\gamma_i^2)(a_4-\gamma_i^2)}}{2\varepsilon\gamma_i^2} \tag{3.6}$$

$$\gamma_i \in (0,\ a_1]$$

В (3.4) — (3.6) приняты следующие обозначения:

$$a_j = 8\pi[D(p^2+k_j^2)^4 + 2Ehk_j^4R^{-2}][Rp^2(k_j^2+p^2)^2]^{-1} \quad (a_j > a_{j-1})$$

$$\varepsilon_{js} = \frac{64[(2+\nu)k_j^2+p^2][(2+\nu)k_s^2+p^2]k_jk_sjs}{\pi^2R^4p^2(k_j^2+p^2)^2(k_s^2+p^2)^2(j^2-s^2)^2}$$

$$\varepsilon = \widetilde{B}(64\pi^2)^2[p^8R^4(k_1^2+p^2)^2(k_2^2+p^2)^2(k_3^2+p^2)^2(k_4^2+p^2)^2]^{-1} \tag{3.7}$$

$$f(\gamma_i) = \varepsilon_{34}(a_1-\gamma_i^2)(a_2-\gamma_i^2)+\varepsilon_{12}(a_3-\gamma_i^2)(a_4-\gamma_i^2)+$$
$$+\varepsilon_{14}(a_2-\gamma_i^2)(a_3-\gamma_i^2)+\varepsilon_{23}(a_1-\gamma_i^2)(a_2-\gamma_i^2)$$

$$(j = 1, 2, 3, 4;\ s = 1, 2, 3, 4)$$

Функции ξ_1^2, ξ_2^2, ξ_3^2 являются монотонно возрастающими функциями от γ_i^2 при $\gamma_i \to 0$, причем

$$\xi_j^2(a_1) = 0, \quad \lim_{\gamma_i \to 0}\xi_j^2(\gamma_i) = \infty \quad (j = 1, 2, 3)$$
$$\xi_1^2 > \xi_2^2 > \xi_3^2 \quad \forall \gamma_i \in (0,\ a_1] \tag{3.8}$$

Таким образом, как первое, так и два последующих приближения определителя $\det|C_{qn}|$ приводят к функциям $\xi_j^2(\gamma_i)$, из анализа которых видно, что внешнее магнитное поле, параллельное току оболочки, уменьшает область ее устойчивости.

На фиг. 1 в плоскости $H_1 = \xi$, $H_2 = \eta$ заштрихованная область является областью устойчивости оболочки, для всех остальных значений H_1 и H_2 оболочка неустойчива.

§ 4. Для количественного анализа устойчивости (неустойчивости) оболочки воспользуемся в качестве примера первым приближением.

Из (3.1) условием, определяющим критические значения H_1 и H_2, будет

$$(a_1 - H_2^2)(a_2 - H_2^2) - \varepsilon_{12}H_1^2H_2^2 = 0 \tag{4.1}$$

где

$$a_1 = \frac{8\pi D(k^2+p^2)^2}{Rp^2} + \frac{16Eh\pi k^4}{R^3(k^2+p^2)^2p^2}$$

$$a_2 = \frac{8\pi D(4k^2+p^2)^2}{Rp^2} + \frac{256Eh\pi k^4}{R^3(4k^2+p^2)^2p^2}$$

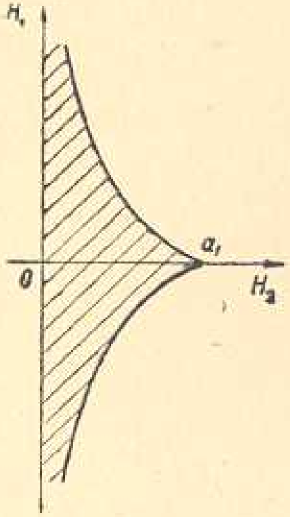
$$\varepsilon_{12}=\frac{256\,[(2+\nu)\,k^2+p^2][(2+\nu)\,4k^2+p^2]}{9R^4L^2p^2\,(k^2+p^2)^2\,(4k^2+p^2)^2} \tag{4.2}$$

$$k=\frac{\pi}{L}, \qquad p=\frac{m}{R}$$

Для определения минимальных значений H_1 и H_2 необходимо сначала определить минимальное значение функции a_1 от m.

Формула, определяющая a_1, значительно упрощается, если принять известное в теории устойчивости цилиндрических оболочек допущение [8]

$$\left(\frac{2\pi R}{mL}\right)^2\ll 1 \tag{4.3}$$



Фиг. 1

Используя (4.3) и минимизируя a_1 по m, получаем

$$m_*\approx 2.3\sqrt[4]{\frac{R}{h}}\cdot\sqrt{\frac{R}{L}} \quad (\nu=0.3)$$

Формулы (4.2) в силу (4.3) примут вид

$$a_{1m}=\frac{16\pi Eh^3m^2}{3R^3}+\frac{16\pi^5EhR^3}{L^4m^6}$$

$$a_{2m}=\frac{16\pi Eh^3m^2}{3R^3}+\frac{256\pi^5EhR^3}{L^4m^6}$$

$$\varepsilon_{12m}=\frac{256R^2}{9L^2m^8} \tag{4.4}$$

Для определения наименьшего значения функции $a(m)$ необходимо определить $a(\widetilde{m})=\min\{a(E(m_*)),\quad a(E(m_*)+1),\ a(1)\}$. Функция $E(m_*)$ есть наибольшее натуральное число, не превышающее m_*.

Кривые зависимости H^2_{1m} от H^2_{2m} при различных значениях m являются, вообще говоря, взаимно пересекающимися кривыми.

Можно показать, что если $m\,[\in m_1,\ m_*]$, где $m_1\approx 2.17\sqrt[4]{\frac{R}{h}}\cdot\sqrt{\frac{R}{L}}$ $(\nu=0.3)$, то кривые зависимости H^2_{1m} от H^2_{2m} являются взаимно пересекающимися; вне этого интервала пересечение кривых не имеет места.

Эти кривые будут различными, если

$$|m_1-m_*|\geqslant 2 \tag{4.5}$$

Из (4.5) условием пересечения кривых является

$$\frac{R}{L}>237\sqrt{\frac{h}{R}} \tag{4.6}$$

При $m = m_0$ (4.3) имеет вид

$$\frac{R}{L} \ll 0.13 \sqrt{\frac{R}{h}} \tag{4.7}$$

Из сопоставления (4.6) и (4.7) видно, что пересечение кривых имеет место только для очень тонких оболочек, а именно, для оболочек, у которых $h/R < 10^{-5}$. Ограничиваясь оболочками с $h/R > 10^{-5}$, приведем основные формулы, определяющие критические значения H_1 и H_2

$$\begin{gathered}[a_1(\tilde{m}) - H_2^2][a_2(\tilde{m}) - H_2^2] - \varepsilon_{12}(\tilde{m}) H_1^2 H_2^2 = 0 \\ H_2 = \sqrt{a_1(\tilde{m})}; \quad H_1 = 0\end{gathered} \tag{4.8}$$

В (4.8) $\tilde{m}$ есть то натуральное число, при котором функция $a_1(m)$ принимает наименьшее значение.

Для проведения численных расчетов относительно критических комбинаций напряженностей H_1 и H_2, введем следующие безразмерные параметры:

$$\tilde{\eta} = \frac{H_2}{\sqrt{a_1(\tilde{m})}}, \quad \tilde{\xi} = \frac{H_1}{\sqrt{a_1(\tilde{m})}} \tag{4.9}$$

где $\sqrt{a_1(\tilde{m})}$ — критическое значение напряженности собственного магнитного поля токонесущей оболочки в отсутствии внешнего поля H_1.

Используя (4.2) и (4.3), запишем (4.8) в безразмерном виде

$$(1 - \tilde{\eta}^2)(4.75 - \tilde{\eta}^2) - \varepsilon_{12}(\tilde{m})\tilde{\eta}^2\tilde{\xi}^2 = 0 \tag{4.10}$$

На основе (4.10) в табл. 1 в некотором диапазоне отношений R/L, h/R для оболочек, изготовленных из алюминия, приведены критические значения параметра $\tilde{\xi}$ при $\tilde{\eta} = 0.9$, а также значения $\tilde{m}$, отвечающие минимуму $\sqrt{a_1}$. Приведены и критические значения собственного магнитного поля $H_{2^*} = \sqrt{a_1}$ в случае отсутствия внешнего поля ($H_1 = 0$).

Таблица 1

R/L	h/R	$\tilde{m}$	$\tilde{\xi}$	H_{2^*} (э)	j_{0^*} ($a/см^2$)
0.1	1/1000	4	120	1700	676
0.1	1/500	4	70	1280	510
0.15	1/600	4	102	1240	490
0.2	1/200	4	53	5680	2260
0.3	1/300	6	90	4190	1670
0.4	1/500	6	140	2560	1010
0.4	1/250	5	86	6080	2420
0.5	1/500	7	160	2860	1130

В табл. 1 для оболочек с $h = 0.1$ *см* приведены также соответствующие H_{2*} критические плотности электрического тока оболочки.

Как видно из численных результатов табл. 1, внешнее продольное магнитное поле незначительно уменьшает область устойчивости оболочки. В действительности, при внешних магнитных полях, достигающих порядка нескольких десятков $\sqrt{a_1}$, критическая напряженность собственного магнитного поля уменьшается до $0.9\sqrt{a_1}$.

В заключение отметим, что при $H_1 = 0$ решение (4.8), полученное на основе метода Бубнова—Галеркина, совпадает с точным решением задачи устойчивости токонесущей оболочки.

Институт механики АН
Армянской ССР

Поступила 5 III 1978

Կ. Բ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

ԱՐՏԱՔԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԱՏԱՐ ԹԱՂԱՆԹԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Դիտարկված է արտաքին երկայնական մագնիսական դաշտում գտնվող հոսանքատար գլանային թաղանթի կայունության խնդիրը։

Բուբնով-Գալյորկինի մեթոդի հիման վրա որոշված են արտաքին մագնիսական դաշտի և թաղանթի սեփական մագնիսական դաշտի կրիտիկական լարումները։

Ցույց է տրված, որ արտաքին մագնիսական դաշտը փոքրացնում է հոսանքատար թաղանթի կայունության տիրույթը։

ON STABILITY OF A CURRENT-CARRYING SHELL IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

K. B. KAZARIAN

S u m m a r y

The stability problem of a current-carrying cylindrical shell in an external longitudinal magnetic field is considered.

The critical strengths of the shell's own magnetic field as well as of an external magnetic field are obtained by Bubnov-Galerkin's method.

The external magnetic field is shown to diminish the stability domain of the current-carrying shell.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Баранов Д. Г., Вамов В. М., Рзаев Р. А., Рыков В. Л., Шалашов И. М.* Напряженно-деформированное состояние параболической оболочки вращения, находящейся под внешним магнитным давлением. ПМТФ, 1974, № 3.
2. *Леонтович М. А., Шафранов В. Д.* Об устойчивости гибкого провода в магнитном поле. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 1, Изд. АН СССР, 1958.
3. *Долбин Н. И.* Распространение упругих волн в токонесущем стержне. ПМТФ, 1962, № 2.
4. *Долбин Н. И., Морозов А. И.* Упругие изгибные колебания стержня с электрическим током. ПМТФ, 1966, № 3.
5. *Chattopadhyay S., Moon F. S.* Magnetoelastic buckling and vibration of a rod carrying electric current. Trans. ASME, E42, 1975, No. 4, 809—814 pp.
6. *Казарян К. Б.* Колебания и устойчивость токонесущей цилиндрической оболочки. Изв. АН АрмССР, Механика, 1974, т. XXVII, № 2.
7. *Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В.* Магнитоупругость тонких оболочек и пластин. М., Изд. «Наука», 1977, с. 150—204.
8. *Вольмир А. С.* Устойчивость упругих систем. М., ГИФМЛ, 1963, с. 463—500.
9. *Болотин В. В.* Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. М., ГИФМЛ, 1961, с. 272—280.