

УДК 539.3

## МАГНИТОУПРУГОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ УСЕЧЕННОГО ГИБКОГО ПАРАБОЛОИДА ВРАЩЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Индиаминов Р.Ш.<sup>1</sup>, Холжигитов С.М.<sup>2</sup>, Джураев А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммада ал-Хорезми, Самарканд, Узбекистан

<sup>2</sup> Джизакский государственный педагогический университет,  
Джизак, Узбекистан

r\_indiaminov@mail.ru, sobirjon2020@inbox.ru, odil85dj@gmail.com

**Аннотация.** Воздействие нестационарных магнитных полей на металлические конструкции вызывает появление объемных электродинамических сил. Особенно значительное влияние перпендикулярные электродинамические силы оказывают на токонесущие тонкостенные элементы, пластины и оболочки. Это в свою очередь требует при изучении напряженно-деформированного состояния токонесущих пластин и оболочек учитывать нелинейные факторы, в частности, учитывать геометрическую нелинейность. Следовательно, исследования нестационарных задач по деформированию гибких токонесущих пластин и оболочек в магнитном поле на основе нелинейной системы уравнений магнитоупругости представляют собой актуальную научную задачу. В работе математически моделировано процесса магнитоупругого деформирования усеченного гибкого параболоида вращения находящейся под воздействием нестационарных электромагнитных сил и механических нагрузок. Получены численные результаты и проведены анализ электромагнитных эффектов.

**Ключевые слова:** оболочка, деформация, напряжения, электромагнитное поле, магнитоупругость.

### I. ВВЕДЕНИЕ

Сложные условия работы современной техники стимулировали создание и разработку теории сопряженных полей в упругих телах. Взаимодействие физических полей в деформируемом теле особенно значимо при анализе прочности и надежности элементов конструкций, функционирующих при действии высоких температур, давлений, сильных электромагнитных полей. Потребность в оптимальных конструкциях для машиностроения привела к развитию новой области теории сопряженных физических полей, объединяющей теорию упругости и теорию электромагнетизма – магнито-упругости, на основе которой решаются задачи движения упругого электропроводного тела в магнитном поле. Воздействие электромагнитных полей на деформируемое тело приводит к возникновению объемных сил, тепловых источников, влияние которых необходимо учитывать при анализе напряженного состояния. Изучение взаимодействия электромагнитных полей с упругим телом, содержащим неоднородности структуры существенно зависит от свойств материала по отношению к электромагнитного поля: на электро-проводные тела в равной мере воздействуют электриче-

ские и магнитные поля, на диэлектрики – преимущественно электрические, а на магнетики – магнитные поля.

Сверхпроводящие материалы делают возможным применение сильных магнитных полей. При этом необходимо учитывать эффект связанности магнитных и упругих свойств, отчетливо проявляющийся в магнетиках с неоднородностями. Взаимное влияние между напряжениями, деформациями и магнитных полей в электропроводных твердых телах может проявляться в трех различных формах: взаимная зависимость характеристик упругости от состояния намагниченности, а также намагниченности от упругих свойств (магнитоупругости); движение твердого тела в магнитном поле или действие силы Лоренца, обусловленной вихревыми токами, наведенными вследствие изменения магнитного поля; действие магнитной силы.

Развитие науки и новых технологий ставят более тонкие конкретные и детальные требования при решении технических и технологических задач различных областей как машиностроение, приборостроение, электротехники и др. Научно-технический прогресс постоянно требует постановки и решения новых все более сложных модельных задач.

Динамика электропроводных сред в электрических и магнитных полях в настоящее время представляет собой обширную и хорошо развитую науку, образовавшуюся на стыке механики и электродинамики. Интерес к исследованиям в этой области связан с важностью количественного изучения и оценки наблюдаемых эффектов взаимосвязи нестационарных механических, тепловых и электромагнитных процессов и их практическим применением в различных областях современной техники при разработке новых микротехнологий, а также в области микронанотехнологии и микроэлектроники, а также современных измерительных системах и т.д. [1-16].

## II. ПОСТАНОВКА КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ ТОНКОСТЕННЫХ ОБОЛОЧЕК

В настоящее время в механике получили значительное развитие исследования процессов деформации электропроводных гибких тел под воздействием силовых и электромагнитных нагрузок. Эти процессы описываются классом нелинейных краевых задач для тонкостенных пластин и оболочек. Рассмотрим одну задачу из этого класса – расчет напряженно-деформированного состояния изотропного усеченного токнесущего параболоида вращения постоянной толщины, подверженного совместному действию сжимающего осевого усилия, внешнего магнитного поля и стороннего электрического тока. Предположим, что геометрические и механические характеристики тела таковы, что для описания процесса деформирования применим вариант геометрически нелинейной теории тонких оболочек в квадратичном приближении [2,3].

Для рассматриваемого случая квадратичной нелинейности деформации и углы пово-

рота – величины малые, но вторые существенно превосходят первые. Выделенный бесконечно малый объемный элемент в процессе деформации изменит свое положение в пространстве (за счет смещения и поворота) и кроме того, изменит свои размеры и форму. Учет малости удлинений и пренебрежение сдвигами по сравнению с углами поворотов позволяют не делать различия между размерами объемного элемента до и после деформации. Это дает возможность представить объемный элемент после деформации равным объемному элементу по деформации и отличающимся от него (геометрически) только своим положением в пространстве. Вышесказанное позволяет принять, что

$$S_i^* / S_i \approx 1 \quad \text{и} \quad V^* / V \approx 1, \quad (i = 1, 2, 3)$$

здесь  $S_i$  – элементарные площадки с нормальными  $\vec{n}_i$  до деформации,  $S_i^*$  – та же площадка после деформации;  $V$  и  $V^*$  – объемы элементарного элемента до и после деформации. Такой подход позволяет учитывать нелинейность в соотношениях для деформаций, кривизны и кручения. При этом метрика оболочки остается практически недеформированной, так как радиусы кривизны и параметры Ламе соответствуют недеформированному состоянию оболочки. Другими словами, указанное обстоятельство позволяет не делать различия между деформированной и неподвижной оболочками при переходе от эйлеровых координат к лагранжевым в уравнениях магнитоупругости [2,3]. Также предполагаем, что относительно напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  выполняются электромагнитные гипотезы [1]:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1(\alpha, \beta, t); & E_2 &= E_2(\alpha, \beta, t); & E_3 &= \frac{\partial u_2}{\partial t} B_1 - \frac{\partial u_1}{\partial t} B_2; \\ J_1 &= J_1(\alpha, \beta, t); & J_2 &= J_2(\alpha, \beta, t); & J_3 &= 0; \\ H_1 &= \frac{1}{2}(H_1^+ + H_1^-) + \frac{z}{h}(H_1^+ - H_1^-); \\ H_2 &= \frac{1}{2}(H_2^+ + H_2^-) + \frac{z}{h}(H_2^+ - H_2^-); & H_3 &= H_3(\alpha, \beta, t). \end{aligned} \quad (1)$$

Эти допущения являются некоторым аналогом гипотезы недеформируемых нормалей и вместе с последней составляют гипотезы магнитоупругости тонких тел. Принятие этих гипотез позволяет свести задачу о деформации выбранной произвольным образом координатной поверхности.

## III. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ МАГНИТОУПРУГОСТИ

Методика решения нелинейной задачи магнитоупругости токнесущего параболоида вращения основана на последовательном исполь-

зовании схемы Ньюмарка, метода квазилинеаризации и метода дискретной ортогонализации [2-15].

Используя двумерные уравнения магнитоупругости приведенных в работах [2,3], построим осесимметричную разрешающую систему уравнений параболоида вращений переменной толщины вдоль образующей.

Введем ортогональную систему координат  $s, \theta, \zeta$ , где  $s$  - длина образующего конус меридиана;  $\theta$  - центральный угол в параллельном круге, отсчитываемый от выбранной плоскости;  $\zeta$  - нормаль к контуру оболочки. Отнесем срединную поверхность оболочки к координатной поверхности  $s, \theta$  и будем считать, что координатные линии совпадают с линиями главных кривизны срединной поверхности.

Учитывая, что данная задача является осесимметричной, предполагаем, что все компоненты, входящие в уравнения, не зависят от координаты  $\theta$ .

В случае исследования напряженно-деформированного состояния оболочек вращения произвольной формы, к ним как раз и относится параболоид вращения, будем исходить из следующих соображений.

Во-первых, искомая система уравнений должна описывать весь класс оболочек вращения, включая цилиндрическую оболочку и круглую пластину, во-вторых, она должна

быть, представлена в виде, удобном для численного решения задачи, в третьих, должна допускать формулировку граничных условий в усилиях, моментах, перемещениях и в смешанном виде. Наконец, система дифференциальных уравнений должна быть записана относительно таких функций, чтобы можно было простейшим образом осуществить условия сопряжения различных оболочек.

Исходя из этих соображений, выбираем в качестве разрешающих следующие функции:

$$u_x, u_z, \theta_s, N_x, N_z, M_s, E_\theta, B_\zeta \quad (2)$$

где  $u_x, u_z$  - радиальное и осевое перемещения;  $N_x, N_z$  - радиальное и осевое усилия;  $E_\theta, B_\zeta$  - напряженность электрического и индукция магнитного поля, которые выражаются через перемещения  $u, w$  и усилия  $N_s, Q_s$  следующим образом

$$\begin{aligned} N_x &= N_s \cos \phi + Q_s \sin \phi; \\ N_z &= N_s \sin \phi - Q_s \cos \phi \end{aligned} \quad (3)$$

$$u_x = u \cos \phi + w \sin \phi; u_z = u \sin \phi - w \cos \phi.$$

После некоторых преобразований [3] с учетом (2), (3) получаем осесимметричную разрешающую систему уравнений параболоида вращений переменной толщины:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial S} &= \frac{1-v^2}{Eh} (\cos \phi N_x + \sin \phi N_z) \cos \phi + \frac{v \cos \phi}{r} u_x + \frac{1}{R_s} u_z - \sin \phi \theta_s - \frac{\cos \phi}{2} \theta_s^2; \\ \frac{\partial u_z}{\partial S} &= \frac{1-v^2}{Eh} (\cos \phi N_x + \sin \phi N_z) \sin \phi + \frac{v \sin \phi}{r} u_x - \frac{1}{R_s} u_z + \cos \phi \theta_s - \frac{\sin \phi}{2} \theta_s^2; \\ \frac{\partial \theta_s}{\partial S} &= \frac{12(1-v^2)}{Eh^3} M_s - \frac{v \cos \phi}{r} \theta_s; \\ \frac{\partial N_x}{\partial S} &= \frac{\cos \phi}{r} (v-1) N_x + \left( \frac{1}{R_s} + \frac{v \sin \phi}{r} \right) N_z + \frac{Eh}{r^2} u_x - \cos \phi (P_s + \rho f_s^\wedge) - \\ & - \sin \phi (P_\zeta + \rho f_\zeta^\wedge) + \rho h \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial N_z}{\partial S} &= -\frac{\cos \phi}{r} N_z - \frac{1}{R_s} N_x - \sin \phi (P_s + \rho f_s^\wedge) + \cos \phi (P_\zeta + \rho f_\zeta^\wedge) + \rho h \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial M_s}{\partial S} &= \frac{\cos \phi}{r} (v-1) M_s + \frac{Eh^3 \cos^2 \phi}{12 r^2} \theta_s + \cos \phi N_x - \sin \phi N_z + \\ & + (\cos \phi N_x + \sin \phi N_z) \theta_s - \frac{v \sin \phi}{r} M_s \theta_s - \frac{Eh^3 \cos \phi \sin \phi}{12 r} \theta_s^2; \\ \frac{\partial B_\zeta}{\partial S} &= -\sigma \mu \left[ E_\theta + 0,5 \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \sin \phi - \frac{\partial u_z}{\partial t} \cos \phi \right) (B_s^+ + B_s^-) - \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \cos \phi + \frac{\partial u_z}{\partial t} \sin \phi \right) B_\zeta \right] + \frac{B_s^+ - B_s^-}{h} \\ \frac{\partial E_\theta}{\partial S} &= -\frac{\partial B_\zeta}{\partial t} - \frac{\cos \phi}{r} E_\theta \end{aligned} \quad (4)$$

Компоненты силы Лоренца в данном случае имеют вид

$$\begin{aligned} \rho f_s^{\wedge} &= -hJ_{\theta cm} B_{\zeta} + \sigma h [E_{\theta} B_{\zeta} + 0,5 \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \sin \phi - \frac{\partial u_z}{\partial t} \cos \phi \right) B_{\zeta} (B_s^+ + B_s^-) - \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \cos \phi + \frac{\partial u_z}{\partial t} \sin \phi \right) B_{\zeta}^2], \\ \rho f_{\zeta}^{\wedge} &= 0,5hJ_{\theta cm} (B_s^+ + B_s^-) + \sigma h \{ -0,5E_{\theta} (B_s^+ + B_s^-) - \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \sin \phi - \frac{\partial u_z}{\partial t} \cos \phi \right) \times \\ &\times \left[ 0,25(B_s^+ + B_s^-)^2 + \frac{1}{12}(B_s^+ + B_s^-)^2 \right] + 0,5 \left( \frac{\partial u_x}{\partial t} \cos \phi + \frac{\partial u_z}{\partial t} \sin \phi \right) B_{\zeta} (B_s^+ + B_s^-) \} \end{aligned} \quad (5)$$

здесь под  $B_s^{\pm}$  - понимаем  $B_s^{\pm} = B_{s0}^{\pm} + B_{s0} - B_{\zeta_0} \theta_s + B_{\zeta} \theta_s$ . Где  $B_{s0}^{\pm}$  - компоненты магнитной индукции начального собственного магнитного поля, обусловленные сторонним электрическим током;  $B_{s0}$  - компоненты внешнего магнитного поля, полученные из решения задачи статики;  $B_{\zeta}$  - нормальная составляющая магнитной индукции оболочки. Здесь также  $\phi$  - угол между нормалью к образующей и осью вращения;  $\mu$  - магнитная проницаемость материала оболочки;  $h = h(s)$  - толщина оболочки;  $\sigma$  - электрическая проводимость;  $J_{\theta cm}$  - составляющая плотности электрического тока от внешнего источника;

Добавив к полученной системе уравнений (4) начальные и граничные условия, получим краевую задачу, решение которой разобьем на ряд задач, решаемых последовательно для малых фиксированных промежутков времени. Для разделения переменных по времени применим неявную схему Ньюмарка интегрирования уравнений магнитоупругости [2,3]. В схеме интегрирования Ньюмарка предполагается, что

$$\begin{aligned} \ddot{u}^{t+\Delta t} &= \frac{u^{t+\Delta t} - u^t}{\beta(\Delta t)^2} - \frac{1}{\beta} \left[ \frac{\dot{u}^t}{\Delta t} + \dot{u}^t (0,5 - \beta) \right] \quad (6) \\ \dot{u}^{t+\Delta t} &= \dot{u}^t + 0,5\Delta t (\ddot{u}^t + \dot{u}^{t+\Delta t}), \quad t_0 \leq t \leq t_1 \end{aligned}$$

где  $\beta$  - параметр схемы;  $\Delta t$  - приращение по времени. На основании численных расчетов модельных задач установлено, что схема является устойчивой при  $\beta = 0,25$ . Приращение по времени выбирается согласно критерию Куранта [4].

В результате, разрешающую систему уравнений на соответственном временном слое можно представить в векторном виде

$$\frac{d\bar{N}}{ds} = \bar{f}(s, \bar{N}) \quad (7)$$

где  $\bar{N} = \{u_x, u_z, \theta_s, N_x, N_z, M_s, E_{\theta}, B_{\zeta}\}^T$ .

Граничные условия в общем случае представим в виде

$$B_1 \bar{N} /_{s=s_1} = \bar{b}_1; \quad B_2 \bar{N} /_{s=s_2} = \bar{b}_2 \quad (8)$$

где  $B_1, B_2$  - известные прямоугольные матрицы порядков  $k \times 8$  и  $(8-k) \times 8, (k < 8)$ ;  $\bar{b}_1, \bar{b}_2$  - заданные векторы;  $k$  - количество левых граничных условий.

Краевая задача (7), (8) дополняется начальными условиями

$$\bar{N} = 0, \quad \frac{\partial \bar{N}}{\partial t} = 0 \quad \text{при} \quad t = 0 \quad (9)$$

К полученной нелинейной краевой задаче (7)-(9) применим метод квазилинеаризации [2], итерационная схема которого в векторном виде запишется

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{N}^{(n+1)}}{ds} &= \bar{f}(s, \bar{N}^{(n)}) + \Gamma(\bar{N}^{(n)}) (\bar{N}^{(n+1)} - \bar{N}^{(n)}) \\ B_1 \bar{N}^{(n+1)} /_{s=s_1} &= \bar{b}_1, \quad B_2 \bar{N}^{(n+1)} /_{s=s_2} = \bar{b}_2, \quad (10) \\ &(n = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned}$$

здесь  $\Gamma$  - матрица Якоби.

Полученную последовательность линейных краевых задач будем решать численным методом дискретной ортогонализации [2-15].

В качестве примера, иллюстрирующего предлагаемый подход, рассматривается параболоид вращения из алюминия. Уравнения меридиана срединной поверхности оболочки запишем в параметрическом виде

$$r = a\sqrt{z}; \quad z = z \quad (0,1 \leq z \leq 0,5)$$

где  $a$  - параметр оболочки. В качестве независимой переменной интегрирования выбираем координату  $z$ . Тогда для геометрических характеристик оболочки имеем

$$\cos \phi = \frac{a}{\sqrt{a^2 + 4z}}; \quad \sin \phi = \frac{2\sqrt{z}}{\sqrt{a^2 + 4z}},$$

$$\frac{1}{R_s} = \frac{2a}{(a^2 + 4z)^{3/2}}$$

Граничные условия примем в виде

$$N_x = 0, \quad N_z = -\frac{r_0 P_0}{2}, \quad M_s = 0, \quad B_\zeta = 0, 1 \sin \omega t,$$

при  $z = z_0$

$$u_z = 0, \quad N_x = 0, \quad M_s = 0, \quad B_\zeta = 0, \quad \text{при } z = z_N$$

При решении задачи параметры принимают следующие значения:

$$z_0 = 0, 1 \text{ м}, \quad z_N = 0, 5 \text{ м}, \quad h = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м},$$

$$E = 7, 1 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2, \quad \nu = 0, 34,$$

$$\sigma = 3, 63 \cdot 10^7 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}, \quad \mu = 1, 256 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м},$$

$$\omega = 314, 16 \text{ с}^{-1},$$

$$\rho = 2670 \text{ кг/м}^3, \quad J_\theta = J_0 \sin \omega t \text{ А/м}^2,$$

$$\Delta t = 1 \cdot 10^{-3} \text{ с}, \quad 0 \leq t \leq 1 \cdot 10^{-2} \text{ с}$$

На рис. 1 приведено распределения напряжений электрического поля оболочки при

$a = 2$  вдоль меридиана  $\left( z^* = \frac{z - z_0}{z_N - z_0} \right)$  в мо-

мент времени  $t = 1 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ .

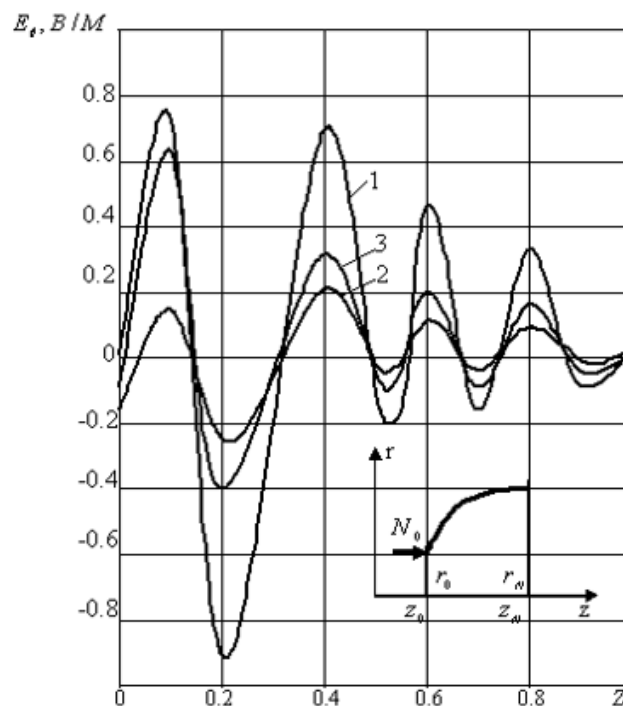


Рис 1. Распределения напряжений электрического поля оболочки.

Вариант один отвечает действию на оболочку стороннего электрического тока плотности  $J_0 = -5 \cdot 10^{-4} \sin \omega t \text{ А/м}^2$  внешнего магнитного поля  $B_{s0} = 0, 1 \cdot 10^{-2} \text{ Т}$ , механической силы  $P_0 = 200 \text{ Н/м}^2$ . Вариант два отвечает действию на оболочку  $B_{s0} = 0, 1 \cdot 10^{-2}$ ,  $P_0 = 200$ ;  $J_0 = 0$ . Вариант три -  $J_0 = -5 \cdot 10^{-4} \sin \omega t$ ,  $B_{s0} = 0$ ,  $P_0 = 200$ .

Приведенные результаты дают возможность оценить влияние на оболочку внешнего

электрического тока и магнитной индукции, а также их комбинированное воздействие.

#### IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ напряженного состояния усеченного гибкого параболоида вращения, находящейся под действием переменной по времени механической силы и переменной по времени внешнего электрического тока. Полученные результаты показывают о влиянии анизотропии проводящих свойств, стороннего электрического тока и внешнего

магнитного поля на напряженное состояния параболоида вращения, а учет геометрической нелинейности позволяет существенно уточнить картину деформирования. Отметим, что предложенный подход позволяет решать новые задачи магнитоупругости гибких токонесущих оболочек вращения, что проиллюстрировано на примере параболоида вращения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Ambartsumyan, G.E. Bagdasaryan, and M.V. Belubekyan, Magnetoelasticity of Thin Shells and Plates [in Russian], Nauka, Moscow (1977).
- [2] Y. M. Grigorenko and L. V. Mol'chenko, Fundamentals of the Theory of Plates and Shells with Elements of Magnetoelasticity (Textbook) (IPTs, 2010).
- [3] L. V. Mol'chenko, I. I. Loos, and R. S. Indiaminov, "Determining the stress state of flexible orthotropic shells of revolution in magnetic field," *Int. Appl. Mech* 44, 882–891 (2008) . <https://doi.org/10.1007/s10778-008-0102-6>.
- [4] L. V. Mol'chenko, I. I. Loos, and R. S. Indiaminov, "Stress–strain state of flexible ring plates of variable stiffness in a magnetic field," *Int. Appl. Mech.* 45, 1236–1242 (2009). <https://doi.org/10.1007/s10778-010-0264-x>.
- [5] R. Indiaminov, "On the absence of the tangential projection of the Lorentz force on the axysymmetrical stressed state of current-carrying conic shells," *Int. Jour.Comp. Techn.* 13, 65–77 (2008).
- [6] L. V. Mol'chenko and I. I. Loos, "The stress state of a flexible orthotropic spherical shell subject to external current and mechanical force in a magnetic field," *Int. Appl. Mech.* 49, 528–533 (2013). <https://doi.org/10.1007/s10778-013-0587-5>.
- [7] Javohir Shodmonov., Abdubakir Abdullaev., "Tok o`tkazuvchi mikroelementning magnitoelastik tebranishi" *International Scientific Journal of "Science and Innovation"*. UIF-2022: 8.2. ISSN: 2181-3337. Volume 1, Issue 4. P. 52-55. <https://doi.org/10.5281/zenodo.6873133>
- [8] Y. H. Bian and H. T. Zhao, "Analysis of thermal-magnetic-elastic stresses and strains in a thin current-carrying cylindrical shell," *Int. Appl. Mech.*, 52, No. 4, 437–448 (2016).
- [9] R. S. Indiaminov and R. Butaev, et al., "Nonlinear integro-differential equations of bending of physically nonlinear viscoelastic plates," *IOP Publishing. Conf. Series: Materials Science and Engineering*, 7 (2020), <https://doi.org/10.1088/1757-899X/869/5/052048>.
- [10] R. Sh. Indiaminov, "Magnetoelastic deformation of a current-carrying orthotropic conical shell with an orthotropy of conductive properties," *Bulletin of the University of Kiev* 5, 81–86 (2015).
- [11] Indiaminov, R., Narkulov, A., Butaev, R. "Magnetoelastic strain of flexible shells in nonlinear statement", *AIP Conference Proceedings*, 2021, 2365, 02 0002. <https://doi.org/10.1063/5.0056840>
- [12] Indiaminov, R., Butaev, R., Narkulov, A. "Nonlinear deformation of a current shell in a magnetic field", *AIP Conference Proceedings*, 2021, 2365, 02 0001. <https://doi.org/10.1063/5.0056839>.
- [13] Ravshan Indiaminov and Nuriddin Yusupov, "Mathematical Modeling of Magnetoelastic Vibrations of Current Conductive Shells in the Non Stationary Magnetic Field," *2021 International Conference on Information Science and Communications Technologies (ICISCT)*, 2021, pp. 1-4, <https://ieeexplore.ieee.org/document/9670308>.
- [14] Ravshan Indiaminov, Abdubakir Abdullaev, et al., "Nonlinear Strain of a Current-Conducting Annular Plate in a Magnetic Field", *Journal: AIP Conference Proceedings* 2467, 060026 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0092485>.
- [15] Ravshan Indiaminov, Nuriddin Yusupov, et al., "Nonlinear Oscillations of a Current-Carrying Shell in Magnetic Field", *Journal: AIP Conference Proceedings* 2467, 020013 (2022); <https://doi.org/10.1063/5.0092465>.
- [16] Индияминов, Р., Бутаев, Р., & Холжигитов, С. (2022). Математическое моделирование магнитоупругого деформирования неферромагнитных оболочек в нестационарном магнитном поле. *Международный Журнал Теоретических и Прикладных Вопросов Цифровых Технологий*, 2(2), 32–39.

Поступила в редакцию 20.09.2023

**Цитирование:** Индиаминов Р.Ш. Холжигитов С.М., Джураев А.А. (2023). Магнитоупругое деформирование усеченного гибкого параболоида вращения в магнитном поле. *Международный Журнал Теоретических и Прикладных Вопросов Цифровых Технологий*, 4(6), –С. 36-42.

## MAGNETOELASTIC DEFORMATION OF A TRUNCATED FLEXIBLE PARABOLOID OF ROTATION IN A MAGNETIC FIELD

*Indiaminov R.Sh.<sup>1</sup>, Kholjigitov S.M.<sup>2</sup>, Djuraev A.A.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Samarkand branch of Tashkent University of information technologies named after Muhammad al-Khwarizmi, Samarkand, Uzbekistan

<sup>2</sup>Jizzakh State Pedagogical University, Jizzakh, Uzbekistan

r\_indiaminov@mail.ru, sobirjon2020@inbox.ru, odil85dj@gmail.com

**Abstract.** *The impact of non-stationary magnetic fields on metal structures causes the appearance of volumetric electrodynamic forces. Foam electrodynamic forces have a particularly significant effect on current-carrying thin-walled elements, plates and shells. This, in turn, requires taking into account nonlinear factors when studying the stress-strain state of current-carrying plates and shells, in particular, taking into account geometric nonlinearity. Consequently, studies of non-stationary problems of deformation of flexible current-carrying plates and shells in a magnetic field based on a nonlinear system of magnetoelasticity equations represent a pressing scientific problem. The work mathematically models the process of magnetoelastic deformation of a truncated flexible paraboloid of rotation under the influence of non-stationary electromagnetic forces and mechanical loads. Numerical results were obtained and electromagnetic effects were analyzed.*

**Keywords:** *shell, deformation, stress, electromagnetic field, magnetoelasticity.*

## MAGNIT MAYDONIDA YUPQA KESIK AYLANMA PARABOLIDNING DEFORMATSIYALANISHINI MODELLASHTIRISH

*Indiaminov R.Sh.<sup>1</sup>, Xoljigitov S.M.<sup>2</sup>, Djurayev A.A.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Muhammad al-Xorazmiy nomidagi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti Samarqand filiali, Samarqand, O‘zbekiston

<sup>2</sup>Jizzax davlat pedagogika universiteti, Jizzax, O‘zbekiston

r\_indiaminov@mail.ru, sobirjon2020@inbox.ru, odil85dj@gmail.com

**Annotasiya.** *Metall konstruksiyalarga nostatsionar magnit maydonining ta'siri natijasida hajmiy elektrodinamik kuchlar vujudga keladi. Yupqa tok tashuvchi elementlar bo'lgan plastinka va qobiqlarga o'zgaruvchan elektrodinamik kuchlarning ta'siri juda sezilarli bo'ladi. Bu esa o'z navbatida tok tashuvchi plastinka va qobiqlarning kuchlanganlik va deformatsiyalanganlik holatini o'rganishda nohiziqli faktorlarning, xususan geometrik nohiziqlilikni hisobga olishni taqozo etadi. Magnitoelastiklikning nohiziqli sistemasi asosida tok o'tkazuvchi yupqa plastinka va qobiqlarning deformatsiyalanishi nostatsionar masalalarini tadqiq qilish dolzarb ilmiy masaladir. Ishda nostatsionar elektromagnit va mexanik kuchlar ta'sirida bo'lgan yupqa kesik aylanma parabolidning magnitoelastik deformatsiyalanishi jarayoni matematik modellashtirilgan. Sonli natijalar olingan va elektromagnit effektlar tahlil qilingan.*

**Kalit so'zlar:** *deformatsiya, qobiq, kuchlanish, elektromagnit maydon, magnito-elastiklik.*