ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ
Մեխանիկա 44, № 3, 1991 Механика

УДК 539.3

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНКИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

БАГДАСАРЯН Г. Е., ХАЧАТРЯН Г. М.

В работе, исходя из магнитоупругой теории гибких пластин, изучены нелинейные колебания пластинки—полосы в продольном, постоянном магнитном поле. Получено алгебраическое уравнение, которое связывает комплексную частоту и амплитуду колебаний.

Численным исследованием этого уравнения выявлено влияние амплитуды и магнитного поля на основные характеристики магнитоупругих колебаний.

1. Пусть упругая изотропная пластинка-полоса постоянной толщины $2h$ отнесена к декартовой системе координат x_1, x_2, x_3 так, что срединная плоскость недеформированной пластинки совпадает с координатной плоскостью $x_1 x_2$. Пластинка, занимающая область $(0 \leqslant x_1 \leqslant a$, $-\infty < x_2 < \infty$, $-h \leqslant x_3 \leqslant h)$, изготовлена из проводящего материала и колеблется в вакууме при наличии внешнего постоянного магнитного поля с заданным вектором напряженности $\vec{H}_0(H_{01}, 0, 0)$. Граничные условия на длинных сторонах пластинки $(x_1 = 0,\ x_1 = a)$ таковы, что она колеблется по форме цилиндрической поверхности с образующими параллельными координатной линии Ox_2 (все величины не зависят от координаты x_2) магнитная проницаемость материала пластинки считается равной единице.

Будем пользоваться основными предположениями нелинейной теории пластин, считая справедливой гипотезу магнитоупругости тонких тел [1]. Будем считать также, что влиянием тангенциальных составляющих сил инерции и токов смещения на характеристики магнитоупругих колебаний пластинки можно пренебречь.

В силу принятых предположений система уравнений нелинейных магнитоупругих колебаний, полученная в работе [2], принимает вид:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_1} + \frac{1}{c}\frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial f}{\partial x_1} + \frac{4\pi\sigma}{c}\left(\psi + \frac{H_{01}}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right) = \frac{h_1^+ - h_1^-}{2h}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2} + \frac{\partial w}{\partial x_1}\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} + \frac{\sigma(1-\nu^2)}{cE}\left(f + H_{01}\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)\left(\psi + \frac{H_{01}}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right) = 0$$

$$D\frac{\partial^4 w}{\partial x_1^4} + 2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{2\sigma h}{c}H_{01}\left(\psi + \frac{H_{01}}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right) -$$

$$-\frac{2Eh}{1-\nu^2}\frac{\partial}{\partial x_1}\left\{\frac{\partial w}{\partial x_1}\left[\frac{\partial u}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)^2\right]\right\}=0 \tag{1.1}$$

где $u(x_1, t)$, $w(x_1, t)$ — искомые перемещения точек срединной плоскости пластинки; $\psi(x_1, t)$ — искомая тангенциальная компонента индуцированного в пластинке электрического поля, $f(x_1,t)$ — искомая нормальная компонента индуцированного в пластинке магнитного поля $\vec{h}(h_1, 0, f)$; $D=2Eh^3/3(1-\nu^2)$ — цилиндрическая жесткость, E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона, σ — электропроводность, ρ — плотность материала пластинки; $h_1^{\pm}$ — неизвестные граничные значения тангенциальной компоненты $h_1(x_1, x_3, t)$ на поверхностях $x_3=\pm h$ пластинки.

Величины $h_1^{\pm}$, входящие в (1.1), определяются из решения уравнений Максвелла для окружающей среды

$$\operatorname{rot}\vec{h}^{(e)}=0, \quad \operatorname{div}\vec{h}^{(e)}=0 \tag{1.2}$$

при граничном условии

$$h_3^{(e)}=f \tag{1.3}$$

на поверхности пластинки и условии затухания электромагнитных возмущений на бесконечности. При решении краевой задачи (1.2)—(1.3) принимается, что пластинка бесконечна. Тогда указанная краевая задача легко решается, и для неизвестных $h_1^{\pm}$ получаются выражения

$$h_1^{\pm}=\mp\frac{1}{k}\frac{\partial f}{\partial x} \tag{1.4}$$

В (1.4) k — волновое число, которое, в зависимости от граничных условий на контуре пластинки и от напряженности внешнего магнитного поля, определяем асимптотическим методом решения соответствующей линейной задачи, предложенный в работе [3]. Причем, как показано в [3], ошибка, вносимая асимптотическим методом и предположением бесконечности пластинки при определении $h_1^{\pm}$ и характеристик магнитоупругих колебаний, пренебрежимо мала.

Учитывая (1.4) из (1.1), путем исключения функции ψ

$$\psi+\frac{H_{01}}{c}\frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{ck_0}{4\pi\sigma}\frac{\partial f}{\partial x_1}, \quad k_0=\frac{1+kh}{kh} \tag{1.5}$$

получим следующую систему дифференциальных уравнений, описывающую нелинейные колебания проводящей пластинки-полосы в продольном магнитном поле:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2}+\frac{\partial w}{\partial x_1}\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2}-\frac{(1-\nu^2)k_0}{4\pi E}\left(f+H_{01}\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)\frac{\partial f}{\partial x_1}=0$$

$$D\frac{\partial^4 w}{\partial x_1^4}+2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}-\frac{hH_{01}k_0}{2\pi}\frac{\partial f}{\partial x_1}-$$

$$-\frac{2Eh}{1-\nu^2}\frac{\partial}{\partial x_1}\left\{\frac{\partial w}{\partial x_1}\left[\frac{\partial u}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)^2\right]\right\}=0 \qquad (1.1)$$

где $u(x_1, t)$, $w(x_1, t)$ — искомые перемещения точек срединной плоскости пластинки; $\varphi(x_1, t)$ — искомая тангенциальная компонента индуцированного в пластинке электрического поля, $f(x_1,t)$ — искомая нормальная компонента индуцированного в пластинке магнитного поля $\vec{h}(h_1, 0, f)$; $D=2Eh^3/3(1-\nu^2)$ — цилиндрическая жесткость, E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона, σ — электропроводность, ρ — плотность материала пластинки; $h_1^{\pm}$ — неизвестные граничные значения тангенциальной компоненты $h_1(x_1, x_3, t)$ на поверхностях $x_3=\pm h$ пластинки.

Величины $h_1^{\pm}$, входящие в (1.1), определяются из решения уравнений Максвелла для окружающей среды

$$\mathrm{rot}\,\vec{h}^{(e)}=0, \quad \mathrm{div}\,\vec{h}^{(e)}=0 \qquad (1.2)$$

при граничном условии

$$h_3^{(e)}=f \qquad (1.3)$$

на поверхности пластинки и условии затухания электромагнитных возмущений на бесконечности. При решении краевой задачи (1.2)—(1.3) принимается, что пластинка бесконечна. Тогда указанная краевая задача легко решается, и для неизвестных $h_1^{\pm}$ получаются выражения

$$h_1^{\pm}=\mp\frac{1}{k}\frac{\partial f}{\partial x} \qquad (1.4)$$

В (1.4) k — волновое число, которое, в зависимости от граничных условий на контуре пластинки и от напряженности внешнего магнитного поля, определяем асимптотическим методом решения соответствующей линейной задачи, предложенный в работе [3]. Причем, как показано в [3], ошибка, вносимая асимптотическим методом и предположением бесконечности пластинки при определении $h_1^{\pm}$ и характеристик магнитоупругих колебаний, пренебрежимо мала.

Учитывая (1.4) из (1.1), путем исключения функции φ

$$\varphi+\frac{H_{01}}{c}\frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{ck_0}{4\pi\sigma}\frac{\partial f}{\partial x_1}, \quad k_0=\frac{1+kh}{kh} \qquad (1.5)$$

получим следующую систему дифференциальных уравнений, описывающую нелинейные колебания проводящей пластинки-полосы в продольном магнитном поле:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2}+\frac{\partial w}{\partial x_1}\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2}-\frac{(1-\nu^2)k_0}{4\pi E}\left(f+H_{01}\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)\frac{\partial f}{\partial x_1}=0$$

$$D\frac{\partial^4 w}{\partial x_1^4}+2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}-\frac{hH_{01}k_0}{2\pi}\frac{\partial f}{\partial x_1}-$$

$$
-\frac{2Eh}{1-\nu^2}\frac{\partial}{\partial x_1}\left\{\frac{\partial w}{\partial x_1}\left[\frac{\partial u}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)^2\right]\right\}=0
$$

$$
\frac{\partial^2 f}{\partial x_1^2}-\frac{4\pi\sigma}{k_0 c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(f-H_{01}\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)=0 \tag{1.6}
$$

В случае идеально проводящей пластинки $\sigma\to\infty$ уравнения (1.6) принимают вид

$$
\frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2}+\frac{\partial w}{\partial x_1}\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2}-\alpha\frac{\partial w}{\partial x_1}\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2}=0
$$

$$
D\frac{\partial^4 w}{\partial x_1^4}+2\rho h\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}-\frac{Eh\alpha}{1-\nu^2}\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2}-
$$

$$
-\frac{2Eh}{1-\nu^2}\frac{\partial}{\partial x_1}\left\{\frac{\partial w}{\partial x_1}\left[\frac{\partial u}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)^2\right]\right\}=0 \tag{1.7}
$$

где

$$
\alpha=\frac{(1-\nu^2)H_{01}^2}{2\pi E}\left(1+\frac{1}{kh}\right) \tag{1.8}
$$

При решении конкретных задач к уравнениям (1.5) должны быть присоединены обычные условия закрепления краев пластинки и граничные условия для нормальной компоненты f индуцированного в пластинке магнитного поля на торцах пластинки. Если край пластинки неподвижен в поперечном направлении, то можно принять, что компонента ψ индуцированного электрического поля на этом краю равна нулю [1].

Поэтому для рассматриваемой задачи, если принять, что края пластинки $x_1=0$ и $x_1=a$ в поперечном направлении неподвижны, то граничными условиями задачи помимо известных условий закрепления краев пластинки, согласно (1.5), будут также условия

$$
\frac{\partial f}{\partial x_1}=0 \quad \text{при} \quad x_1=0, \quad x_1=a \tag{1.9}
$$

Заметим, что нелинейные члены, входящие в (1.6), по своему происхождению, бывают двух типов: члены, характеризующие электродинамическую нелинейность (третий член первого уравнения системы (1.6)) и члены, характеризующие геометрическую нелинейность (второй член первого уравнения и четвертый член третьего уравнения системы (1.6)). Сказанное относится также к системе (1.7), описывающей нелинейные магнитоупругие колебания идеально проводящей пластинки. Как видно из первого уравнения системы (1.7), если $\alpha=[(1-\nu^2)\kappa_0 H_{01}^2/2\pi E]\ll 1$, то третий член этого уравнения, учитывающий электродинамическую нелинейность, пренебрежимо мал по сравнению со вторым членом, учитывающим геометрическую нелинейность рассматриваемой задачи. Это заключение вытекает также из системы (1.6), если помимо $\alpha\ll 1$ учесть также, что для реальных проводящих материалов и конструкций $\varepsilon\omega H_{01}^2/c^2E\ll 1$, где ω—частота колебаний.

Таким образом, если пластинка не слишком тонкая ($kh\geqslant 10^{-3}$), а интенсивность внешнего магнитного поля не слишком велика ($H_{01}\leqslant 3\cdot 10^4$ эрстед), то преобладающей является геометрическая нелинейность.

2. На основе уравнений (1.6) исследуем нелинейные магнитоупругие колебания пластинки-полосы, длинные стороны которой шарнирно оперты и неподвижны. Тогда граничными условиями задачи, согласно (1.9), будут:

$$w=0, \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2}=0 \quad \text{при} \quad x_1=0, \quad x_1=a \tag{2.1}$$

$$u(x_1,t)=0 \quad \text{при} \quad x_1=0, \quad x_1=a \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial f}{\partial x_1}=0 \quad \text{при} \quad x_1=0, \quad x_1=a \tag{2.3}$$

Принимая $\alpha\ll 1$, из первого уравнения системы (1.6), где нелинейные члены электромагнитного происхождения согласно условию $\alpha\ll 1$ будут пренебрегаться, после удовлетворения граничным условиям (2.2), находим

$$\frac{\partial u}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)^2=\frac{1}{2a}\int\limits_0^a\left(\frac{\partial w}{\partial x_1}\right)^2 dx_1 \tag{2.4}$$

которое позволяет исключить функцию u из системы (1.6)

Остальные неизвестные функции $w(x_1,t)$ и $f(x_1,t)$, удовлетворяющие граничным условиям (2.1) и (2.3), будем искать в виде

$$w=w(t)\sin kx_1, \quad f=f(t)\cos kx_1 \tag{2.5}$$

где $k=\pi/a$; $w(t)$ и $f(t)$—неизвестные функции, подлежащие определению.

Подставляя (2.5) в третье уравнение системы (1.6), получим уравнение

$$\frac{df}{dt}+\frac{k_0k^2c^2}{4\pi\sigma}f=kH_{01}\frac{dw}{dt} \tag{2.6}$$

которое представляет первое уравнение для определения неизвестных $w(t)$ и $f(t)$.

Подставляя (2.5) во второе уравнение системы (1.6), и, применяя метод Галеркина, с учетом (2.4), получим второе уравнение относительно $w(t)$ и $f(t)$ в следующем виде:

$$\frac{d^2w}{dt^2}+\Omega_0^2\left(1+\frac{3}{4h^2}w^2\right)w+\frac{kk_0H_{01}}{4\pi\rho}f=0, \qquad \Omega_0^2=\frac{Dk^4}{2\rho h} \tag{2.7}$$

где Ω_0—частота собственных малых колебаний пластинки при отсутствии магнитного поля.

Наконец, из (2.6) и (2.7), путем исключения функции $f(t)$, приходим к следующему уравнению:

$$\left(1+\frac{4\pi\sigma}{k_0k^2c^2}\frac{d}{dt}\right)\left[\frac{d^2w}{dt^2}+\Omega_0^2\left(1+\frac{3}{4h^2}w^2\right)w\right]+\frac{\sigma H_{01}^2}{c^2\rho}\frac{dw}{dt}=0 \qquad (2.8)$$

описывающему нелинейные колебания пластинки-полосы конечной электропроводности в продольном постоянном магнитном поле.

3. Решение уравнения (2.8) представим в виде

$$w(t)=A_1\cos\omega t+A_2\sin\omega t \qquad (3.1)$$

где A_1 и A_2—постоянные, ω—частота колебаний.

Подставляя (3.1) в уравнение (2.8), и, приравнивая к нулю коэффициенты при $\cos\omega t$ и $\sin\omega t$ (члены с утроенной частотой отбрасываются), получим системы уравнений

$$(\omega^2-\Omega_1^2-\gamma A^2)\omega A_1+(\Omega_0^2-\omega^2+\gamma A^2)\alpha_1A_2=0$$

$$\alpha_1(\Omega_0^2-\omega^2+\gamma A^2)A_1-(\omega^2-\Omega_1^2-\gamma A^2)\omega A_2=0 \qquad (3.2)$$

где

$$\alpha_1=\frac{k_0k^2c^2}{4\pi\sigma},\quad \Omega_1^2=\Omega_0^2+\frac{k_0k^2}{4\pi\rho}H_{01}^2$$

$$\gamma=\frac{9\Omega_0^2}{16h^2},\quad A^2=A_1^2+A_2^2$$

Ω_1—частота малых магнитоупругих колебаний идеально проводящей пластинки в продольном магнитном поле, A—амплитуда магнитоупругих колебаний.

Требуя, чтобы система (3.2) имела нетривиальное решение, получим следующее характеристическое уравнение:

$$\sigma_0\Omega^3+\beta\Omega^2+\sigma_0(1+\delta\beta+2{,}25A_0^2)\Omega+\beta(1+2{,}25A_0^2)=0 \qquad (3.3)$$

связывающее комплексную частоту нелинейных магнитоупругих колебаний с их амплитудой и напряженностью внешнего магнитного поля.

В (3.3) введены следующие безразмерные обозначения:

$$\sigma_0=\frac{4\pi\sigma}{\Omega_0},\quad \beta=\frac{k_0c^2}{v_0^2},\quad \Omega=\frac{i\omega}{\Omega_0},$$

$$v_0=\frac{\Omega_0}{k},\quad \delta=\frac{v_A^2}{c^2},\quad v_A^2=\frac{H_{01}^2}{4\pi\rho},\quad A_0=\frac{A}{2h}$$

Здесь σ_0—параметр, характеризующий проводимость материала пластинки, v_0—фазовая скорость распространения упругих волн в пластинке, β—величина, пропорциональная отношению скорости распространения электромагнитных волн в вакууме к фазовой скорости распространения упругих волн в пластинке, v_A—величина, характеризующая напряженность заданного магнитного поля и численно равная скорости распространения электромагнитных волн Альвена, A—безразмерная амплитуда магнитоупругих колебаний пластинки.

При отсутствии магнитного поля ($H_{01}=0$) из (3.3) получается известная формула [4]

$$\frac{\omega^2}{\Omega_0^2}=1+2{,}25A_0^2 \tag{3.4}$$

характеризующая амплитудно-частотные зависимости нелинейных колебаний и показывающая монотонно возрастающий характер указанной зависимости.

В случае же линейной задачи ($A=0$) из (3.3) получается известное уравнение [1]

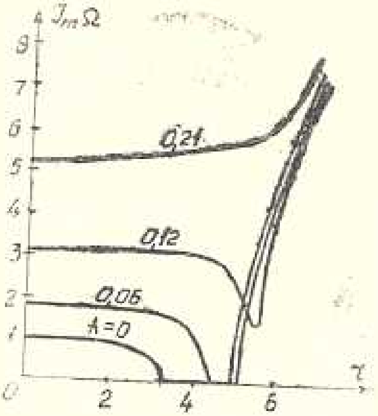
$$\sigma_0\Omega^3+\beta\Omega^2+\sigma_0(1+\delta\beta)\Omega+\beta=0 \tag{3.5}$$

определяющее зависимость частоты малых магнитоупругих колебаний от величины напряженности внешнего магнитного поля. Исследование уравнения (3.5) показывает следующий характер этой зависимости [5]. Для сравнительно толстых пластин частота колебаний увеличивается с увеличением величины напряженности H_{01} магнитного поля. Для очень тонких пластин картина существенно меняется. В этом случае, начиная с некоторого значения H_{01}, при дальнейшем увеличении величины напряженности магнитного поля, частота малых колебаний быстро убывает, достигая нулевого уровня, который сохраняется в определенном интервале изменения H_{01}. Дальнейшее увеличение его значения приводит к резкому увеличению частоты колебаний пластинки. Для пластинки средней толщины зависимость частоты колебаний от H_{01} имеет экстремальный характер (существует точка минимума).

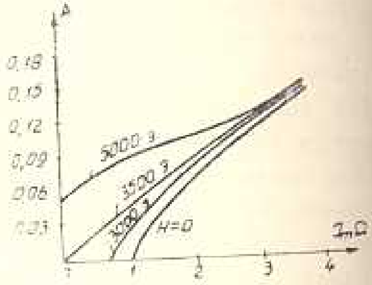
Ниже, на основе уравнения (3.3) проведено численное исследование с целью выявления влияния амплитуды колебания на указанную выше зависимость частоты магнитоупругих колебаний от величины напряженности магнитного поля, а также установлено влияние магнитного поля на амплитудно-частотную зависимость нелинейных колебаний.

Для расчетов принято $E=8\cdot10^{11}$ дин/см^2, $\nu=0{,}3$, $\sigma=1{,}5\cdot10^{17}$ 1/сек, $\rho=7{,}1\cdot$ г/см^3 (цинк), $a=20$ см, $h=0{,}025$ см, $H_{01}=r\cdot10^3$ э.
Размеры пластинки выбраны таким образом, чтобы для линейной задачи существовала область нулевых значений частоты магнитоупругих колебаний пластинки. Результаты расчетов представлены на фиг. 1, 2 и 3. Из фиг. 1 (где показана зависимость частоты магнитоупругих колебаний от величины напряженности магнитного поля при различных значениях амплитуды колебаний), видно, что с увеличением амплитуды колебаний ширина области нулевых значений частоты колебаний уменьшается и при определенном значении A_* полностью исчезает. При $A_{**}>A>A_*$ зависимость частоты колебаний от H_{01} имеет экстремальный характер с точкой минимума. При дальнейшем увеличении амплитуды колебаний ($A>A_{**}$) исследуемая зависимость $\mathrm{Im}\Omega$ от H_{01} становится монотонно-возрастающей. Аналогичный результат виден также из фиг. 2, где показана амплитудно-частотная зависимость колебаний пластинки при различных значениях величины напряженности магнитного поля. Из фиг. 2 видно, что если напряженность магнитного поля меньше некоторого зна-

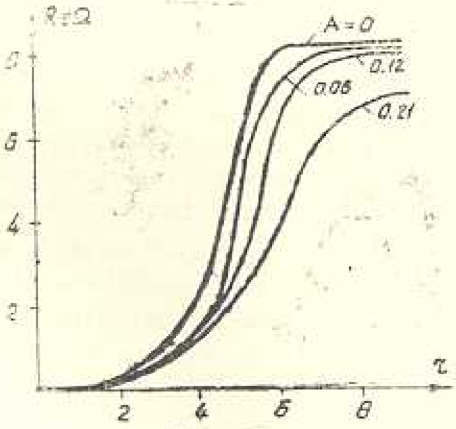
чения, то с увеличением A частота увеличивается, а если напряженность достаточно велика, то существует область изменения A $(0 \leqslant A \leqslant A_*)$, где $\operatorname{Im}\Omega = 0$. При $A > A_*$ зависимость вновь имеет возрастающий характер. На фиг. 3 показана зависимость коэффициента затухания магнитного происхождения от напряженности магнитного поля при



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

различных значениях амплитуды колебаний. Отсюда видно, что с увеличением H_{01} коэффициент затухания достаточно быстро увеличивается и, достигнув определенного значения, далее практически не изменяется. Влияние амплитуды колебаний уменьшает демпфирующее действие магнитного поля.

В заключение отметим, что если толщина пластинки такова, что при $A=0$ зависимость частоты колебаний от H_{01} имеет монотонно возрастающий характер, то учет нелинейности колебаний приводит к существенному увеличению частоты колебаний и уменьшению затухания.

NON-LINEAR VIBRATIONS OF CONDUCTIVE PLATES IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

G. E. BAGDASARIAN, G. M. KHACHATRIAN

ՀԱՂՈՐԴԻՉ ՍԱԼԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Գ. Ե. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Գ. Մ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Ամփոփում

Աշխատանքում, ելնելով ճկուն սալերի մագնիսաառաձգականության տեսությունից, ուսումնասիրված է շերտ- սալի ոչ գծային տատանումները երկայնական հաստատուն մագնիսական դաշտում: Ստացված է հանրահաշվական հավասարում, որը կապ է ստեղծում տատանման կոմպլեքս հաճախության և ամպլիտուդի միջև: Այդ հավասարման թվային հետազոտմամբ ի հայտ է բերված ամպլիտուդի և մագնիսական դաշտի ազդեցությունները մագնիսաառաձգական տատանումների հիմնական բնութագրիչների վրա:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Амбарцумян С. А., Багдасарян Г. Е., Белубекян М. В.* Магнитоупругость тонких оболочек и пластин.—М.: Наука, 1977.
2. *Багдасарян Г. Е., Даноян З. Н.* Основные уравнения и соотношения нелинейных магнитоупругих колебаний тонких электропроводящих пластинок.—Изв. АН АрмССР, Механика, 1985, т. 38, № 2, с. 17—29.
3. *Акопян П. З., Багдасарян Г. Е.* Колебания прямоугольной проводящей пластинки в продольном магнитном поле.—Изв. АН АрмССР, Механика, 1987, т. 40, № 3, с. 11—18.
4. *Вольмир А. С.* Нелинейная динамика пластинок и оболочек.—М.: Наука, 1972.
5. *Амбарцумян С. А.* Некоторые особенности колебаний пластинок в магнитном поле.—Изв. АН СССР, Механика твердого тела, 1983, № 4.

Ереванский государственный
университет

Поступила в редакцию
28.I.1991