

О. Н. ПЕТРИЦЕВ, Г. М. СУЧКОВ, М. Е. ПОЗНЯКОВА, Н. Н. ЮДАНОВА

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КРУТИЛЬНЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТЕРЖНЯХ

В роботі побудовано рівняння крутильних коливань, які збуджуються змінним магнітним полем перетворювача електромагнітного типу в полумі ферромагнітного стержня, який намагнічений постійним магнітним полем в окружному напрямку. Дана кількісна оцінка ефекту збільшення жорсткості намагніченого стержня. За допомогою інтегрального перетворення Фур'є отримано спільне рішення неоднорідного диференціального рівняння для режиму бжучих крутильних хвиль. Доведено достовірність основного результату рішення - формули для розрахунку амплітудних значень кутів поворотів поперечних перерізів стержня у фронті крутильної хвилі. На модельному прикладі досліджені і пояснені особливості частотно-залежних змін рівнів порушуваних крутильних хвиль. Вводиться частотно-залежна функція, яка визначена терміном «хвильова характеристика перетворювача». Вона пов'язує геометричні параметри перетворювача з амплітудою порушуваних крутильних хвиль на заданій частоті.

Ключові слова: недиспергуючі крутильні хвилі, електромагнітний спосіб збудження пружних коливань в ферромагнетиках, феноменологічна теорія магнітострикційних явищ.

В работе построено уравнение крутильных колебаний, которые возбуждаются переменным магнитным полем преобразователя электромагнитного типа в полумі ферромагнитного стержня, который намагнічен постоянным магнитным полем в окружном направлении. Дана количественная оценка эффекта увеличения жесткости намагніченного стержня. С помощью интегрального преобразования Фурье получено общее решение неоднородного дифференциального уравнения для режима бегущих крутильных волн. Доказана достоверность основного результата решения – формулы для расчета амплитудных значений углов поворотов поперечных сечений стержня во фронті крутильной волны. На модельном примере исследованы и объяснены особенности частотно-зависимого изменения уровней возбуждаемых крутильных волн. Вводится частотно-зависимая функция, которая определена термином «волновая характеристика преобразователя». Она связывает геометрические параметры преобразователя с амплитудой возбуждаемых крутильных волн на заданной частоте.

Ключевые слова: недиспергирующие крутильные волны, электромагнитный способ возбуждения упругих колебаний в ферромагнетиках, феноменологическая теория магнитоэстрикционных явлений.

In the work equation constructed torsional oscillations, which are excited by an alternating magnetic field of an electromagnetic type transducer in a hollow ferromagnetic core which is magnetized permanent magnetic field in the circumferential direction. A quantitative assessment of the effect of increasing the rigidity of the magnetized rod. With the help of the Fourier integral the general solution of the inhomogeneous differential equation for torsional mode of traveling waves. It proved the accuracy of the main result of the decision - the formulas for calculating the amplitude values of the angles of the cross sections of the rod turns in the front torsional wave. In the model example investigated and explained features of frequency-dependent changes in the levels of the excited torsional waves. We introduce a frequency-dependent function, which is defined by the term "characteristic wave converter." It links the geometric parameters of the converter with the amplitude of the excited torsional waves at a given frequency.

Keywords: nondispersive torsional waves, electromagnetic method of excitation of elastic vibrations in ferromagnetic materials, phenomenological theory of magnetostrictive phenomena.

Введение. Полые ферромагнитные стержни, они же стальные трубки малого наружного диаметра, в некоторых технических устройствах являются достаточно важными элементами, которые должны подвергаться обязательному ультразвуковому неразрушающему контролю [1]. При этом требуется произвести сканирование по всей толщине стенки трубки для того, чтобы достоверно установить отсутствие структурных неоднородностей типа трещин, расслоений, областей с иными физико-механическими характеристиками. Наиболее удобным инструментом для такого сканирования является недиспергирующие крутильные волны [2], которые существуют во всем объеме стенки трубки. Совокупность крутильных волн разной частоты (смены знака напряженно-деформированного состояния) образует волновой пакет (ультразвуковой импульс), который в отсутствие структурных неоднородностей в стенке трубки распространяется на десятки и сотни сантиметров без изменения формы (спектрального состава). В то же время волновой пакет крутильных волн эффективно взаимодействует с достаточно малыми структурными дефектами, что способствует их надежному и достоверному выявлению.

Практическое использование отмеченных выше

позитивных свойств крутильных волн в значительной мере тормозится из-за отсутствия электроакустических преобразователей, которые позволяют эффективно возбуждать и регистрировать крутильные волны в металлах ферромагнитного группы в заданном диапазоне частот. По-видимому, поэтому известно мало теоретических и экспериментальных исследований, нацеленных на создание преобразователей, предназначенных для возбуждения и приема крутильных волн.

Поэтому исследования теоретических основ расчета преобразователей электромагнитного типа в режиме возбуждения недиспергирующих крутильных волн в полых ферромагнитных стержнях являются актуальными.

Исследования и анализ полученных результатов. Крутильные колебания поперечных сечений полого ферромагнитного стержня можно создать с помощью преобразователя, конструкция которого схематически показана на рис. 1. Позицией 1 на рис. 1 обозначен ферромагнитный (магнитоэстрикционный) полый стержень. В полости стержня, соосно с ним, расположен проводник 2, по которому протекает постоянный электрический ток I_0 . Этот проводник 2 является источником

постоянного поля подмагничивания, вектор напряженности которого в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) (ось Oz совмещена с осью полого ферромагнитного стержня)

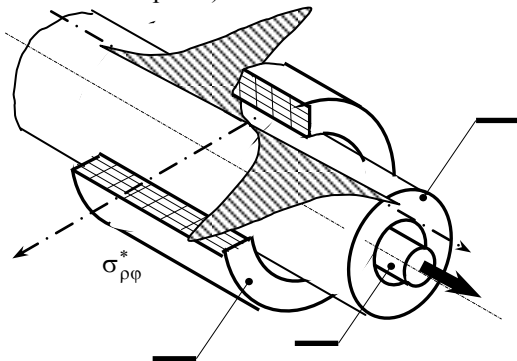


Рис. 1- Упрощенная конструкция электроакустического преобразователя электромагнитного типа для возбуждения крутильных волн в ферромагнитных стержнях

имеет всего лишь один круговой компонент $H_\phi^0 = I_0 / (2\pi\rho)$, где ρ - текущее значение радиальной координаты, причем $\rho \geq R_0$ (R_0 - радиус поперечного сечения проводника с постоянным током). Поле подмагничивания ориентирует домены в объеме ферромагнитного цилиндра таким образом, что переменное магнитное поле катушки 3 вызывает сдвиговые деформации.

Для того чтобы учесть все нюансы напряженно-деформированного состояния намагниченного ферромагнитного цилиндра, рассмотрим его элемент длиной dz (рис. 2 а). В пределах этого элемента выделим двумя плоскостями ϕ и $\phi + d\phi$ сегмент (рис. 2 б). Вектор смещения материальных частиц сегмента в соответствии с гипотезой плоских поперечных сечений имеет всего лишь один круговой компонент $u_\phi = \rho\phi$, где ρ - текущее значение радиальной координаты; ϕ - угол взаимного поворота двух, бесконечно близко расположенных, поперечных сечений полого цилиндра. Полагая, что угол закручивания (угол взаимного поворота) поперечных сечений ϕ зависит от значений координаты z , приходим к выводу, что единственным отличным от нуля компонентом тензора деформации является величина $\varepsilon_{\phi z} = \varepsilon_{z\phi} = (\rho \partial \phi / \partial z) / 2$.

Физическое состояние элемента объема деформируемого, предварительно намагниченного ферромагнетика определяется линеаризованными уравнениями [3], которые следуют из более общих соотношений феноменологической теории магнестрикционных явлений [4]. Если в любой точке деформируемого ферромагнетика выполняется сильное неравенство $|\vec{H}^0(x_k)| \gg |\vec{H}(x_k)|$, где $\vec{H}^0(x_k)$ - вектор напряженности постоянного поля подмагничивания; x_k - координаты точки в декартовой

(физической) системе координат; $\vec{H}(x_k) = \vec{H}^*(x_k) + \vec{h}(x_k)$, где $\vec{H}^*(x_k)$ и $\vec{h}(x_k)$ - амплитудные значения изменяющихся во времени по закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$; ω - круговая частота смены знака; t - время) векторов напряженности магнитного поля внешнего источника (например, катушки с переменным током) и внутреннего магнитного поля, которое возникает из-за движения магнитных доменов в механически деформируемом ферромагнетике, то из нелинейных соотношений [4] следует линейное приближение, которое записывается в виде

$$\sigma_{nm} = c_{nmk\ell}^H \frac{\partial u_k}{\partial x_\ell} - m_{pkmn} H_p^0 (H_k^* + h_k), \quad (1)$$

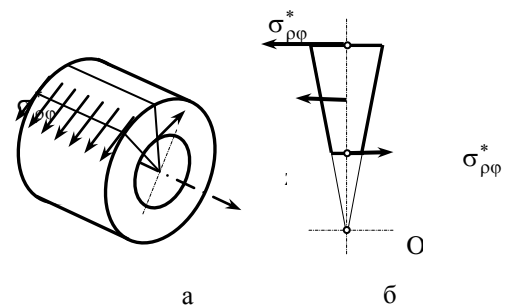


Рис. 2- К выводу уравнения крутильных колебаний элемента полого ферромагнитного цилиндра: а - элемент, б - плоскость

$$B_j = m_{pjqs} H_p^0 \frac{\partial u_s}{\partial x_q} + \mu_{jm}^E (H_m^* + h_m), \quad (2)$$

где σ_{nm} - амплитудное значение компонента тензора механических напряжений, который изменяется во времени по закону $e^{i\omega t}$; $c_{nmk\ell}^H$ - модуль упругости ферромагнетика, который экспериментально определяется в режиме постоянства (равенства нулю) магнитного поля (символ H) или, говоря иными словами, модуль упругости размагниченного ферромагнетика; u_k - амплитудное значение k -го компонента изменяющегося во времени по закону $e^{i\omega t}$ вектора смещения материальных частиц деформируемого ферромагнетика. Символом m_{pkmn} обозначена магнестрикционная константа, числовое значение которой, в принципе, зависит от величины и направления постоянного поля подмагничивания. Очевидно, что в случае поликристаллического, не текстурированного металла материальные константы $c_{nmk\ell}^H$ и m_{pkmn} являются компонентами изотропных тензоров четвертого ранга и определяются следующими соотношениями:

$$c_{nmk\ell}^H = \lambda \delta_{mn} \delta_{k\ell} + G (\delta_{mk} \delta_{n\ell} + \delta_{m\ell} \delta_{nk}),$$

$$m_{pkmn} = m_2 \delta_{pk} \delta_{mn} + \frac{m_1 - m_2}{2} (\delta_{pm} \delta_{kn} + \delta_{pn} \delta_{km}),$$

где λ и G - константы Ламе (модули упругости); $\delta_{mn}, \dots, \delta_{km}$ - символы Кронекера; m_1 и m_2 - линейно

не зависимые, экспериментально определяемые константы. Способ экспериментального определения констант m_1 и m_2 для магнитоэлектрических ферритов изложен в работе [5]. Из приведенного выше определения магнитоэлектрических констант следует, что матрица тензора $m_{\beta\gamma}$ (β и γ - индексы Фойгта) имеет вид

$$\|m_{\beta\gamma}\| = \begin{vmatrix} m_1 & m_2 & m_2 & 0 & 0 & 0 \\ m_2 & m_1 & m_2 & 0 & 0 & 0 \\ m_2 & m_2 & m_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (m_1 - m_2)/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (m_1 - m_2)/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (m_1 - m_2)/2 \end{vmatrix}$$

Символом B_j в соотношении (2) обозначено амплитудное значение j -го компонента вектора магнитной индукции, изменяющегося во времени по закону $e^{i\omega t}$; μ_{jm}^e - компонент тензора магнитной проницаемости намагниченного ферромагнетика, который экспериментально определяется в режиме постоянства (равенства нулю) механической деформации (символ ε). При записи соотношений (1) и (2) было учтено (по умолчанию), что выполняется соглашение о суммировании по дважды повторяющимся индексам.

Изменение напряженно-деформированного состояния в направлении оси z ферромагнетика, намагниченного в окружном направлении, сопровождается появлением внутреннего магнитного поля, вектор напряженности которого практически полностью определяется аксиальным компонентом h_z .

Дополним классическую формулировку гипотезы плоских поперечных сечений [6] предположением о том, что магнитная индукция ферромагнитного стержня не изменяется в пределах поперечного сечения.

Принимая во внимание эти рассуждения и конструкцию соотношения (1), запишем выражение для расчета амплитудных значений напряжений, действующих в пределах выделенного сегмента

$$\begin{aligned} \sigma_{\rho\phi} &= \sigma_{\rho\phi}^* = -m_{2112} H_\phi^0 H_\rho^* = -\frac{m_1 - m_2}{4\pi\rho} I_0 H_\rho^*, \\ \sigma_{\phi z} &= 2G\varepsilon_{\phi z} - m_{2313} H_\phi^0 (H_z^* + h_z) = \\ &= G\rho \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{m_1 - m_2}{4\pi\rho} I_0 (H_z^* + h_z), \end{aligned} \quad (3)$$

где символами H_ρ^* и H_z^* обозначены компоненты вектора напряженности переменного магнитного поля катушки. При этом вектор $\vec{H}^*(\rho, z)$ удовлетворяет уравнениям Максвелла по определению.

Указанная система напряжений формирует в каждой точке внутри объема выделенного сегмента магнитоэлектрические силы (силы Джоуля), вектор объемной плотности которых имеет всего лишь один

отличный от нуля компонент f_ϕ . причем

$$\begin{aligned} f_\phi &= \frac{\partial \sigma_{\rho\phi}^*}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_{\phi z}^*}{\partial z} + 2 \frac{\sigma_{\rho\phi}^*}{\rho} = G\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{m_1 - m_2}{4\pi\rho} I_0 \frac{\partial h_z}{\partial z} - \\ &- \frac{m_1 - m_2}{4\pi\rho} I_0 \left(\frac{1}{\rho} H_\rho^* + \frac{\partial H_\rho^*}{\partial \rho} + \frac{\partial H_z^*}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

В соответствии с принципом Даламбера алгебраическая сумма моментов внутренних и внешних сил в любой момент времени уравнивается моментом сил инерции материальных частиц движущегося тела. Определим эти моменты относительно оси Oz .

На поверхностях $\rho = R$ и $\rho = r_1$, (навнешней и внутренней боковых поверхностях полого стержня) выделенного сегмента действуют напряжения $\sigma_{\rho\phi}^*$ (рис. 2б), которые создают момент сил

$$M_\sigma = 2\pi \left[R^2 \sigma_{\rho\phi}^*(R, z) - r_1^2 \sigma_{\rho\phi}^*(r_1, z) \right] dz. \quad (4)$$

Распределенная по объему сегмента с плотностью f_ϕ сила Джоуля создает момент

$$\begin{aligned} M_f &= dz \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^R \rho (\rho f_\phi(\rho, \phi, z)) d\rho d\phi = dz \left[\frac{\pi}{2} (R^4 - r_1^4) G \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \right. \\ &\left. - \frac{m_1 - m_2}{4} I_0 (R^4 - r_1^4) \frac{\partial h_z}{\partial z} - M_f^* \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{где } M_f^* = \frac{m_1 - m_2}{2} I_0 \int_{r_1}^R \rho \left(\frac{1}{\rho} H_\rho^* + \frac{\partial H_\rho^*}{\partial \rho} + \frac{\partial H_z^*}{\partial z} \right) d\rho -$$

момент сил Джоуля магнитного поля внешнего источника (катушки).

Момент инерции материальных частиц выделенного сегмента определяется следующим образом

$$\begin{aligned} M_m &= dz \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^R \rho \left(\rho_0 \rho d\rho d\phi \frac{\partial^2 u_\phi}{\partial t^2} \right) = \\ &= dz \left[\frac{\pi}{2} (R^4 - r_1^4) \rho_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Так как в любой момент времени должно выполняться равенство $M_\sigma + M_f = M_m$, то подстановка в это равенство соотношений (4), (5) и (6) приводит к следующему результату

$$\begin{aligned} GJ_p \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - J_p \rho_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{m_1 - m_2}{4} * \\ * I_0 (R^4 - r_1^4) \frac{\partial h_z}{\partial z} = \mu^*(z) \end{aligned} \quad (7)$$

где $J_p = \pi(R^4 - r_1^4)/2$ - полярный момент инерции поперечного сечения полого стержня; ρ_0 - плотность;

$\mu^*(z) = \frac{m_1 - m_2}{2} I_0 \left[RH_\rho^*(R, z) - r_1 H_\rho^*(r_1, z) + \int_{r_1}^R \rho \left(\frac{1}{\rho} H_\rho^* + \frac{\partial H_\rho^*}{\partial \rho} + \frac{\partial H_z^*}{\partial z} \right) d\rho \right]$ - линейная плотность внешних крутящих моментов. В круглых скобках подынтегрального выражения в

формуле для расчета $\mu^*(z)$ записано развернутое выражение для дивергенции вектора напряженности переменного магнитного поля катушки $\vec{H}^*(\rho, z)$. В случае изотропной по магнитным свойствам среды из уравнения Максвелла $rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{H}^*}{\partial t}$

следует, что $div \vec{H}^* = 0$. Так как оснований для предположения о магнитной изотропии намагниченного ферромагнетика нет, то выражение для расчета $\mu^*(z)$ оставим без изменений.

Исключим из уравнения движения элемента стержня (7) неизвестную производную $\partial h_z / \partial z$. Из уравнения Максвелла $rot \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ следует условие $div \vec{B} = div(\vec{v} \vec{B} + \vec{B}^* + \vec{M} \vec{B}(h)) = 0$, где $\vec{e}_k \vec{M} \vec{B} = \vec{e}_k \mu_k^e h_m$ (\vec{e}_k - единичный орт координатной линии системы координат), Так как $div \vec{B}^* = 0$ по определению, то из условия $div \vec{B} = 0$ следует

$$\frac{\partial}{\partial z} (\vec{v} B_z + \mu_3^e h_z) = 0. \quad (8)$$

Так как $\vec{v} B_z = m_{2323} H_\phi^0 \epsilon_{\phi z} = \frac{m_1 - m_2}{8\pi} I_0 \frac{\partial \phi}{\partial z}$, то из условия (1.8) следует, что

$$\frac{\partial h_z}{\partial z} = -\frac{m_1 - m_2}{8\pi \mu_3^e} I_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}.$$

Подставляя найденную величину $\partial h_z / \partial z$ в уравнение движения (7), получаем

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{J_p \rho_0}{[GJ_p]^B} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\mu^*(z)}{[GJ_p]^B}, \quad (9)$$

где $[GJ_p]^B$ - жесткость на скручивание намагниченного ферромагнитного стержня, причем $[GJ_p]^B = GJ_p [1 + \Delta(GJ_p)]$, где

$$\Delta(GJ_p) = \frac{[(m_1 - m_2) I_0]^2 (R^2 - r_1^2)}{32\pi \mu_3^e GJ_p} \quad \text{увеличение}$$

крутильной жесткости при намагничивании или ΔE - эффект в режиме кручения полых цилиндров поляризованных окружающим магнитным полем. Для никеля ($G = 66 \text{ ГПа}$; $\mu_3^e = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5} \text{ Гн/м}$; $m_1 = 1 \text{ Гн/м}$; $m_2 \cong -m_1/2$), при токе $I_0 = 6 \text{ А}$ и размерах $R = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и $r_1 = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ получаем $\Delta(GJ_p) = 3,3 \cdot 10^{-2}$. Т. е. жесткость стержня на скручивание увеличивается всего лишь на 3,3%, что, соответственно, вызовет увеличение скорости распространения недиспергирующих крутильных волн не более чем на 1,7%.

Таким образом, можно констатировать, что учет связности упругих и магнитных полей приводит к поправкам, которые в большинстве случаев не

оказывают существенного влияния на количественные и на качественные характеристики получаемых результатов.

Полагая, что все процессы в деформируемом стержне изменяются во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$, перепишем уравнение (9) в следующем виде

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k_s^2 \phi = \frac{\mu^*(z)}{[GJ_p]^B}, \quad (10)$$

где $k_s = \omega / v_s^B$ - волновое число, а $v_s^B = \sqrt{[GJ_p]^B / (\rho_0 J_p)}$ - скорость волн чистого сдвига или крутильных волн в намагниченном ферромагнитном стержне.

Рассмотрим решение уравнения (10) для распространяющейся гармонической крутильной волны.

Решение уравнения (10) для ограниченных стержней отыскивается в форме разложения в ряды по тригонометрическим функциям и является общеизвестным.

Рассмотрим более интересный (с позиций практического применения) случай, когда стержень является бесконечно длинным, т. е. в нем отсутствуют отражения от торцов и в чистом виде реализуется режим бегущих волн. Сам факт существования бегущих волн косвенно указывает на то, что внешние нагрузки, заданные линейной плотностью внешних крутящих моментов, локализованы в ограниченной по длине области стержня. В противном случае имел бы место режим стоячих волн. Будем полагать, что внешние крутящие моменты сосредоточены в некотором объеме стержня в окрестности начала координат, ограниченном слева и справа сечениями $z = \pm A$. Помимо этого потребуем, чтобы внешние нагрузки, а точнее, источник, их порождающий, удовлетворял условию физической реализуемости, что с формальной точки зрения эквивалентно существованию несобственного интеграла по переменной z от линейной плотности сил $\mu^*(z)$.

Поскольку при $|z| \rightarrow \infty$ источники возмущений отсутствуют, постольку искомое решение уравнения (10) должно удовлетворять условиям физической реализуемости напряженно деформируемого состояния, т. е.

$$\lim_{|z| \rightarrow \infty} \left\{ \phi; \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\} = 0. \quad (11)$$

Условия (11) имеют очевидный физический смысл: при бесконечном удалении от источника механических возмущений смещения материальных частиц и деформации в стержне отсутствуют.

Для того, чтобы обеспечить выполнение условий (11) необходимо и достаточно положить, что волновое число k_s является комплексной величиной, т. е. $k_s = k_s^0 (1 - i\alpha)$, где $k_s^0 = \omega / v_s^0$ - волновое число, определенное без учета частотно зависимо

поглощения энергии ультразвуковых волн; v_s^0 - скорость волн сдвига, измеренная в области очень низких частот, в которой поглощение энергии упругих колебаний можно не принимать во внимание; α - коэффициент затухания. В этом случае выражения для расчета углов поворотов поперечных сечений стержня в гармонических волнах, уходящих влево и вправо от источника, $\phi^{(\pm)}(z, t) = \Phi^{(\pm)} e^{\pm ik_s z} e^{i\omega t}$ ($\Phi^{(\pm)}$ - угол поворота поперечного сечения стержня во фронте крутильной волны) принимает следующий вид: $\phi^{(\pm)}(z, t) = \Phi^{(\pm)} e^{\pm k_s^0 \alpha z} e^{i(\omega \pm k_s^0 z)}$. Для волны уходящей влево от источника множитель $e^{k_s^0 \alpha z}$ при $z \rightarrow -\infty$ обращается в нуль. Для уходящей вправо волны множитель $e^{-k_s^0 \alpha z}$ также обращается в нуль при $z \rightarrow \infty$.

Выполнение условий физической реализуемости (11) позволяют применить для решения уравнения метод интегральных преобразований [7]. Сущность метода интегральных преобразований заключается в том, что вместо искомого функций (решений дифференциального уравнения) рассматриваются их интегральные образы. Введение интегральных образов понижает порядок решаемого дифференциального уравнения, а в ряде случаев позволяет привести его к алгебраическому уравнению. Очевидно, что введение интегральных образов преследует цель упрощения самой процедуры решения дифференциального уравнения. После того, как найдены аналитические выражения для интегральных образов, выполняется обратное интегральное преобразование, т. е. осуществляется переход от интегральных образов к оригиналам искомого функций.

При решении уравнения (10) введем интегральные образы функций $\phi(z)$ и $\mu^*(z)$ как прямое преобразование Фурье, заданное следующими выражениями

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(z) e^{-i\lambda z} dz, \mu^*(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mu^*(z) e^{-i\lambda z} dz, \quad (12)$$

где λ - неизвестный пока и подлежащий определению в ходе решения задачи параметр интегрального преобразования.

Переход к оригиналам функций, т. е. к величинам $\phi(z)$ и $\mu^*(z)$ осуществляется путем вычисления следующих интегралов

$$\phi(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\lambda) e^{i\lambda z} d\lambda, \mu^*(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu^*(\lambda) e^{i\lambda z} d\lambda. \quad (13)$$

Не лишним будет еще раз подчеркнуть, что существование интегралов (12) и (13) обеспечивается условиями физической реализуемости источника внешних сил (это источник конечной мощности) и предельными условиями (11) для динамического напряженно-деформированного состояния стержня.

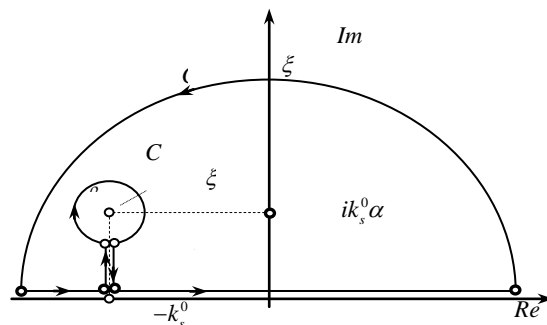


Рис. 3 - Контур интегрирования при определении угла поворота $\phi(z)$

Подвергая прямому интегральному преобразованию Фурье левую и правую части уравнения (10), после двукратного интегрирования по частям в первом слагаемом левой части получаем следующий результат

$$\phi(\lambda) (k_s^2 - \lambda^2) = \frac{\mu^*(\lambda)}{[GJ_p]^B},$$

откуда следует решение в терминах интегральных образов

$$\phi(\lambda) = \frac{\mu^*(\lambda)}{[GJ_p]^B (k_s^2 - \lambda^2)}$$

и формальное решение уравнения (10):

$$\phi(z) = \frac{1}{[GJ_p]^B} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu^*(\lambda) e^{i\lambda z}}{(k_s^2 - \lambda^2)} d\lambda. \quad (14)$$

При вычислении интеграла (14) необходимо принимать во внимание, что волновое число k_s является комплексным со сколь угодно малой мнимой частью $k_s^0 \alpha$. Сообразно этому, можно предположить, что и параметр интегрального преобразования также является комплексным числом с вещественной частью λ . Т. е. в качестве параметра интегрального преобразования при вычислении интеграла (14) необходимо рассматривать комплексную величину $\xi = \lambda + i\zeta$. При таком подходе Фурье - образы $\mu^*(\xi)$ и $\mu^*(\lambda)$ совпадают при $\zeta = 0$, т. е. на вещественной оси комплексной плоскости $\xi = \lambda + i\zeta$. Поскольку линейная плотность внешних крутящих моментов соответствует физически реализуемому источнику, постольку функции $\mu^*(\xi)$ и $\mu^*(\lambda)$ являются аналитическими. Из теоремы единственности для аналитических функций [8] следует, что любую функцию, определенную для действительных значений переменной, можно продолжить до аналитической функции комплексной переменной не более чем одним способом. Говоря иными словами, если $\mu^*(\xi)$ и $\mu^*(\lambda)$ совпадают хотя бы в одной точке комплексной плоскости, то они суть одна и та же функция.

Принимая во внимание эти обстоятельства, мы вправе утверждать, что интеграл (14) является частью интеграла по комплексной плоскости ξ . Поскольку речь идет об интегрировании аналитических функций, интегрирование по плоскости сводится к интегрированию по контуру. Причем контур интегрирования выбирается таким образом, чтобы на нем выполнялись условия (11).

Рассмотрим волну, уходящую вправо от источника внешних сил, т.е. будем считать, что $z > 0$. В этом случае контур интегрирования (рис. 3) должен целиком находиться в верхней полуплоскости комплексной плоскости ξ . При этом $e^{i(\lambda+\zeta)z} = e^{i\lambda z} e^{-\zeta z}$, что при положительных ζ и z обеспечивает обращение в нуль подынтегрального выражения в формуле (14) при неограниченном росте значений z . Внутри находящегося в верхней полуплоскости $\zeta > 0$ контура интегрирования (рис. 3) знаменатель подынтегрального выражения $k_s^2 - \xi^2$ обращается в нуль в точке $\xi_1 = -k_s^0 + ik_s^0 \alpha$. В этой точке подынтегральная функция теряет аналитичность, и поэтому контур интегрирования необходимо деформировать так, чтобы точка ξ_1 оказалась вне его. Окружив точку ξ_1 малой окружностью C_ρ с радиусом $\rho \rightarrow 0$, мы исключим тем самым точку ξ_1 из верхней полуплоскости. При этом контур интегрирования выглядит так, как это показано на рис. 3. После этой операции можно утверждать, что подынтегральное выражение (14) является аналитической функцией во всех точках области, которая окружена деформированным контуром. В этом случае интеграл по замкнутому контуру равен нулю. Отчетливо видно, что контур интегрирования, в пределах которого подынтегральная функция в интеграле (14) уже ни в одной точке плоскости не теряет аналитических свойств, состоит из дуги бесконечного радиуса C_∞ , интеграл вдоль которой в соответствии с леммой Жордана [8] равен нулю; отрезка AB , интеграл вдоль которого как раз и является искомым интегралом (14) и малой окружности C_ρ , интеграл по которой предстоит вычислить. Интегралы по отрезкам CD и C_1D_1 взаимно уничтожаются, так как это по сути один и тот же отрезок, который проходится в двух противоположных направлениях. Следуя основной для теории функций комплексного переменного теореме Коши [8], мы должны записать, что интеграл по изображенному на рис. 3 контуру равен нулю. Из этого факта следует, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu^*(\lambda) e^{i\lambda z}}{(k_s^2 - \lambda^2)} d\lambda = - \int_{C_\rho} \frac{\mu^*(\xi) e^{i\xi z}}{(k_s^2 - \lambda^2)} d\xi. \quad (15)$$

При вычислении интеграла по окружности C_ρ , радиус которой стремится к нулю, можно

воспользоваться теоремой о среднем и представить числитель в виде $\mu^*(\xi_1) e^{i\xi_1 z}$. Что касается знаменателя, то $k_s^2 - \xi^2 = (k_s - \xi)(k_s + \xi)$. При $\xi \rightarrow \xi_1$

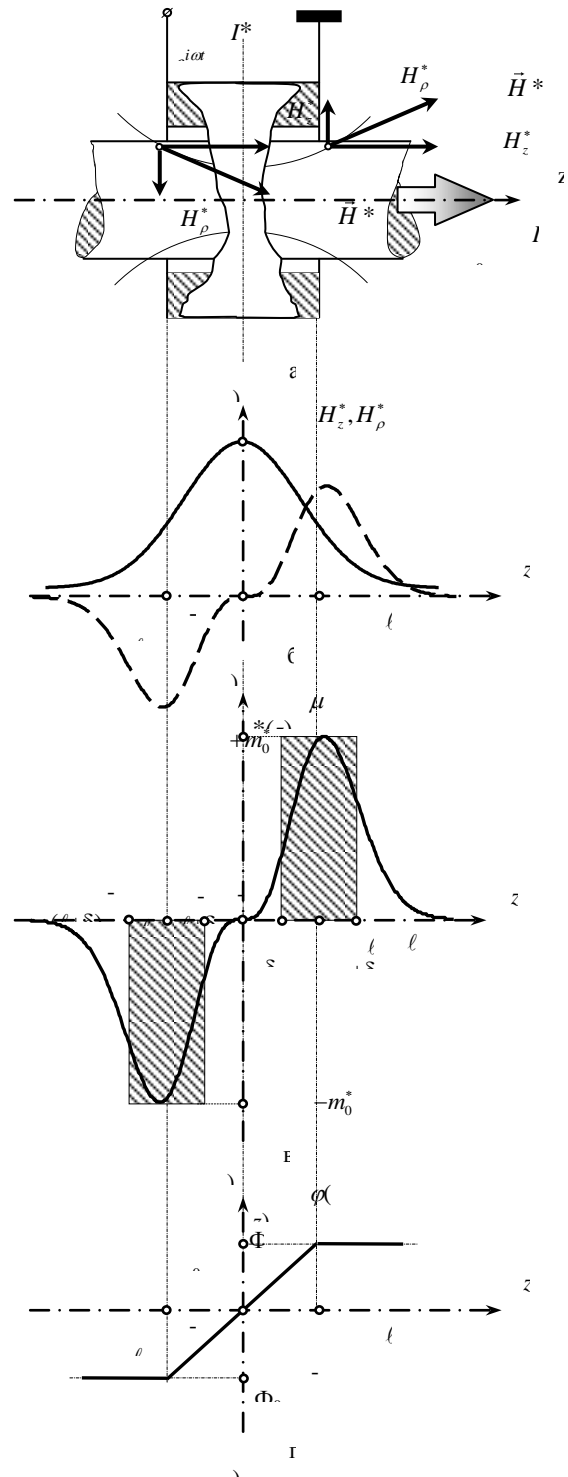


Рис. 4- Качественное моделирование ультразвукового преобразователя электромагнитного типа в режиме возбуждения крутильных волн

множитель $k_s - \xi = 2k_s^0 - ik_s^0 \alpha$. Второй множитель в разложении знаменателя $k_s + \xi = \rho e^{i\psi}$, где

ρ - фиксированное сколь угодно малое число, а ψ - полярный угол, изменяющийся в пределах от 0 до 2π . Так как $k_s + \xi = \rho e^{i\psi}$, то $d\xi = i\rho e^{i\psi} d\psi$, и правую часть выражения (15) можно записать в следующем виде

$$\oint_{c_p} \frac{\mu^*(\xi) e^{i\xi z}}{(k_s^2 - \xi^2)} d\xi = \frac{i\mu^*(\xi_1) e^{i\xi_1 z}}{2k_s^0 - ik_s^0 \alpha} \int_0^{2\pi} \frac{\rho e^{i\psi} d\psi}{\rho e^{i\psi}} = \frac{2i\pi}{2k_s^0 - ik_s^0 \alpha} \mu^*(\xi_1) e^{i\xi_1 z} \quad (16)$$

Так как в исходной математической постановке задачи не было заложено поглощение энергии упругих колебаний, то, выполняя в полученном результате предельный переход при $\alpha \rightarrow 0$ (эта процедура в аналитической теории волноводов называется методом предельного поглощения [9]), получаем

$$\phi(z) = -\frac{i\pi}{[GJ_p]^B k_s} e^{-ik_s z} \mu^*(-k_s). \quad (17)$$

В формуле (17) $k_s \equiv k_s^0$ - индекс нуль просто опущен, так как нет нужды особо обозначать действительную часть волнового числа. Фурье-образ $\mu^*(-k_s)$ в формуле (17) вычисляется в соответствии с определением (12) при $\lambda = -k_s$. Подставляя развернутое выражение для величины $\mu^*(-k_s)$ в формулу (7), получаем конечный вид решения уравнения (10) для волны, уходящей вправо от источника внешних сил

$$\phi(z) = -\frac{i}{2[GJ_p]^B k_s} e^{-ik_s z} \int_{-\infty}^{\infty} \mu^*(z) e^{ik_s z} dz. \quad (18)$$

Следует подчеркнуть, что выражение (18) определяет пространственно-развитую амплитуду гармонически изменяющихся во времени углов поворотов поперечных сечений полого ферромагнитного стержня.

Рассуждая аналогичным образом, можно получить решение для пространственно-развитой амплитуды крутильной волны, которая уходит влево от источника возмущений

$$\phi(z) = -\frac{i}{2[GJ_p]^B k_s} e^{-ik_s z} \int_{-\infty}^{\infty} \mu^*(z) e^{-ik_s z} dz. \quad (19)$$

Представленные формулами (18) и (19) результаты можно записать в следующем виде

$$\phi(z) = \begin{cases} \Phi^{(-)} e^{-ik_s z}, & z > A, \\ \Phi^{(+)} e^{ik_s z}, & z < -A, \end{cases} \quad (20)$$

где $\Phi^{(\pm)}$ - смещения материальных частиц стержня во фронте волны; $\pm A$ - границы области существования переменного магнитного поля или физическая бесконечность для источника переменного магнитного поля причем

$$\Phi^{(\pm)} = -\frac{i}{2[GJ_p]^B k_s} \int_{-\infty}^{\infty} \mu^*(z) e^{\mp ik_s z} dz. \quad (21)$$

Поскольку характер распределения внешних

нагрузок полностью определяется конструкцией их источника, постольку можно утверждать, что величины $\Phi^{(\pm)}$ содержат в своем аналитическом определении информацию о конструкции и основных параметрах источника механических возмущений.

Предваряя детальный расчет показанной на рис. 3 конструкции, рассмотрим модельный пример.

На рис. 4а изображена силовая линия магнитного поля катушки в некоторый фиксированный момент времени t_0 . Так как вектор напряженности магнитного поля $\vec{H}^*(\rho, z)$ является касательным вектором в каждой точке силовой линии, то это позволяет качественно оценить характер изменения амплитудных значений компонентов вектора $\vec{H}^*(\rho, z)$ при изменении координаты z так, как это показано на рис. 4б. Штриховой кривой на этом рисунке показано пространственное изменение радиального компонента вектора напряженности переменного магнитного поля катушки.

В присутствии кругового поляризуемого магнитного поля $H_\phi^0(\rho)$ на поверхности ферромагнитного стержня формируются касательные напряжения Джоуля $\sigma_{\rho\phi}^* = (m_1 - m_2) H_\phi^0 H_\rho^* / 2$. Эти напряжения создают крутящие моменты с плотностью $\mu^*(z) = 2\pi R^2 \sigma_{\rho\phi}^*(R, z) = \pi R^2 (m_1 - m_2) H_\phi^0(R) H_\rho^*(R, z)$, характер изменения которых по длине стержня показан на рис. 4в. При качественной оценке результатов вычисления интеграла (21), можно воспользоваться аппроксимацией функции $\mu^*(z)$, которая показана на рис. 4в заштрихованными прямоугольниками. Полагая, что $\mu^*(z) = m_0^*$ при $\ell - \delta \leq z \leq \ell + \delta$ и $\mu^*(z) = -m_0^*$ при $-\ell - \delta \leq z \leq -\ell + \delta$, получаем после элементарных вычислений следующий результат

$$\Phi^{(\pm)} = \mp \frac{2m_0^* \ell \delta}{GJ_p} W(k_s),$$

где символом $W(k_s)$ обозначена зависящая от частоты (волнового числа k_s) функция, числовые значения которой определяются по формуле

$$W(k_s) = \frac{\sin k_s \ell \sin k_s \delta}{k_s \ell \quad k_s \delta}.$$

При $k_s \rightarrow 0$ функция $W(k_s) = 1$ и $\Phi^{(\pm)} = \mp 2m_0^* \ell \delta / [GJ_p]^B = \mp M^* \ell / [GJ_p]^B$, где $M^* = 2\delta m_0^*$ - внешний крутящий момент. Последний результат означает, что сечения $z = \ell + \delta$ и $z = -\ell - \delta$ поворачиваются на угол $\pm \Phi_0$, величина которого определяется по формуле $\Phi_0 = M^* \ell / [GJ_p]^B$, т. е. в полном соответствии с элементарными представлениями о статическом скручивании стержня кругового поперечного сечения [8]. Участки стержня слева и справа от сечений

$z = -\ell - \delta$ и $z = \ell + \delta$ поворачиваются при этом как единое жесткое целое. Ориентировочный график изменения углов поворотов поперечных сечений $\Phi^{(\pm)}$ при $k_s \rightarrow 0$ показан на рис. 4 з.

Отмеченное соответствие результатов решения уравнения (10) с результатами известной теории [10] кручения стержней кругового поперечного сечения свидетельствует в пользу достоверности выражения (21) для расчета амплитуды углов поворотов поперечных сечений стержня во фронте крутильной волны.

Теперь рассмотрим, как изменяются повороты поперечных сечений стержня по мере возрастания частоты смены знака магнитного поля катушки.

На рис. 5 показан график изменения модуля функции $W(k_s)$, расчет числовых значений которой произведен в предположении, что $\delta = \ell/2$. Отчетливо видно, что с ростом значений безразмерного волнового числа $k_s \ell$ или, что то же самое, безразмерной частоты $\omega \tau_0$ ($\tau_0 = \ell/v_s$ - масштабирующий временной интервал), резко уменьшаются значения функции $W(k_s)$, периодически достигая на частотах, которым соответствуют значения $k_s \ell = m\pi$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), нулевых отметок. Сообразно значениям функции $W(k_s)$ меняется величина углов поворотов поперечных сечений полого стержня во фронте крутильной волны. Причиной отмеченных особенностей поведения функции $W(k_s)$ и, как следствие, изменения уровней углов поворотов, следует считать явление интерференции упругих волн.

Рассмотрим малый участок стержня, ограниченный поперечными сечениями $z' \pm \Delta z$, находящийся в поле действия внешних крутящих моментов в области $(\ell - \delta < z' < \ell + \delta)$. Материальные частицы этого участка стержня движутся под действием внешних сил и обмениваются импульсом с соседними частицами, т. е. выделенный участок стержня можно рассматривать как некоторый элементарный (в смысле мощности) излучатель, который генерирует стационарное поле углов поворотов поперечных сечений, которое характеризуется стационарным распределением фаз по длине стержня. Другой малый участок, ограниченный сечениями $-z' \pm \Delta z$ ($-\ell - \delta < -z' < -\ell + \delta$), можно интерпретировать как другой элементарный излучатель, который генерирует свое стационарное поле углов поворотов, которое на данной частоте имеет ту же длину волны, что и поле, излучаемое первым, симметрично расположенным, малым участком, и характеризуется так же стационарным распределением фаз по длине стержня. Между этими двумя распределениями фаз существует постоянный фазовый сдвиг, который пропорционален $2k_s z'$ и в зависимости от частоты колебаний и расстояния

между излучающими участками может приобретать значения в интервале от 0 до 2π . В зависимости от значения этого фазового сдвига может наблюдаться либо взаимное подавление излучения двух, симметрично расположенных относительно плоскости $z = 0$, участков стержня, либо такое сложение этих полей, которое максимально усиливает результирующее значение углов поворотов поперечных сечений стержня. При некоторых значениях частоты (безразмерного волнового числа) разность фаз между стационарными полями, излучаемыми различными элементарными участками стержня, расположенными симметрично относительно плоскости $z = 0$, достигает такой величины, что наступает полная взаимная компенсация углов

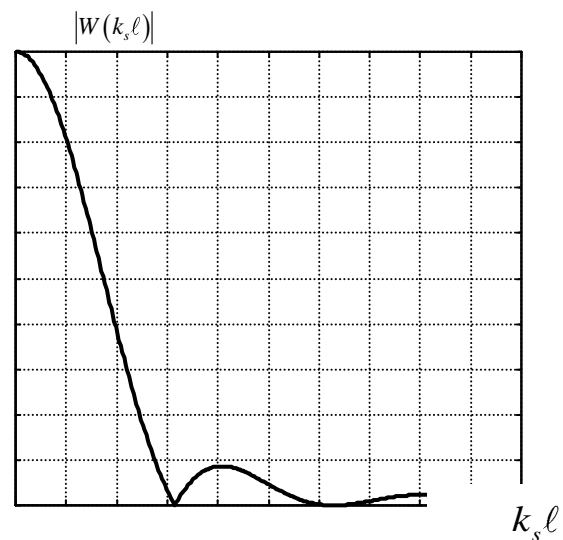


Рис. 5- Зависимость модуля функции $W(k_s, \ell)$ от изменения безразмерного волнового числа

поворотов поперечных сечений, которые расположены вне области нагружения стержня внешними крутящими моментами. Такая ситуация соответствует нулевым амплитудам углов поворотов и периодически повторяется с ростом частоты.

Функция $W(k_s)$, частотно-зависимое изменение которой обсуждалось выше, является, по существу, частотной характеристикой рассматриваемого ультразвукового преобразователя и её можно, в принципе, так и называть. Однако это определение не является исчерпывающе полным. Действительно, при одних и тех же значениях частоты и геометрических параметров конструкции значения амплитуд углов поворотов для стержней из различных материалов. Это в достаточной мере очевидно, так как значения функции $W(k_s)$ целиком определяются значениями волнового числа $k_s = \omega/v_s$. С учетом этого обстоятельства представляется целесообразным называть функцию $W(k_s)$ не частотной, а волновой характеристикой ультразвукового преобразователя.

Предлагаемый термин наиболее полно отражает внутреннее содержание аналитического описания процесса возбуждения упругих волн внешними силами, распределенными в объеме деформируемого твердого тела.

Волновая характеристика ультразвукового преобразователя, являющаяся по своей сути математической моделью устройства, имеет не только теоретическое, но и вполне четко определенное практическое значение. Действительно, имея в своем распоряжении достаточно полную (в смысле перечня учитываемых физических и геометрических параметров объекта) математическую модель устройства, можно выполнить необходимые расчеты, имеющие характер оптимизирующих процедур, и, не прибегая к длительному и дорогостоящему натурному моделированию, сформулировать рекомендации по выбору вариантов конструктивного исполнения устройства, обладающего наперед заданными параметрами и характеристиками.

Выводы. 1. На основании гипотезы плоских поперечных сечений построено дифференциальное уравнение вынужденных крутильных колебаний в предварительно намагниченном в окружном направлении полем ферромагнитного стержня.

2. Дана количественная оценка эффекту увеличения жесткости стержня на скручивание (ΔE -эффект при кручении), который обусловлен согласным (связным) действием сил упругости и сил магнитного взаимодействия между магнитными доменами.

Показано, что при умеренных значениях (менее 10 кА/м) напряженности кругового магнитного поля эффекты связности упругих и магнитных полей можно не учитывать.

3. Выполнено общее решение уравнения вынужденных крутильных колебаний для бесконечного стержня, т. е. для режима бегущих крутильных волн. На модельном примере доказана достоверность полученного результата, т. е. формулы для расчета амплитудного значения угла поворота поперечного сечения во фронте бегущей крутильной волны.

4. Рассмотрены особенности частотно-зависимого изменения уровней возбуждаемых крутильных волн и введено понятие «волновая характеристика преобразователя».

Список литературы

1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под ред. В.В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге. – Москва: Машиностроение, 2004. – 864 с.
2. Ермолов И.Н. Неразрушающий контроль: практ. пособие: в 5 кн., кн. 2. Акустические методы контроля / И.Н. Ермолов, Н.П. Алешин, А.И. Потапов; под ред. В.В. Сухорукова. – Москва: Высшая школа, 1991. – 283 с.

3. Петрищев О.Н. Гармонические колебания пьезокерамических элементов. Часть 1. Гармонические колебания пьезокерамических элементов в вакууме и метод резонанса – антирезонанса. Киев: Аверс, 2012. – 300 с.
4. Власов К.Б. Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнотриксционных) сред // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148.
5. Патент України №18475. G01R 33/18. Спосіб визначення фізико-механічних констант полікристалічних магнотриксційних (феромагнітних) матеріалів // Петрищев О. М., Трохимець А. П., Трохимець В. А. Оpubl. 15. 11. 2006. Бюл. №11.
6. Доннел Л.Г. Балки, пластины и оболочки. –М.: Наука, 1982. – 317 с.
7. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
8. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Том III. Часть 2. – М.: Наука, 1974. – 672 с.
9. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. – М.: Мир, 1974. – 327 с.
10. Феодосьев В.И. Сопrotivление материалов. – М.: Наука, 1986. – 512 с.

References (transliterated)

1. I.N. Ermolov, Ju.V. Lange. Nerazrushajushhij kontrol': Spravochnik: Vol. 7. Podred. V.V. Kljueva. T.3.Ul'trazvukovoj kontrol'[Non-destructive testing. Vol.3: Ultrasonic testing].Moscow, MashinostroeniePubl., 2004. 864 p.
2. Ermolov I.N., N.P. Aleshin, A.I. Potapov.Nerazrushajushhij kontrol': prakt. posobie: v 5 kn., kn. 2. Akusticheskie metody kontrolya [Non-destructive testing.Vol. 2.Acoustic methods of control].Moscow.VyshayashkolaPubl., 1991.283 p.
3. Petrishhev O.N.Garmonicheskie kolebanijap'ezokeramicheskijehlementov. Chast Garmonicheskie kolebanijap'ezokeramicheskijehlementov v vakuumeimetodrezonansa– antirezonansa [Harmonic oscillations of piezoceramic elements.Part 1.The harmonic oscillations of piezoelectric elements and a method of vacuum resonance - antiresonance]. Kiev, Avers Publ., 2012, 300 p.
4. Vlasov, K. B. Some questions in the theory of elastic ferromagnetic (magnetostrictive) media [Some questions in the theory of elastic ferromagnetic magnetostrictive environments].Math.USSR Academy of Sciences.Ser.Physical,1957,Vol.21,no 8, pp.1140-1148.
5. Petryshev O. M., Trokhymets' A. P., Trokhymets' V. A. Patent Ukrayiny 18475. G01R 33/18. Sposib vyznachennya fizyko-mekhanichnykh konstant polikrystalichnykh mahnitostryktsijnykh (feromahnitnykh) materialiv [Method of determining the physical and mechanical polycrystalline magnetostrictive constants (ferromagnetic) materials]. Opubl. 15. 11. 2006. Byul. 11.
6. Donnel L.G. Balki, plastinyiobolochki [Beams, plates and membranes]. Moscow,Nauka Publ., 1982. 317 p.
7. Koshlyakov N. S., Gliner E. B., Smimov M. M. Uravneniya v chastnykh proizvodnykh matematicheskoy fiziki [Partial differential equations of mathematical physics]. Moscow: Vysshayashkola Publ., 1970, 710 p.
8. Smimov V. I. KursvyssheyematematikiTom III. Chast' 2[Course of higher mathematics.Vol. 3].Moscow,Nauka Publ., 1974, 672 p.
9. Mitra R., Li S. Analiticheskie metody teorii volnovodov [Analytical methods of the theory of waveguides]. Moscow, Mir Publ., 1974, 327 p.
10. Feodos'ev V.I. Soprotivleniematerialov [Strength of materials]. Moscow,Nauka Publ., 1986, 512 p

Поступила (received) 25.05.2017

Бібліографічні описи /Библиографические описания /Bibliographic descriptions

Моделирование электромагнитного возбуждения ультразвуковых крутильных волн в ферромагнитных стержнях / О. Н. Петрищев, Г. М. Сучков, М. Е. Познякова, Н. Н. Юданова // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Харків : НТУ «ХПІ», 2017.- № 4 (1226). – С. 25–34. – Библиогр.: 10 назв. – ISSN 2079-4525.

Моделирование электромагнитного возбуждения ультразвуковых крутильных волн в ферромагнитных стержнях / О. М. Петрищев, Г. М. Сучков, М. Е. Познякова, Н. М. Юданова // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. :НТУ «ХПІ», 2017. -№ 4 (1226). – С. 25–34. – Библиогр.: 10 назв. – ISSN 2079-4525.

Modeling of an electromagnetic excitation of ultrasonic torsional waves in ferromagnetic rods population / O. N. Petrishev, G. M. Suchkov, M. E. Poznyakova, N. N. Yudanov// Bulletin of NTU "KhPI". Series: Elektroenergetika i preobrazovatel'naya tehnika. – Kharkov : NTU "KhPI", 2017. – No.4 (1226). – P. 25–34. – Bibliogr.: 10. – ISSN 2079-4525.

Відомості про авторів /Сведения об авторах /About the Authors

Петрищев Олег Миколайович – доктор технічних наук, професор, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут». професор кафедри «Акустика і акустоелектроніка»; 044-493-66-11; e-mail: petrishev@ukr.net.

Петрищев Олег Николаевич – доктор технических наук, профессор, Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт». профессор кафедры «Акустика и акустоэлектроника»; 044-493-66-11; e-mail: petrishev@ukr.net.

Petrishev Oleg Nikolaevich - Doctor of Technical Sciences, Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Professor of the Department "Acoustics and acoustoelectronics"; 044-493-66-11; e-mail: petrishev@ukr.net.

Сучков Григорій Михайлович – доктор технічних наук, професор, Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», завідувач кафедри «Прилади і методи неруйнівного контролю»; (+38) 098 -595-00-58, (+38) 050-762-02-94; e-mail: suchkov_gm@mail.ru

Сучков Григорий Михайлович - доктор технических наук, профессор, Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», заведующий кафедрой «Приборы и методы неразрушающего контроля»; (+38) 098 -595-00-58, (+38) 050-762-02-94; e-mail: suchkov_gm@mail.ru

Suchkov Grigoriy Mihaylovich - Doctor of Technical Sciences, Professor, National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", Head of the Department "Instruments and methods of nondestructive testing"; (+38) 098 -595-00-58, (+38) 050-762-02-94; e-mail: suchkov_gm@mail.ru.

Познякова Маргарита Євгенівна - Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», асистент кафедри «Прилади і методи неруйнівного контролю»; (+38) 066-315-87-72; e-mail: poznyakova-me@mail.ru.

Познякова Маргарита Евгеньевна - Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», ассистент кафедры «Приборы и методы неразрушающего контроля»; (+38) 066-315-87-72; e-mail: poznyakova-me@mail.ru.

Poznyakov Margarita Evgenyevna - National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", Assistant of the Department "Instruments and methods of nondestructive testing"; (+38) 066-315-87-72; e-mail: poznyakova-me@mail.ru.

Юданова Ніна Миколаївна - Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», старший викладач кафедри «Прилади і методи неруйнівного контролю»; +38(057)707-63-80.

Юданова Нина Николаевна - Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», старший преподаватель кафедры «Приборы и методы неразрушающего контроля»; +38(057)707-63-80.

Yudanov Nina Nikolayevna - National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", Senior Lecturer of the Department "Instruments and methods of nondestructive testing"; +38(057)707-63-80.