

ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТОСТРИКЦІЙНИХ КОНСТАНТ ПОЛІКРИСТАЛІЧНОГО ФЕРОМАГНЕТИКА ЗА РЕЗОНАНСНИМИ ЧАСТОТАМИ РАДІАЛЬНИХ КОЛИВАНЬ КІЛЬЦЯ

І.В. ЛІНЧЕВСЬКИЙ, О.М. ПЕТРИЩЕВ, В.О. ТРОХИМЕЦЬ

Національний технічний університет України “Київський політехнічний інститут”,
фізико-математичний факультет
(Просп. Перемоги, 37, Київ 03056; e-mail: igorvl2009@gmail.com)

УДК 537.622
© 2010

У роботі побудовано математичну модель радіальних коливань кільця з полікристалічного феромагнітного (магнітострикційного) матеріалу. Показано, що на певних частотах виникає резонансне поглинання енергії від джерела магнітного поля, яке супроводжується резонансними збільшенням і зменшенням індуктивності тороїдальної котушки, осердям якої є кільце з досліджуваного матеріалу. Запропоновано алгоритм визначення матеріальних констант полікристалічного феромагнетика за вимірними значеннями частот магнітомеханічних резонансів.

1. Вступ

Під час намагнічування феромагнетика (ФМ) змінюють свої розміри і форму внаслідок магнітострикції (МС). З іншого боку, при механічному деформуванні попередньо намагнічених ФМ їх намагніченість також змінюється – це так званий ефект Вілларі, або зворотній МС ефект [1, 2]. Експериментально МС константи визначають за допомогою широковідомих методів прямого виміру малих зміщень, а саме: тензометричними [3], інтерферометричними [4], ємнісними та іншими методами. Цим методам притаманні недостатня точність, а іноді чутливість, а також деяка обмеженість частотного діапазону. Вимірювання намагніченості ФМ при різних видах їх деформації, як правило, виконують, спостерігаючи за петлями гістерезису ФМ [5] або за допомогою ефекту Фарадея [6]. Ці методи є трудомісткими і не можуть дати точних результатів. Серед фундаментальних робіт, в яких велику увагу приділяють виміру МС констант, слід від-

окремити роботи [7] та [8]. Але ці роботи носять прикладний характер і орієнтовані на інженерний розрахунок конкретних типів МС перетворювачів та побудову їх еквівалентних електричних схем [8]. Таким чином, на сьогодні питання про визначення матеріальних констант ФМ (МС) матеріалів з точки зору постановки фізичного експерименту залишається відкритим.

Дослідження МС та ефекту Вілларі можна поєднати у рамках єдиного експерименту, що пропонується у даній роботі. Якщо ФМ помістити одночасно у зовнішнє постійне та змінне магнітні поля певної частоти, то внаслідок МС він почне, як механічна система, резонансно коливатися. Ці коливання приводять до появи механічних напружень та подальшої зміни намагніченості і, відповідно, до зміни сумарного магнітного поля у ФМ.

2. Математична модель котушки індуктивності з ФМ осердям, яке радіально коливається

У роботі розглядають математичну модель фізичного стану зразка з досліджуваного МС матеріалу, і на її основі запропоновано новий метод вимірювання матеріальних констант полікристалічного ФМ за резонансними частотами радіальних коливань кільця, розміщеного у тороїдальній котушці. Під матеріальними константами розуміють набір таких величин: компонент тензора модуля пружності розмагніченого ФМ,

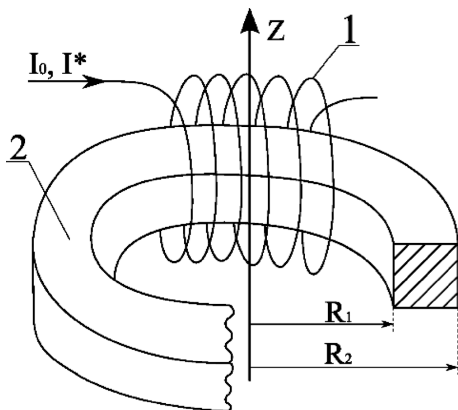


Рис. 1. Конструкція котушки індуктивності L_k

компонент тензора п'єзомагнітних констант і компонент тензора магнітної проникності ΦM .

Конструкцію досліджуваної моделі котушки індуктивності L_k зображено на рис. 1.

Котушка 1 містить N витків дроту, намотаного на осердя. Осердя 2 виготовлене з полікристалічного ФМ (МС) матеріалу та розташоване у середині об'єми (об'єма не показана), торкаючись її в декількох точках. Розміри осердя: R_1 , R_2 – внутрішній та зовнішній радіуси відповідно; h – товщина осердя. Особливістю конструкції котушки є те, що осердя не стиснуте витками котушки, щоб не перешкодити виникненню в осерді пружних механічних коливань. На досліджувану котушку подають постійний струм I^0 , який створює в об'ємі осердя котушки L_k колове постійне поле підмагнічування з напруженістю $H_\vartheta^0 = NI^0/R_0$, ϑ – колова координата (полярний кут) циліндричної системи координат (ρ, θ, z) , початок координат якої знаходиться в центрі осердя котушки; $R_0 = (R_1 + R_2)/2$ – середній радіус осердя. Одночасно на котушку подають змінний струм I^* , при цьому $I^0 \gg I^*$, що еквівалентно умові $\mathbf{H}^0 \gg \mathbf{H}^*$, де \mathbf{H}^0 і \mathbf{H}^* – вектори напруженості постійного і змінного магнітних полів.

Якщо напруженість постійного поля підмагнічування вибрано таким чином, що кільцеве осердя намагнічується не до насичення, то спільна дія постійного і змінного магнітних полів, вектори напруженості яких мають лише один коловий компонент, формують у кільцевому ФМ зразку радіальні (вздовж радіуса ρ) коливання матеріальних частинок. У процесі деформування осердя виникає додаткове магнітне поле, яке доповнює поле зовнішнього джерела. Пояснити появу додаткового магнітного поля в осерді котушки можна на основі ефекту Віллари, завдяки якому при зміні механічних напружень в осерді відбу-

вається зміна намагніченості зразка та зміна індукції магнітного поля. Початкова фаза коливань цього поля залежить від співвідношення частоти зовнішнього джерела та резонансної частоти механічної коливальної системи. При цьому енергія джерела зовнішнього магнітного поля майже повністю передається в об'єм осердя, що деформується. Зміна енергоємності зразка приводить до зміни індуктивності котушки. Дійсно, індуктивність котушки можна визначити через магнітну енергію поля, локалізованого в об'ємі осердя котушки індуктивності [9], а саме:

$$L_k = \frac{1}{(I^*)^2} \int_V \mathbf{B}^* \cdot \mathbf{H}^* dV, \quad (1)$$

де I^* ; \mathbf{B}^* ; \mathbf{H}^* – амплітуди електричного струму, магнітної індукції та напруженості магнітного поля, відповідно, які гармонічно змінюються в часі; V і dV – об'єм і елемент об'єму осердя.

Амплітудні значення компонентів вектора зміщення матеріальних частинок у будь-якій точці осердя котушки в будь-який момент часу визначаються співвідношенням трьох сил: сили пружності, сили інерції та магнітопружної сили. Ці сили пропорційні добутку напруженості постійного та змінного магнітних полів, тобто пропорційні ступеню орієнтації магнітних доменів і величині впливу на них змінного магнітного поля. На деякій частоті f_p , яку будемо називати частотою магнітомеханічного резонансу, сили пружності й сили інерції взаємно компенсують одна одну, і в об'ємі зразка виникають великі радіальні зміщення матеріальних частинок. Це супроводжується додатковою орієнтацією доменів, у результаті чого магнітна індукція в об'ємі зразка досягає значень магнітної індукції насичення.

Таким чином, на частоті f_p магнітна енергія котушки й осердя, тобто індуктивності L_k , має досягати максимального значення. Коли частота змінного магнітного поля трохи перевищує частоту резонансу f_p , але зміщення матеріальних частинок феромагнетика ще досить велике, магнітна індукція поля, зумовлена пружними зсувами матеріальних частинок, стає протифазною по відношенню до індукції магнітного поля струму I^* , і результуюча магнітна індукція в об'ємі осердя котушки L_k зменшується. Цю частоту умовно будемо називати частотою магнітомеханічного антирезонансу f_a , яка трохи більша, ніж частота f_p .

Слід зазначити, що як зростання коефіцієнта самоіндукції L_k на частоті f_p , так і його зменшення на частоті f_a демпфується втратами енергії в матеріалі осердя і в точках механічного контакту осердя з

обоймою, на якій розташована обмотка. Тому зміни індуктивності на частотах f_p та f_a матимуть обмежений розмах. За подальшого зростання частоти ω величина зсувів матеріальних частинок різко зменшується, і внесок деформованого стану в динамічну намагніченість осердя стає малопомітним.

Числові значення частот резонансу і антирезонансу визначаються розмірами та фізико-механічними параметрами матеріалу осердя. Звідси випливає можливість вирішення зворотної задачі – за значеннями експериментально визначених частот f_p і f_a можна розрахунковим шляхом знайти матеріальні константи ФМ матеріалу.

Для формулювання алгоритму перерахунку числових значень частот резонансу і антирезонансу в числові значення матеріальних констант феромагнетика, необхідно виконати розрахунок коефіцієнта самоіндукції L_k котушки з ФМ осердям, яке коливається.

Із загального визначення (1) індуктивності L_k для випадку рівномірного розташування витків на кільцевому осерді одержуємо розрахункову формулу

$$L_k = \frac{2\pi}{(I^*)^2} \int_{R_1-h/2}^{R_2} \int_{-h/2}^{h/2} \rho B_{\vartheta}^* \cdot H_{\vartheta}^* d\rho dz, \quad (2)$$

де ρ – поточне значення радіальної координати в циліндричній системі.

З рівнянь фізичного стану ФМ, для окремого випадку, коли $I^0 \gg I^*$, що еквівалентно умові $|\mathbf{H}^0| \gg |\mathbf{H}^*|$, де \mathbf{H}^0 і \mathbf{H}^* – вектори напруженості постійного і змінного магнітних полів, можна отримати співвідношення:

$$\sigma_{ij}^* = c_{ijkl}^H \varepsilon_{kl}^* - m_{pqij} H_p^0 H_q^*, \quad (3)$$

$$B_s^* = m_{rsnm} H_r^0 \varepsilon_{nm}^* + \mu_{sl}^{\varepsilon} H_l^*, \quad (4)$$

де σ_{ij}^* – амплітудне значення компоненти тензора результуючих механічних напружень, що гармонійно змінюється в часі; c_{ijkl}^H – компонента тензора модулів пружності розмагніченого феромагнетика; ε_{kl}^* – амплітудне значення компонента тензора деформацій феромагнітного осердя; m_{pqij} – компонента тензора магнітострікційних констант; B_s^* – компонента вектора результуючої магнітної індукції; μ_{sl}^{ε} – компонента тензора магнітної проникності, яка вимірюється в режимі сталості деформації.

У межах розв'язуваної задачі компоненти векторів напруженості постійного і змінного магнітних полів визначаються за законом повного струму названих

вище полів, а пружні деформації – з другого закону Ньютона:

$$\sigma_{ij,j}^* + \rho_0 \omega^2 u_i^* = 0 \forall x_k \in V, \quad (5)$$

де ρ_0 – густина ФМ, u_i^* – амплітуда i -го компонента вектора зміщення матеріальних частинок ФМ. Кома між індексами позначає операцію диференціювання виразу, записаного до коми, по координаті, індекс якої проставлений після коми. Оскільки вектори напруженості магнітних полів та намагніченості при розв'язуванні даної задачі мають лише один коловий компонент, то однозначність розв'язку системи диференціальних рівнянь (5) забезпечується граничними умовами

$$n_j \sigma_{ij}^* = 0 \forall x_k \in S, \quad (6)$$

де n_j – компонента зовнішньої нормалі до поверхні S , яка обмежує об'єм V феромагнітного осердя.

Оскільки усі фізичні поля в кільцевому осерді характеризуються осью симетрією, то гранична задача (5), (6) у циліндричній системі координат має вигляд [10]:

$$\sigma_{\rho\rho,\rho}^* + \sigma_{\rho z,z}^* + (\sigma_{\rho\rho}^* - \sigma_{\vartheta\vartheta}^*)/\rho + \rho_0 \omega^2 u_{\rho}^* = 0 \forall (\rho, z) \in V, \quad (7)$$

$$\sigma_{z\rho,\rho}^* + \sigma_{zz,z}^* + \sigma_{z\rho}^*/\rho + \rho_0 \omega^2 u_z^* = 0 \forall (\rho, z) \in V, \quad (8)$$

$$\sigma_{\rho\rho}^*|_{\rho=R_1,R_2} = 0, \quad \sigma_{\rho z}^*|_{\rho=R_1,R_2} = 0, \quad (9)$$

$$\sigma_{z\rho}^*|_{z=\pm h/2} = 0, \quad \sigma_{zz}^*|_{z=\pm h/2} = 0. \quad (10)$$

Результуючі механічні напруження визначаються з рівняння стану (3) таким чином:

$$\sigma_{\rho\rho}^* = c_{11}^H \varepsilon_{\rho\rho}^* + c_{12}^H \varepsilon_{\vartheta\vartheta}^* + c_{13}^H \varepsilon_{zz}^* - m_{211}^0 H_{\vartheta}^*,$$

$$\sigma_{\vartheta\vartheta}^* = c_{21}^H \varepsilon_{\rho\rho}^* + c_{22}^H \varepsilon_{\vartheta\vartheta}^* + c_{23}^H \varepsilon_{zz}^* - m_{222}^0 H_{\vartheta}^*,$$

$$\sigma_{zz}^* = c_{31}^H \varepsilon_{\rho\rho}^* + c_{32}^H \varepsilon_{\vartheta\vartheta}^* + c_{33}^H \varepsilon_{zz}^* - m_{233}^0 H_{\vartheta}^*, \quad \sigma_{\rho z}^* = c_{55}^H \varepsilon_{\rho z}^*, \quad (11)$$

де $m_{kij}^0 = m_{pkij} H_p^0$ – п'єзомагнітні константи.

Вектор зміщення матеріальних частинок від положення рівноваги має лише одну відмінну від нуля радіальну компоненту u_{ρ} , при цьому компоненти тензора деформації $\varepsilon_{\rho\rho} \equiv \varepsilon_{\rho} = u_{\rho,\rho}$ і $\varepsilon_{\vartheta\vartheta} \equiv \varepsilon_{\vartheta} = u_{\rho}/\rho$. Слід

значити, що у розмагніченому стані полікристалічний ФМ є ізотропним за пружними і МС властивостями, тобто матеріальні константи c_{ijkl}^H і m_{pqij} є компонентами ізотропних тензорів четвертого рангу і визначаються за допомогою двох констант:

$$c_{ijkl}^H = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + G(\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}),$$

$$m_{pqij} = m_2 \delta_{pq} \delta_{ij} + \frac{m_1 - m_2}{2} (\delta_{pi} \delta_{qj} + \delta_{pj} \delta_{qi}), \quad (12)$$

де λ і G – константи Ламе, або модулі пружності (G – модуль зсуву); δ_{ij} – символ Кронекера; m_1 і m_2 – константи, що визначаються експериментально. З визначень матеріальних констант (12) випливає, що $c_{11}^H = c_{22}^H = c_{33}^H = \lambda + 2G$, $c_{12}^H = c_{13}^H = c_{21}^H = c_{23}^H = \lambda$, $c_{55}^H = G$, а $m_{21} = m_{23} = m_2$ і $m_{22} = m_1$. Рівняння (4) набуває такого вигляду:

$$B_{\vartheta}^* = m_{211}^0 \varepsilon_{\rho\rho} + m_{222}^0 \varepsilon_{\vartheta\vartheta} + m_{233}^0 \varepsilon_{zz} + \mu_2^{\varepsilon} H_{\vartheta}^*, \quad (13)$$

$$\text{де } m_{211}^0 = m_{233}^0 = m_2 H_{\vartheta}^0, \quad m_{222}^0 = m_1 H_{\vartheta}^0.$$

Припустимо, що осердя котушки є тонким кільцем, тобто $(R_2 - R_1)/R_0 \ll 1$ і $h/R_0 \ll 1$. У цьому випадку $\sigma_{\rho\rho}^* = \sigma_{zz}^* = 0$, і вектор зміщення матеріальних частинок осердя котушки практично повністю визначається компонентою u_{ρ}^* , яка не змінює свого значення в межах площини поперечного перерізу осердя, тобто не залежить від значень координат ρ і z . У цьому випадку $\sigma_{\rho z}^* = 0$ за визначенням, і рівняння (8) перетворюється в тотожність. Граничні умови (9) та (10) виконуються автоматично. З умови рівності нулю нормальних напружень $\sigma_{\rho\rho}^*$ та σ_{zz}^* можна визначити деформації $\varepsilon_{\rho\rho}^*$ та ε_{zz}^* через відносно подовження середньої лінії кільця, тобто через деформацію $\varepsilon_{\vartheta\vartheta}^*$ таким чином:

$$\varepsilon_{\rho\rho}^* = \varepsilon_{zz}^* = -\nu \varepsilon_{\vartheta\vartheta}^* + \frac{\nu m_{211}^0}{\lambda} H_{\vartheta}^*, \quad (14)$$

де ν – коефіцієнт Пуассона розмагніченого (ізотропного) матеріалу осердя; $\varepsilon_{\vartheta\vartheta}^* = u_{\rho}^*/R_0$ – відносна зміна довжини кола радіуса R_0 . Беручи до уваги відношення (14), рівняння фізичного стану (12) та (13) матеріалу осердя можна подати в такому вигляді:

$$\sigma_{\vartheta\vartheta}^* = Y \frac{u_{\rho}^*}{R_0} - m_{\vartheta} H_{\vartheta}^*, \quad B_{\vartheta}^* = m_{\vartheta} \frac{u_{\rho}^*}{R_0} + \mu_2^{\sigma} H_{\vartheta}^*, \quad (15)$$

де Y – модуль Юнга розмагніченого ФМ, $m_{\vartheta} = m_{222}^0 - 2\nu m_{211}^0$ – п'єзомагнітна константа в режимі одноосової деформації (стискання – розтягування) тонкого кільця; μ_2^{σ} – магнітна проникність в режимі постійності (рівності нулю) напружень $\sigma_{\rho\rho}^*$ і σ_{zz}^* .

Підстановка визначених вище напруг $\sigma_{\rho\rho}^*$, σ_{zz}^* і $\sigma_{\vartheta\vartheta}^*$ до рівняння (5) перетворює його в рівняння відносно шуканого зміщення u_{ρ}^* : $-Y \frac{u_{\rho}^*}{R_0^2} + \frac{m_{\vartheta}}{R_0} H_{\vartheta}^* + \rho_0 \omega^2 u_{\rho}^* = 0$. Звідки випливає, що $u_{\rho}^* = R \frac{m_{\vartheta}^2 H_{\vartheta}^*}{Y [1 - (\gamma R_0)^2]}$, $B_{\vartheta}^* = \left\{ \mu_2^{\sigma} + \frac{m_{\vartheta}^2}{Y [1 - (\gamma R_0)^2]} \right\} H_{\vartheta}^*$, де $\gamma = \omega / \sqrt{Y/\rho_0}$ – хвильове число радіальних коливань тонкого ізотропного кільця.

З визначення (1) коефіцієнта самоіндукції L_K отримуємо формулу для розрахунку індуктивності котушки, осердя якої здійснює механічні коливання:

$$L_K = \left\{ \mu_2^{\sigma} + \frac{m_{\vartheta}^2}{Y [1 - (\gamma R_0)^2]} \right\} \frac{N^2 h (R_2 - R_1) \mu_2^{\sigma}}{\pi (R_1 + R_2)} = L_0 [1 + k_0(\omega)], \quad (16)$$

де

$$L_0 = \frac{N^2 h (R_2 - R_1) \mu_2^{\sigma}}{\pi (R_1 + R_2)}.$$

Якщо припустити, що МС ефекти в об'ємі осердя відсутні, тобто $m_{21}^0 = m_{22}^0 = 0$ і $m_{\vartheta} = 0$, то формула (16) перетворюється на відомий вираз для розрахунку індуктивності L_0 котушки на кільцевому осерді з малим (відносно радіуса середньої лінії) розміром поперечного перетину.

При врахуванні МС ефектів проявляється частотна залежність коефіцієнта самоіндукції L_K . На частоті f_p , якій відповідає значення безрозмірного хвильового числа $\gamma_{\rho} R_0 = 1$, індуктивність котушки L_K резонансно збільшується, а на частоті $f_a > f_p$, якій відповідає безрозмірне хвильове число $\gamma_a R_0 = \sqrt{1 + m_{\vartheta}^2/Y \mu_2^{\sigma}}$, $L_K \rightarrow 0$.

У реальній ситуації, коли коливальна система, тобто розмірене в об'ємі осердя, має втрати енергії, то на частоті резонансу f_p і на частоті антирезонансу f_a зміни індуктивності котушки мають обмежене значення.

Зауважимо, що умова $\gamma_{\rho} R_0 = 1$ приводить нас до відомого виразу для резонансної частоти вільних коливань кільця $\omega_0 = 1/R_0 \sqrt{Y/\rho_0}$.

3. Результати експериментальних досліджень та їх обговорення

Для експериментального дослідження було виготовлено котушку індуктивності L_K на основі кільцевого

осердя з нікель-цинкового фериту марки Ф-107 [8]. Котушка містила $N = 100$ витків дроту діаметром 0,2 мм, рівномірно розподілених на обіймі. Осердя мало такі розміри: $R_2 = 12,5 \cdot 10^{-3}$ м; $R_1 = 10,5 \cdot 10^{-3}$ м; $h = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м.

Від джерела постійного струму на досліджувану котушку подавали постійний струм I^0 , який створював в об'ємі осердя котушки L_k колове постійне поле підмагнічування з напруженістю $H_g^0 \approx 0,4$ кА/м. Амплітуду змінного струму I^* підбирали за умови досягнення максимуму амплітуди зміни індуктивності котушки L_k в момент резонансу. Вимірювання індуктивності котушки L_k проводили шляхом визначення її реактивного опору за стандартною методикою.

На рис. 2 наведено графік експериментальної залежності індуктивності L_k від частоти змінного магнітного поля. На графіку чітко спостерігаються дві резонансні частоти f_p та f_a . Слід зазначити, що, як і очікувалось, зростання коефіцієнта самоіндукції L_k на частоті f_p , так і його зменшення на частоті f_a має обмежене значення за рахунок втрат енергії в матеріалі осердя та в точках механічного контакту осердя з обіймою, на якій розташована обмотка.

Висока добротність коливальної системи ($Q > 100$) забезпечує задовільне збігання частот резонансів, вимірюваних за реактивним опором котушки, та дійсними значеннями магнітомеханічних резонансів в її осерді.

За експериментально визначеною частотою f_p магнітомеханічного резонансу, якому відповідає хвильове число γ_p , причому $\gamma_p R_0 = 1$, визначається модуль Юнга $Y = 4\pi^2 f_p^2 R_0^2 \rho_0$. Магнітна проникність μ_2^σ визначається з вимірювань індуктивності L_k на частотах $f \ll f_p$. При цьому $L_k = L_0$. На частоті магнітомеханічного антирезонансу f_a , виконується умова:

$$\frac{m_\vartheta^2}{\mu_2^\sigma Y} \frac{1}{[1 - 4\pi^2 f_a^2 \rho_0 R_0^2 / Y]} = -1. \quad (17)$$

За відомими раніше Y і μ_2^σ із співвідношення (17) знаходиться константа m_ϑ .

Таким чином, за трьома виміряними величинами, а саме f_p , f_a , та L_0 , визначаються три матеріальні константи Y , μ_2^σ і m_ϑ . Відповідно до результатів експерименту їх значення становлять $Y = 121$ ГПа; $m_\vartheta = 316$ Т; $\mu_2^\sigma = 28 \mu_0$, де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Для порівняння, у роботі [8] значення константи m_ϑ становить 350 Т, при магнітних полях $H_g^0 = 0,8$ кА/м.

4. Висновки

На прикладі котушки індуктивності з кільцевим осердям з магнітострикційного матеріалу побудовано та

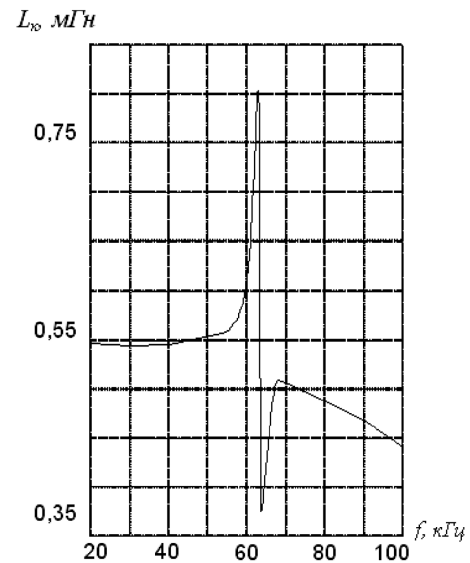


Рис. 2. Експериментальна залежність індуктивності котушки L_k від частоти змінного магнітного поля

досліджено математичну модель котушки індуктивності з ФМ осердям, яке коливається. Доведено, що на окремих частотах спостерігається резонансна зміна індуктивності котушки. Наведено результати експериментального дослідження залежності індуктивності котушки від частоти, феромагнітне (магнітострикційне) осердя якої здатне здійснювати механічні коливання. Отримані експериментальні результати підтверджують результати теоретичних розрахунків відповідно до запропонованої математичної моделі. Таким чином, за виміряною індуктивністю на низьких частотах, та за виміряними двома частотами резонансів у зміні індуктивності можна визначити магнітну проникність недеформованого (МС) феромагнетика, модуль пружності та п'єзомагнітну константу матеріалу, з якого виготовлено осердя котушки індуктивності. Запропонований метод виміру матеріальних констант у рамках фізичного експерименту доповнює існуючі засоби реєстрації МС.

1. К.Б. Власов, Физика металлов и металловедение **3**, 551 (1956).
2. В.В. Бозорт, Ферромагнетизм (Изд-во иностр. лит., Москва, 1956).
3. Г.И. Дьяконов, В.А. Югов, Изв. АН СССР. Сер. физ. **3**, 424 (1959)
4. В.Е. Кузнецов, В.У. Усатов, ПТЭ **3**, 157 (1962).
5. R. Szewczyk, A. Bienkowski, and R. Kolano, Cryst. Res. Technol. **38**, 320 (2003).

6. М.Б. Стругацкий, С.В. Ягупов, И.Ф. Наухацкий, Ученые записки Таврического нац. ун-та, физика **20**, (59), 74 (2007).
7. В.А. Комаров, *Квазистационарное электромагнитно-акустическое преобразование в металлах (Основы теории и применение при неразрушающих испытаниях)* (УНЦ АН СССР, Свердловск, 1986).
8. Л.Н. Сыркин, *Пьезомагнитная керамика* (Энергия, Ленинград, 1980).
9. К. Шимони, *Теоретическая электротехника* (Мир, Москва, 1964).
10. В. Новацкий, *Теория упругости* (Мир, Москва, 1975).
Одержано 09.02.10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ
 КОНСТАНТ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО
 ФЕРРОМАГНЕТИКА ПО РЕЗОНАНСНЫМ
 ЧАСТОТАМ РАДИАЛЬНЫХ
 КОЛЕБАНИЙ КОЛЬЦА

И.В. Линчевский, О.Н. Петрищев, В.А. Трохимец

Резюме

В работе построена математическая модель радиальных колебаний кольца из поликристаллического ферромагнитного (магнитострикционного) материала. Показано, что на некоторых частотах возникает резонансное поглощение энергии магнитного поля, которое сопровождается резонансными увеличением

и уменьшением индуктивности тороидальной катушки, сердечником которой является кольцо из исследуемого материала. Предложен алгоритм определения материальных констант поликристаллического ферромагнетика по измеренным значениям частот магнитомеханических резонансов.

DETERMINATION OF MAGNETOSTRICTIVE CONSTANTS
 OF A POLYCRYSTALLINE FERROMAGNETIC
 BY RESONANCE FREQUENCIES OF RADIAL
 VIBRATIONS OF A RING

I. V. Linchevskiy, O. N. Petrishev, V. A. Trohimets

National Technical University "Kyiv. Politekh. Inst." of Ukraine,
 Physico-Mathematical Faculty
 (37, Peremogy Prosp., Kyiv 03056, Ukraine;
 e-mail: igorvl2009@gmail.com)

S u m m a r y

We constructed a mathematical model of radial vibrations of a ring made of a polycrystalline ferromagnetic (magnetostrictive) material. We show the appearance of the resonance absorption of the energy of a magnetic field source at certain frequencies, which is accompanied by a resonant increase and decrease in the inductance of a toroidal coil, whose core is a ring of the material under study. We propose an algorithm for the determination of material constants of a polycrystalline ferromagnetic by measured frequencies of magnetomechanical resonances.