

УДК 539.3/4:620.179.14

Є. Почапський, докт. техн. наук; Н. Мельник

Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України

ОЦІНЮВАННЯ ПЕРЕМІЩЕНЬ ДОМЕННОЇ СТІНКИ У ФЕРОМАГНЕТНИХ МАТЕРІАЛАХ ЗА ДІЇ ЗОВНІШНЬОГО МАГНЕТНОГО ПОЛЯ

Резюме. Проведено аналіз підходів до теоретичного моделювання руху доменної стінки у ферромагнетиках за дії зовнішнього перемагнечуючого поля. Виведено рівняння руху 90^0 доменної стінки у ферромагнетному матеріалі, стрибки якої зумовлюють генерування сигналів магнетопружної акустичної емісії. Досліджено залежність величини стрибка доменної стінки від швидкості зміни зовнішнього магнетного поля, що дає змогу визначити максимальні переміщення, зумовлені стрибками, та оцінити амплітуду сигналу магнетопружної акустичної емісії.

Ключові слова: доменна стінка, ефект Баркгаузена, ферромагнетний матеріал, магнетопружна акустична емісія.

Ye. Pochapskyy, N. Melnyk

EVALUATION OF DOMAIN WALL DISPLACEMENT INTO FERROMAGNETIC MATERIALS UNDER THE INFLUENCE OF EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Summary. The analysis of the theoretical approaches to modeling the domain walls motion in the ferromagnets for the actions of external reversal magnetization field are considered. The energy of a ferromagnetic material as a sum of energy exchange interactions, magnetostatic energy, anisotropy and disorder are described. The most important energetic contribution comes from exchange interactions, which are typically short-ranged and tend to align spins. The magnetostatic energy is due to the interactions between the spins and the external field and to dipole-dipole interactions between different spins. The magnetization in a ferromagnetic material typically has preferential directions corresponding to the crystallographic axis of the material. It is easier to magnetize the sample along the easy directions. This reflects the energy magnetocrystalline anisotropy. The energy disordering displays the microstructure of the material. The presence of randomly distributed non-magnetic inclusions give rise to a magnetostatic contribution, due to the magnetic charges that form at the boundaries of the inclusions. The structural inhomogeneity caused is due to the presence of vacancies, dislocations or magnetic impurities. The equation of total energy domain wall are considered. The equation of the 90^0 domain walls displacements and distribution of the magnitude jump at the different value the applied field are considered. The 90^0 domain walls jumps causes of the local magnetostriction phenomenon. It is causes elastic displacements in a ferromagnetic because of volume source of the transformation deformations. This deformation describes the source of magnetoelastic acoustic emission. The amplitude values of the magnetoelastic acoustic emission signal proportional to the transformation deformations and the rate of change volume region of the reversal magnetization. The maximum displacements and magnetoelastic acoustic emission amplitude values can be calculated using this model. It is shown that the magnetoelastic acoustic emission is sensitive to changes in domain structure of ferromagnetic materials.

Key words: domain wall, Barkhausen effect, ferromagnetic material, magneto-elastic acoustic emission.

Вступ. Сьогодні в Україні, зокрема в авіакосмічній, хімічній, енергетичній, нафтопереробній галузях промисловості, у трубопроводному транспорті та машинобудуванні важливою проблемою є діагностика стану виробів і елементів конструкцій, а також обладнання, що вичерпало свій експлуатаційний ресурс. Розроблення та експлуатація великогабаритних споруд, різного типу газо- чи нафтопроводів, ємностей високого тиску в хімічній та ядерній промисловості, нових

транспортних засобів тощо робить все актуальнішою задачу створення сучасних методів і засобів неруйнівного контролю (НК) для діагностування технічного стану цих об'єктів. В Україні ситуація ускладнюється ще й тим, що значний відсоток об'єктів довготривалої експлуатації вже вичерпали свій регламентований ресурс.

Перспективним у вирішенні цієї проблеми є метод акустичної емісії (АЕ), що широко застосовується в сучасних методиках НК. Явище акустичної емісії ґрунтується на випромінюванні пружних хвиль унаслідок утворення та докритичного поширення тріщин у конструкційних матеріалах. Традиційна реалізація методу АЕ вимагає прикладання зовнішнього навантаження до об'єкта, що контролюється, чи його деформації. Ураховуючи, що рівень цих чинників, необхідний для поширення малих дефектів, може бути значно вищим за оптимальні режими навантаження об'єкта контролю в цілому, застосування такого підходу у практиці АЕ-діагностування є обмеженим. Щоб розширити межі застосування, а також ефективніше проводити локальне діагностування феромагнетних елементів конструкцій та виробів, варто використовувати генерування сигналів магнетопружної акустичної емісії (МАЕ) під впливом зовнішнього магнетного поля, яке спричиняє рух стінок магнетних доменів (ефект Баркгаузена (ЕБ)). Інформаційні параметри сигналу МАЕ (підсумковий рахунок, сума амплітуд) є чутливим до структурних змін матеріалу об'єкта контролю, режиму термообробки, пластичної деформації, залишкових напружень, наводнення тощо.

Метою дослідження є аналіз підходів до математичного опису руху доменних стінок у феромагнетних матеріалах та оцінювання величини переміщень доменної стінки, що залежить від характеристик феромагнетного матеріалу та визначає параметри сигналу МАЕ.

Теоретичне моделювання руху доменної стінки у феромагнетних матеріалах. Не зважаючи на наявність у феромагнетиків спонтанної намагнетченості, сильно намагнетити їх вдається не завжди. Вейсс висунув гіпотезу про те, що феромагнетний матеріал складається з окремих областей спонтанного намагнетчення – доменів, при цьому у кожному домені намагнетченість однорідна, а сусідні – відрізняються напрямком вектора намагнетченості. Феромагнетний матеріал можна уявити як ансамбль локалізованих магнетних моментів чи спінів, що взаємодіють між собою та із зовнішнім магнетним полем H , а його енергію можна записати сумою [1]

$$E = E_{ex} + E_m + E_{an} + E_{dis}, \quad (1)$$

де E_{ex} – обмінна енергія; E_m – магнетостатична енергія; E_{an} – енергія магнетної анізотропії; E_{dis} – енергія розупорядкування.

Обмінна енергія складає значну частку суми, оскільки вона характеризує сили короткого радіуса дії, що намагаються впорядкувати спіни. Феромагнетизм виникає в речовинах, у яких внаслідок обмінної взаємодії спінам електронів вигідно орієнтуватися паралельно. В результаті такої узгодженої орієнтації спінів виникає макроскопічний магнетний момент, який може існувати навіть без зовнішнього магнетного поля. Обмінна енергія для множини спінів $\vec{s}(\vec{r}_i)$

$$E_{ex} = \sum_{ij} J(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \vec{s}(\vec{r}_i) \cdot \vec{s}(\vec{r}_j), \quad (2)$$

де функція $J(x)$ швидко загасає для великих x , а сумування здійснюється за всіма парами атомів [1]. Якщо групу спінів $\vec{s}(\vec{r}_i)$ замінити континуальним полем $\vec{M}(\vec{r})$, то обмінну енергію можна записати

$$E_{ex} = A \int d^3r \sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla} M_{\alpha}(\vec{r}))^2, \quad (3)$$

де A – константа обмінної взаємодії.

Доданок магнетостатичної енергії зумовлений взаємодією між спінами та зовнішнім полем напруженістю H , а також диполь-дипольною взаємодією між різними спінами, і не пов'язаний з наявністю доменних стінок, але має безпосереднє відношення до доменної структури. Внесок зовнішнього поля у магнетостатичну енергію для однорідно намагнетеного зразка

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} VM \cdot \vec{H}, \quad (4)$$

де \vec{M} – намагнетченість; V – об'єм.

Енергія, зумовлена полем розмагнетчування \vec{H}_{dm} , визначається як енергія поля, яке створене локальною намагнетченістю. Для розрахунку \vec{H}_{dm} необхідно визначити магнетні заряди, які пов'язані з розривом нормальної компоненти вектора намагнетченості. Якщо поверхня розділяє дві області з намагнетченостями \vec{M}_1 і \vec{M}_2 , то поверхнева густина заряду

$$\sigma = \vec{n} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2), \quad (5)$$

де \vec{n} – вектор нормалі до поверхні. Поле розмагнетчення у термінах магнетних поверхневих зарядів визначатиметься

$$\vec{H}_{dm}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \int \frac{dS' \sigma}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (6)$$

де інтегрування проводиться по поверхні, яка розділяє дві області з різною намагнетченістю. Щоб отримати загальну магнетостатичну енергію для однорідно намагнетеного еліпсоїда, потрібно замінити у рівнянні (4) \vec{H} на $\vec{H} + \vec{H}_{dm}$. У загальному випадку розмагнетчующе поле не постійне і співвідношення (4) можна замінити

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} \int d^3r \vec{M} \cdot (\vec{H} + \vec{H}_{dm}). \quad (7)$$

Об'ємна енергія дипольної взаємодії

$$E_m = -\frac{\mu_0}{8\pi} \int d^3r d^3r' \sum_{\alpha, \beta=1}^3 \left(\frac{\delta_{\alpha\beta}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \frac{3(r_\alpha - r'_\alpha)(r_\beta - r'_\beta)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^5} \right) M_\alpha(\vec{r}) M_\beta(\vec{r}'). \quad (8)$$

Відомо, що намагнетченість феромагнетних матеріалів має переважні напрямки, які відповідають кристалографічним осям матеріалу, тому легше намагнетчувати зразки вздовж цих осей. Наявність енергії магнетокристалічної анізотропії відображає цю обставину [1]

$$E_{an} = \int d^3r \sum_{\alpha, \beta} K_{\alpha\beta} M_\alpha M_\beta, \quad (9)$$

де M_α – α компонента вектора намагнетченості; K_{il} – симетричний тензор, який описує анізотропію матеріалу.

Для найпростішого випадку одновісного кристалу енергія магнетокристалічної анізотропії матиме вигляд

$$E_{an} = \int d^3r K_0 (\vec{M} \cdot \vec{e})^2 = \int d^3r K_0 M^2 \cos^2(\varphi), \quad (10)$$

де φ – кут між віссю легкого намагнечування \vec{e} та вектором намагнеченості; K_0 – константа магнетної анізотропії в одновісному випадку.

Зміна намагнеченості всередині феромагнетного зразка може спричинити деформацію структури ґратки – викликати ефект магнетострикції, однак якщо до зразка прикладене зовнішнє механічне напруження – це може спричинити зміни магнетної структури. Для опису явища магнетострикції потрібно ввести магнетопружну енергію

$$E_{an} = \int d^3r \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \sigma_{\alpha\beta} M_\gamma M_\delta, \quad (11)$$

де $\sigma_{\alpha\beta}$ – тензор механічних напружень; $\lambda_{\alpha\beta\gamma\delta}$ – магнетопружний тензор [1]. Енергія анізотропії, для кристала з ізотропною магнетострикцією за одновісного напруження σ , має вигляд співвідношення (10), у якому K_0 потрібно замінити на $K_0 + 3/2\lambda\sigma$, де λ – константа магнетострикції в одновісному випадку, σ – одновісне напруження.

Визначальними для пояснення флуктуацій шумів Баркгаузена є структурні неоднорідності, наявні у всіх феромагнетних матеріалах. Зокрема, у кристалічних матеріалах такі неоднорідності спричинені вакансіями, дислокаціями або немагнетними домішками, а для полікристалічних до згаданих слід додати наявність границь зерен, зміну напрямків анізотропії у різних зернах. Саме з цієї причини у досконало впорядкованих системах такі шуми значно менші. Наявність випадковим чином розподілених немагнетних включень збільшує внесок магнетостатичної компоненти завдяки магнетним зарядам, які формуються на границях включень. Такий внесок можна виразити як локальну флуктуацію дипольної та обмінної взаємодій. У полікристалах кожне зерно має свою кристалографічну анізотропію, напрям осей анізотропії змінюється у просторі. Енергія розупорядкування відображає мікроструктуру матеріалу. У випадку одновісної анізотропії енергія розупорядкування виражається [1]

$$E_{dis} = \int d^3r K_0 (\vec{M} \cdot \vec{e})^2, \quad (12)$$

де \vec{e} – випадкова функція положення, залежна від зерна.

У загальному повна енергія феромагнетного тіла в одновісному випадку набуде вигляду [1]

$$E = \sum_{\alpha=1}^3 \int d^3r \left[A (\vec{\nabla} M_\alpha)^2 + K_0 (M_\alpha e_\alpha)^2 - (H_\alpha + H_{dm}^{(\alpha)}) M_\alpha \right], \quad (13)$$

де A – константа обмінної взаємодії; M_α – α -компонента вектора намагнеченості; K_0 – константа магнетної анізотропії в одновісному випадку; e_α – α -компонента випадкової функції положення \vec{e} , що співпадає з віссю легкого намагнечення зерна досліджуваного матеріалу, H_α – α -компонента зовнішнього магнетного поля; $H_{dm}^{(\alpha)}$ – α -компонента розмагнечуючого поля.

У випадку 90° -ї доменної стінки, яка розділяє дві частини тіла з перпендикулярними напрямками намагнеченості (наприклад, уздовж осі Ox), положення такої стінки можна визначити функцією $h(\vec{r}, t)$ (рис. 1). Магнетостатична енергія у зовнішньому полі \vec{H} , прикладеному вздовж осі Ox , буде [2]

$$E_m = -2\mu_0 (H + H_{dm}) M_s \int d^2r h(\vec{r}, t), \quad (14)$$

де μ_0 – магнетна проникність вакууму; H – напруженість зовнішнього магнетного поля; H_{dm} – поле розмагнетчування, яке у загальному випадку є складною функцією $h(\vec{r}, t)$, а також залежить від форми тіла; M_s – намагнетченість насичення.

Баланс між енергією магнетокристалічної анізотропії та обмінної енергії визначає ширину доменної стінки та її поверхневу енергію. Повна енергія доменної стінки зумовлена цими двома доданками [2]

$$E_{dw} = \gamma_w \int d^2r \sqrt{1 + |\nabla h(\vec{r}, t)|^2}, \quad (15)$$

де $\gamma_w \cong 2\sqrt{AK_0}$ – поверхнева енергія доменної стінки.

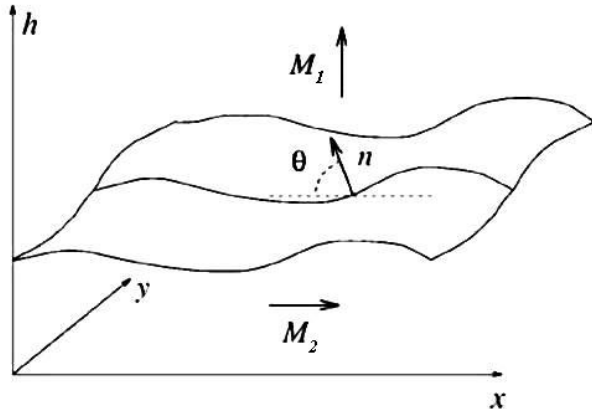


Рисунок 1. Схема доменної стінки, яка розділяє зразок на два домени з перпендикулярними напрямками намагнетченості

Figure 1. Scheme of the domain wall that divides the sample into two domains with normal magnetization directions

Можливе джерело затримки доменної стінки пов'язане зі зміною енергії γ_w за рахунок флуктуації напрямку анізотропії. Ця енергія є функцією положення стінки $\gamma(\vec{r}, h) = \gamma_w + \eta(\vec{r}, h)$ [3], а порушення порядку можна моделювати введенням випадкового потенціалу, похідна від якого визначає силове поле $\eta(\vec{r}, t)$, що діє на доменну стінку.

Якщо відстань між центрами закріплення менша за масштаб усереднення, розподіл $\eta(\vec{r}, h)$ матиме форму δ -корельованого шуму Гауса [4]

$$\langle \eta(\vec{r}, h) \eta(\vec{r}', h') \rangle = \delta^2(\vec{r} - \vec{r}') \delta(h - h')$$

(16)

де $R(x)$ – різко загасає для великих x . Конкретний вигляд функції $R(x)$ як у випадку випадкових зв'язків, так і випадкового поля не впливає суттєво на закони розподілів лавиноподібних процесів, що характеризують шум Баркгаузена, пов'язані з рухами доменних стінок.

У більшості випадків рух доменної стінки відбувається за умов сильного демпфування, а рівняння руху матиме вигляд [4]

$$\frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\delta E(\{h(\vec{r}, t)\})}{\delta h(\vec{r}, t)}, \quad (17)$$

де $E(\{h(\vec{r}, t)\})$ – функціонал повної енергії.

Підсумовуючи всі члени для енергії 90⁰-ї доменної стінки, можна записати рівняння її руху у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = & \gamma_w \nabla^2 h(\vec{r}, t) + (H + H_{dm})(\overline{M_1} / M_1 - \overline{M_2} / M_2) + \\ & + \int d^2r' K(\vec{r} - \vec{r}') (h(\vec{r}', t) - h(\vec{r}, t)) + \eta(\vec{r}, t), \end{aligned} \quad (18)$$

де $K(\vec{r} - \vec{r}')$ – ядро дипольної взаємодії.

Теорія середнього поля, яка добре описує рух доменної стінки під час її відриву, передбачає дискретизацію рівняння руху (18) та зв'язок усіх місць закріплення з середнім положенням доменної стінки, а також дозволяє отримати залежність для повної намагнетченості m , використавши підхід широко відомої АВВМ-моделі [5]

$$\frac{dm}{dt} = \tilde{c}t - km + \sum_{i=1}^N \eta_i(h), \quad (19)$$

подібну до рівняння Ланжевена для випадкових блукань у полі з обмежувальним потенціалом, де $\tilde{c} = c/D$; c – швидкість зростання зовнішнього поля, а D – дисперсія некорельованого випадкового поля; k – ефективний коефіцієнт розмагнетчування. Асимптотично статистичний розподіл швидкості руху доменної стінки v визначається розподілом Больцмана

$$P(v, m \rightarrow \infty) \sim \exp(-U(v)/D) = v^{c/D} \exp(-kv/D). \quad (20)$$

У часовій області цей розподіл має вигляд [6]

$$P(v) \equiv P(v, t \rightarrow \infty) = \frac{k^{c/D} v^{c/D-1} \exp(-kv/D)}{D^{c/D} \Gamma(c/D)}. \quad (21)$$

Щоб подібність (19) стала очевиднішою, потрібно замінити складову $\sum_i \eta_i$ ефективним полем, що блокує рух доменної стінки $W(m)$, яке характеризується броунівською кореляцією. Отож, доменна стінка робить стрибок між двома конфігураціями, що призводить до зміни W [2]

$$W(m') - W(m) = \sum_{i=1}^n \Delta \eta_i, \quad (22)$$

де підсумовування здійснюється за положеннями, через які доменна стінка рухалась. У теорії середнього поля це число є пропорційним до розміру лавини $S = |m' - m|$. Якщо припустити, що величина $\Delta \eta_i$ є некорельованою та має випадково розподілені знаки, то можна отримати броунівське блокуюче поле, для якого [7]

$$\langle |W(m') - W(m)|^2 \rangle = D |m' - m|, \quad (23)$$

де D кількісно визначає флуктуацію W .

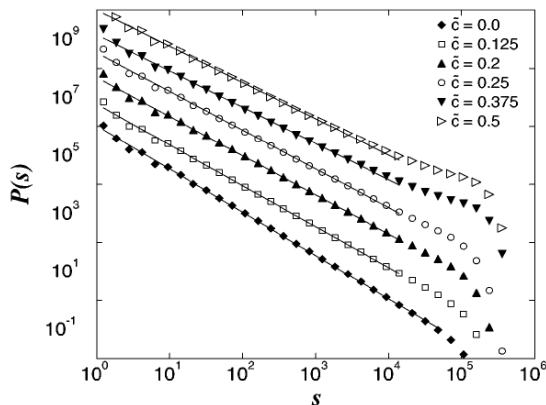


Рисунок 2. Розподіл величини стрибка доменної стінки за різних значень швидкості зміни поля [2]

Figure 2. The distribution of avalanche sizes domain wall for different driving rates [2] Таким чином, броунівське блокує поле досить ефективно описує розупорядкування, яке спричинене колективним рухом гнучких доменних стінок. Скориставшись розподілом Больцмана (згідно з АВВМ-моделлю), можна зробити висновки, що за умови $\tilde{c} < 1$ доменна стінка рухається лавиноподібно, а розміри стрибків та їх тривалість розподілені за степеневим законом (рис. 2), якщо $\tilde{c} > 1$ рух стінки плавніший із флуктуаціями, які зменшуються зі зростанням \tilde{c} , а розміри стрибка S переміщень стінок розподілені за законом [2]

$$P(S) \sim S^{-\tau} f(S/S_0), \quad (24)$$

де $S_0 \sim (H-H_c)^{-1/\sigma}$; σ – константа матеріалу; τ – критичний показник.

Моделювання сигналів МАЕ, викликаних стрибками доменних стінок. Оцінивши величину стрибка доменної стінки феромагнетного матеріалу, можна проаналізувати компоненти вектора переміщень, а відтак, і сигнали МАЕ, зумовлені стрибками доменних стінок унаслідок ЕБ.

Пружні переміщення у тілі через раптове виникнення об'ємного джерела трансформаційних (без прикладання зовнішніх механічних напружень) деформацій [8], викликаних магнетострикцією (спричинену стрибками 90° доменних стінок), можна оцінити, використавши підхід, розроблений Ешелбі [9]. Тобто, якщо уявно видалити матеріал області джерела вирізуванням по поверхні, яка охоплює цей об'єм, то вирізаний матеріал (включення) зазнає трансформаційної деформації $\Delta \epsilon_{rs}$, що протікає без зміни напружень всередині включення. Саме ця деформація характеризує джерело МАЕ.

У праці [8] цей спосіб узагальнено для динамічної задачі збудження МАЕ. Для побудови наближеної моделі випромінювання пружних хвиль, викликаних МАЕ, припускали, що АЕ генерують області біля доменних стінок [10]. Вважали, що область, в якій доменна структура перебудовується і яка внаслідок магнетострикційного ефекту є джерелом МАЕ, початково має сфероподібну форму [11], а магнетострикційна зміна області перемагнетчування симетрична відносно центра.

На основі [8] отримано залежність для оцінювання компоненти u_r вектора переміщень у полярній системі координат r, θ (кут θ відраховується від площини, яка відповідає поширенню поздовжньої пружної хвилі, спричиненої зміною доменної структури у феромагнетик унаслідок ЕБ) [12]

$$u_r \approx \frac{\lambda + 2\mu \cos^2 \theta}{4\pi r c_1^3} \epsilon_{zz} \frac{d}{dt} [V(t - r/c_1)], \quad (25)$$

де λ і μ – сталі Ламе; ρ – густина середовища; ϵ_{zz} – компонента тензора деформацій; c_1 – швидкість поздовжньої хвилі; V – об'єм перемагнетчування.

Таким чином, коли напруженість магнетного поля досягає критичного значення, відбуватимуться стрибки доменних стінок, а переміщення, спричинені цими стрибками, можна оцінити за залежністю (25). Амплітудні значення сигналу МАЕ пропорційні до трансформаційних деформацій та до швидкості зміни об'єму області перемагнетчування V . Цей результат експериментально підтверджено в працях [10, 13], де на підставі аналізу зареєстрованих сигналів МАЕ для амплітудних значень встановлено аналогічну залежність.

Висновки. Розташування доменних стінок у феромагнетиках за відсутності зовнішнього магнетного поля визначається дією внутрішніх сил, зокрема внутрішніх

напружень, які викликані деформаціями кристалічної ґратки чи неоднорідними включеннями, магнетними полями розсіювання, дислокаціями тощо. Зміщення доменної стінки ферромагнетного матеріалу за дії зовнішнього магнетного поля відбуватиметься доти, доки гідростатичний тиск не зрівноважиться з внутрішнім тиском, роль якого відіграє поверхнева густина енергії доменної стінки, що пов'язана з механічними напруженнями (наприклад, від дислокацій). Проведений аналіз свідчить, що метод МАЕ є чутливим до реєстрації малих переміщень, спричинених рухом доменних стінок під час стрибків Баркгаузена, отже й до структурних особливостей ферромагнетних матеріалів.

Conclusions. Location of the domain walls in ferromagnets under the absence of an external magnetic field is determined by the action of internal forces, in particular, internal stresses caused by deformation of the crystal lattice or inhomogeneity inclusions, magnetic fields dissipation, dislocations, etc. Displacement of the domain wall into ferromagnetic materials under the influence of external magnetic field will occur until the balance between the hydrostatic pressure and the internal pressure is obtained. The internal pressure is surface density energy of the domain walls that belongs to mechanical stress (from dislocations). The magnetoelastic acoustic emission method is sensitive to registration the small displacements caused by the movement of the domain walls during Barkhausen jumping and thus to structure of ferromagnetic materials.

Список використаної літератури

1. Durin, G. The Barkhausen effect / G. Durin, S. Zapperi // arXiv: cond-mat / 0404512. – 2004. – 1.
2. Zapperi, S. Dynamics of a ferromagnetic domain wall: avalanches, depinning transition and the Barkhausen effect / S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin and H.E. Stanley // Phys. Rev. – 1998. – 58. – P. 6353 – 6366.
3. N'eel, L. Bases d'une nouvelle theorie generale du champ coercitif / L. N'eel // Ann. Univ. Grenoble – 1946. – 22. – P. 299 – 343.
4. Cizeau, P. Dynamics of a ferromagnetic domain wall and the barkhausen effect / P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin, H.E. Stanley // Phys. Rev. – 1997. – 79 (23). – P. 4669 – 4672.
5. Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. II Experiments / Alessandro B., Beatrice C., Bertotti G., Montorsi A. // J. Appl. Phys. – 1990. – 68 (11). – P. 2908 – 2915.
6. Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. I. Theory / Alessandro B., Beatrice, C., Bertotti, G., Montorsi A. // J. Appl. Phys. – 1990. – 68 (11). – P. 2901 – 2908.
7. Vergne, R. Quelques aspects statistiques des processus d'aimantation dans les corps ferromagnetiques. Cas du deplacement d'une scule paroi de Bloch à 1800 dans un milieu monocristallin aleatoirement perturbe / R. Vergne, J.C. Cotillard, J.L. Porteseil // Phys. Rev. Appl. – 1981. – 16. – P. 449 – 476.
8. Аки, К. Количественная сейсмология: теория и методы. [Текст] / К. Аки, П.К. Ричардс // – М.: Мир, 1983. – Т. 1. – 519 с.
9. Eshelby, J.D. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems // Proc. Roy. Soc. London. – 1957. – A 241. – P. 379 – 396.
10. Sánchez, R.L. Barkhausen effect and acoustic emission in a metallic glass – preliminary results / Pumarega M.I.L., Armeite M. // Review of Quantitative Nondestructive Evaluation. 2004. – 23, № 4. – P. 1328 – 1335.
11. Kwan, M.M. Magnetomechanical acoustic emission of ferromagnetic materials at high magnetization levels (Type II Behavior). / Ono K., Shibata M. // J. Acoust. Emission. – 1984. – 3, № 4 – P. 190 – 203.
12. Сергієнко, О. Встановлення залежностей між сигналами магнетопружної акустичної емісії у ферромагнетиків і стрибками Баркгаузена [Текст] / О. Сергієнко, Н. Мельник // Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій: зб. наук. праць 5-ї Міжнар. конф. (Львів, 24 – 27 черв. 2014р.) / За заг. ред. В.В. Панасюка. – Л.: НАН України, Фіз.-механ. ін-т ім. Г.В. Карпенка, 2014. – С. 131 – 134.
13. Shibata, M. Magnetomechanical acoustic emission – a new method of nondestructive stress measurement / Ono K. // NDT International. – 1981 – October. – P. 227 – 234.

Отримано 16.07.2015