

УДК 621.317.4

С.Б. Убізський¹, Л.П. Павлик¹¹ Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра

ВЗАЄМОЗВ'ЯЗОК ФЕРОМОДУЛЯЦІЙНОГО ЕФЕКТУ З СИМЕТРІЄЮ МАГНІТНОЇ АНІЗОТРОПІЇ У РАЗІ МАЯТНИКОПОДІБНОГО ПЕРЕМАГНІЧУВАННЯ МАГНІТНОЇ ПЛІВКИ

© Убізський С.Б., Павлик Л.П., 2010

S.B. Ubizskii, L.P. Pavlyk

INTERRELATION BETWEEN THE FERROMODULATION EFFECT AND THE MAGNETIC ANISOTROPY SYMMETRY AT A PENDULUM- LIKE MAGNETIZATION REVERSAL OF MAGNETIC FILM

© Ubizskii S.B., Pavlyk L.P., 2010

Досліджено взаємозв'язок між магнітною анізотропією осердя ферозондового перетворювача магнітного поля з маятниковоподібним збудженням у схрещених магнітних полях та проявами феромодуляційного ефекту у сигналі відгуку. Ґрунтуючись на властивостях симетрії математичних функцій, що описують часові залежності сигналу відгуку феромодуляційного перетворювача, встановлені орієнтаційні положення дискового осердя ферозонда у площині коливань вектора сумарного поля, за яких у сигналі відгуку не виникає хибних гармонік, пов'язаних з магнітною анізотропією. Зокрема, такі симетричні азимутальні положення знайдені для випадків одновісної анізотропії та кубічної кристалографічної анізотропії матеріалу дискового осердя з орієнтацією площини диска {100} та {111}. Реалізований підхід можна поширити і на інші види симетрії магнітної анізотропії, а також змішану анізотропію.

Ключові слова: магнітна анізотропія, ферозонд, феромодуляційний ефект, магнітна плівка.

The interrelation between the core magnetic anisotropy of the fluxgate magnetic field transducer excited in the crossed magnetic fields and the ferromodulation effect appearance in the response signal is investigated in the given article. On the basis of symmetrical properties of mathematical functions describing the fluxgate response signal time dependencies there were found the fluxgate disc core orientational positions in the plane of vibrations of the superimposed fields vector that gives the response signal free of false harmonics as a consequence of the magnetic anisotropy. In particular, there were found such a symmetrical azimuthal orientations for the disc core materials of uniaxial anisotropy and the cubic crystallographic anisotropy with the disc plane oriented as {100} and {111}. This approach can be broadened on the other kinds of magnetic anisotropy symmetry including the mixed anisotropy.

Keywords: magnetic anisotropy, fluxgate, ferromodulation effect, magnetic film.

Вступ

Феромодуляційний ефект полягає у ангармонічному відгуку феромагнітного середовища на гармонічне збудження. Якщо симетрія збудження порушується, наприклад, одночасним прикладенням сталого поля, то це призводить до виникнення парних гармонік у відгуку, що й використовується у магнітних підсилювачах, подвоювачах частоти [1] та феромодуляційних

перетворювачах магнітного поля, відоміших як ферозонди [2, 3]. У ферозондах з повздовжнім збудженням, в яких напрямок поля збудження та вимірюваного поля, яке спричинює асиметрію, співвісні, феромодуляційний ефект виникає внаслідок нелінійності залежності намагніченості феромагнетика від прикладеного поля [2]. У ферозондах, в яких для збудження використовується перемагнічування за рахунок повороту вектора намагніченості активного середовища, феромодуляційний ефект виникає внаслідок тензорного характеру магнітної сприйнятливості у разі прикладення магнітного поля в деякому напрямку, і є, по суті, проявом індукованої намагнічуванням магнітної анізотропії, яка виявляється навіть в ізотропному середовищі. Очевидно, що під час обертального перемагнічування магнітна анізотропія середовища теж впливатиме на феромодуляційний ефект, однак особливості цього впливу вивчені доволі фрагментарно.

Так в [4–6] показано, що завдяки кубічній магнітній анізотропії {111}-орієнтованих епітаксійних плівок ферогранату можна вимірювати три ортогональні компоненти магнітного поля ферозондом, в якому дисковий чутливий елемент з такої плівки збуджується магнітним полем сталої амплітуди, що обертається в його площині, хоча вимірювання двох ортогональних компонент у площині плівки можливо навіть для ізотропного осердя [7]. З іншого боку, наявність магнітної анізотропії у плівці такого ферозонду породжує неінформативні паразитні вищі гармоніки у сигналі відгуку [8,9]. Дослідженням впливу магнітної анізотропії чутливого елемента на можливість вимірювання трьох ортогональних компонент магнітного поля ферозондом зі збудженням полем, що обертається, було започатковане в [9], де показано, що саме симетрія системи осей легкого намагнічування (ОЛН) осердя визначає особливості цього впливу. Ще складніша ситуація в конфігурації ферозонда з поворотним перемагнічуванням у схрещених постійному та змінному полях, в якому осцилюючі повороти вектора намагнічування нагадують коливальний рух маятника [10]. У попередніх роботах було показано, що магнітна анізотропія осердя ферозонда з маятниковоподібним збудженням може впливати на його чутливість [11], а також створювати не лише паразитні гармоніки, а й хибний відгук за відсутності вимірюваного поля [12, 13]. Ця робота присвячена встановленню умов, за яких у вимірювальній котушці ферозонда з маятниковоподібним збудженням магнітоанізотропного дискового осердя за відсутності вимірюваного магнітного поля хибний відгук теж відсутній. Осердя такого ферозонда може бути виготовлене з пластини, стрічки чи тонкої плівки магнітм'якого матеріалу. Наш аналіз ґрунтується на властивостях симетрії часових залежностей сигналу відгуку та їх взаємозв'язку з магнітною анізотропією, яка описується кутовими залежностями положення вектора намагніченості осердя, інваріантними до властивих йому операцій симетрії. У першому розділі роботи формулюється критерій відсутності хибних гармонік у сигналі відгуку ферозонда з маятниковоподібним збудженням. У другому розділі розглядаються найпростіші випадки коливань вектора намагніченості строго у площині диска осердя, а у третьому розділі – загальний випадок тривимірного руху вектора намагніченості.

Симетричні властивості сигналу відгуку ферозонда з маятниковоподібним збудженням

Аналіз впливу магнітної анізотропії осердя на відгук ферозонда з маятниковоподібним збудженням здійснимо на основі схеми, наведеної на рис. 1, де показана вибрана система координат, розміщення дискового осердя ферозонда з маятниковоподібним збудженням та проекції його осей легкого намагнічування (ОЛН) на площину диска, конфігурація зовнішніх полів у площині диску та миттєве значення проекції вектора намагніченості осердя $\mathbf{M}(t)$ на ту саму площину диску. Величина поля зміщення передбачається такою, що осердя перебуває у монодоменному стані, тому під дією зміни вектора зовнішнього поля $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_B + \mathbf{H}_{ex}(t)$ вектор намагніченості осердя здійснює маятниковоподібні вимушені коливання, не змінюючи своєї амплітуди. Вважатимемо, що перемагнічування відбувається рівноважно.

Для реєстрації відгуку осердя можна використовувати як вимірювання компонент вектора намагніченості вздовж осей x або y ($M_x(t)$ та $M_y(t)$), так і вимірювання індукованої у відповідно орієнтованих вимірювальних котушках ЕРС ($U_x(t) \sim dM_x(t)/dt$ та $U_y(t) \sim dM_y(t)/dt$) [14]. Якщо поле

збудження містить лише непарні гармоніки основної частоти, то за відсутності інших магнітних полів відгук ізотропного осердя виявляється лише у непарних гармоніках основної частоти збудження під час реєстрації сигналу відгуку вздовж осі y (поздовжній режим реєстрації відгуку) або лише у парних гармоніках під час реєстрації відгуку вздовж осі x (поперечний або ортогональний режим реєстрації відгуку). У [10] показано, що віссю чутливості такого ферозонда до повільнозмінного вимірюваного магнітного поля є напрямок прикладення поля збудження, тобто вісь y . За наявності вимірюваного поля вздовж осі чутливості завдяки феромодуляційному ефекту у відгуку, що реєструється у поздовжньому режимі, виникатимуть парні гармоніки, а в ортогональному режимі – навпаки непарні [14], причому в обох випадках амплітуди цих гармонік пропорційні до вимірюваного поля. Однак, такий стан змінюється за наявності магнітної анізотропії, зокрема змінюється спектральний склад відгуку, що реєструється у поздовжньому та ортогональному режимі за відсутності вимірюваного поля. Але найгірше виникає, коли з'являються хибні гармоніки, які можуть бути інтерпретовані як наявність вимірюваного поля. У [12,13] показано, що амплітуди хибних гармонік залежать від орієнтації ОЛН осердя відносно прикладених полів так, що у певних орієнтаційних положеннях осердя, які надалі називатимемо симетричними, значення амплітуд починають дорівнювати нулю. Відсутність хибних гармонік за відсутності вимірюваного поля означає відсутність парних гармонік у сигналі відгуку, що реєструється в поздовжньому режимі, або непарних гармонік у відгуку, зареєстрованому в ортогональному режимі. Цей критерій не залежить від того, який сигнал реєструється як відгук осердя – компоненти намагніченості чи індуковані ЕРС. Тому надалі аналізуватимемо лише гармоніки компонент намагніченості. Тоді наше завдання полягає у визначенні таких орієнтацій ОЛН осердя, коли у сигналі відгуку будуть відсутні хибні гармоніки.

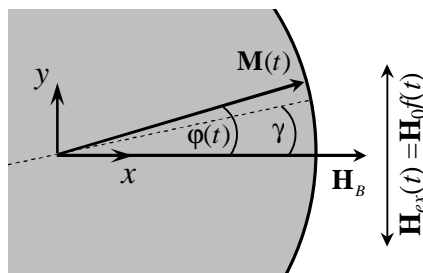


Рис. 1. Взаємне розташування напрямків сталого поля зміщення H_B , знакозмінного поля збудження H_{ex} та проєкцій намагніченості M дискового осердя й осі легкого намагнічування (пунктирна лінія) на площину диска відносно системи координат. Диск осердя розміщений у площині xy

Скористаємося властивостями симетрії періодичних функції часу, які описують сигнали відгуку осердя на збудження. Згадаємо, що кожен періодичну функцію часу $z(t)$ з періодом T можна розкласти (див. напр. [15]) на дві складові – антиперіодичну функцію $z_{odd}(t)$ та періодичну з періодом $T/2$ $z_{even}(t)$:

$$z(t) = z_{odd}(t) + z_{even}(t), \tag{1a}$$

де

$$z_{odd}(t) = (z(t) - z(t + T/2)) / 2, \tag{1б}$$

$$z_{even}(t) = (z(t) + z(t + T/2)) / 2. \tag{1в}$$

Властивістю антиперіодичної функції є її особливий вид симетрії:

$$z_{odd}(t) = -z_{odd}(t + T/2), \tag{2}$$

з чого випливає, що антиперіодична функція складається лише з непарних гармонік основної частоти $\omega = 2\pi/T$. Тому, розклад періодичної функції за (1) є розкладом її на складові, що містять лише непарні $z_{odd}(t)$ та парні $z_{even}(t)$ гармоніки. Тому відсутність хибних гармонік у сигналі відгуку ферозонда за відсутності вимірюваного магнітного поля означає, що антиперіодична складова сигналу відгуку в ортогональному режимі реєстрації повинна дорівнювати нулю так само, як і періодична в сигналі, зареєстрованому в поздовжньому режимі.

Плоскі коливання намагніченості у площині диска осердя

Розглянемо спочатку простіший двовимірний випадок плоских коливань намагніченості у площині $xу$, які реалізуються тоді, коли ОЛН осердя лежать у площині $xу$, відповідно, у площині дискового осердя. У двовимірному випадку коливань вектора намагніченості її складові можна подати через азимутальний кут $\varphi(t)$ (див. рис. 1):

$$M_x(t) = M_s \cos \varphi(t), \quad (3a)$$

$$M_y(t) = M_s \sin \varphi(t), \quad (3б)$$

де M_s – намагніченість насичення осердя, $\varphi(t)$ – азимут вектора намагніченості осердя у площині $xу$. Сформульований у попередньому розділі критерій відсутності хибних гармонік тепер можна сформулювати в термінах функції азимута вектора намагніченості. Отже, симетричними положеннями осердя будуть ті, для яких антиперіодична складова x -компоненти намагніченості дорівнює нулеві, тобто виконується умова

$$M_{x_{odd}}(t) = \frac{1}{2} M_s (\cos \varphi(t) - \cos \varphi(t + T/2)) = 0. \quad (4a)$$

З цього слідує

$$\cos \varphi(t) = \cos \varphi(t + T/2) \quad (4б)$$

або, інакше кажучи, що період функції $\cos \varphi(t) \in T/2$.

Для сигналу відгуку, що реєструється у поздовжньому режимі, цей критерій набуде вигляду

$$M_{y_{even}}(t) = \frac{1}{2} M_s (\sin \varphi(t) + \sin \varphi(t + T/2)) = 0, \quad (4в)$$

звідки слідує, що синус азимута вектора намагніченості є функцією антиперіодичною

$$\sin \varphi(t) = -\sin \varphi(t + T/2). \quad (4г)$$

Оскільки косинус є функцією парною, то виконання (4б) можливо лише тоді, коли

$$\varphi(t) = \pm \varphi(t + T/2), \quad (4д)$$

однак умова (4г) виконується лише тоді, коли $\varphi(t) \in$ антиперіодичною функцією часу

$$\varphi(t) = -\varphi(t + T/2). \quad (4е)$$

Азимутальний кут, що визначає рівноважне положення вектора намагніченості у кожний момент часу, може бути визначений з умови мінімуму вільної енергії осердя. Анізотропна частина вільної енергії осердя складається з енергії осердя у магнітному полі (енергії Зеємана) та енергії магнітної анізотропії. Густина енергії Зеємана виражається

$$E_H = -\mathbf{M}\mathbf{H}, \quad (5)$$

де поле \mathbf{H} є суперпозицією усіх діючих полів. За відсутності вимірюваного поля складові магнітного поля, прикладеного до півки, мають вигляд

$$H_x = H_B, \quad (6a)$$

$$H_y = H_0 f(t) = H_B n f(t), \quad (6б)$$

де H_B і H_0 – амплітуди поля зміщення та поля збудження відповідно, $f(t)$ – нормована функція форми поля збудження ферозонда, а $n = H_0 / H_B$. Густина енергії магнітної анізотропії осердя у випадку, коли вектор намагніченості може повертатися лише у площині $xу$, є функцією $E_A(\varphi(t), \gamma)$

азимутального кута $\varphi(t)$ та орієнтації ОЛН відносно осі x , що задається кутом γ . Тоді умова рівноваги намагніченості осердя матиме вигляд

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = M_s H_B (\sin \varphi(t) - v f(t) \cos \varphi(t)) + \frac{\partial E_A(\varphi(t) - \gamma)}{\partial \varphi} = 0, \quad (7)$$

де $E = E_H + E_A$. Зауважимо, що ліва частина умови рівноваги є сумою трьох часових функцій і, якщо перший доданок є антиперіодичною функцією часу, то й два інших теж повинні бути антиперіодичними функціями. Оскільки функція форми збудження $f(t)$ повинна бути антиперіодичною функцією (в іншому випадку ферозонд не можна буде використати для вимірювання магнітного поля) і враховуючи, що добуток антиперіодичної функції з періодом T з періодичною з періодом $T/2$ є антиперіодичною функцією, то другий доданок $v f(t) \cos \varphi(t)$ в (7) теж є антиперіодичною функцією. Тоді за наявності магнітної анізотропії у площині півки, умова рівноваги (7) та умови (4) можуть бути виконані лише тоді, коли

$$\frac{\partial E_A(\varphi(t) - \gamma)}{\partial \varphi} = - \frac{\partial E_A(\varphi(t + T/2) - \gamma)}{\partial \varphi}. \quad (8)$$

Врахувавши умову (4e), отримуємо з (8) умову для похідної енергії анізотропії як функції азимута

$$\frac{\partial E_A(\varphi - \gamma)}{\partial \varphi} = - \frac{\partial E_A(-\varphi - \gamma)}{\partial \varphi}, \quad (9a)$$

що відповідає умові непарності функції азимутального кута $\partial E_A(\varphi - \gamma) / \partial \varphi$. Це відповідає також парності функції густини енергії $E_A(\varphi - \gamma)$ за азимутальним кутом:

$$E_A(\varphi - \gamma) = E_A(-\varphi - \gamma), \quad (9b)$$

і забезпечує шукану умову симетричності орієнтації осердя. Необхідно відзначити, що ця умова не залежить від способу та режиму реєстрації відгуку, оскільки у разі виконання (9b) усі умови (4) виконуються також.

Умова (9b) є загальною для усіх випадків, коли коливання намагніченості дискового осердя ферозонда під дією маятникоподібного збудження відбуваються у площині диска. Для конкретних видів магнітної анізотропії потрібно розглянути залежності $E_A(\varphi - \gamma)$ у явному вигляді. Так, для одновісної анізотропії у площині півки азимутальна залежність густини енергії, що подана рівнянням [16]

$$E_{A_V} = K_1 \sin^2(\varphi - \gamma) + K_2 \sin^4(\varphi - \gamma) + \dots, \quad (10)$$

стає парною за орієнтації

$$\gamma = n\pi / 2, \quad (11)$$

де $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – ціле число, причому $n = 0$ та парні n відповідають орієнтації ОЛН паралельно полю зміщення, а непарні n – перпендикулярній до нього орієнтації ОЛН.

Розглянемо монокристалічну півку кубічного магнетика орієнтації (001). Якщо ОЛН півки напрямлені вздовж ребер куба, то перемагнічування такої півки в її площині магнітним полем, що обертається у площині півки і в кожний момент часу перевищує поле насичення півки, відбувається поворотом вектора намагніченості строго у площині півки. При цьому вісь [001], що є перпендикулярною до площини півки, пригнічується анізотропією форми півки і проявлятися будуть лише ОЛН [100] та [010] у площині півки. Енергія кубічної анізотропії за [16] виражається у цьому випадку у вибраних полярних координатах:

$$E_A^{(001)} = K_1 \cos^2(\varphi - \gamma) \sin^2(\varphi - \gamma), \quad (12)$$

де кут $\gamma = 0$ відповідає орієнтації напрямку [100] вздовж поля зміщення та осі x . Тоді на основі (9) отримуємо умову:

$$\gamma = n\pi / 4. \quad (13)$$

де $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – ціле число, причому $n = 0$ та парні n відповідають орієнтації ОЛН паралельно до поля зміщення, а непарні n – перпендикулярній до нього орієнтації ОЛН.

Зазначимо, що випадок, коли ОЛН кубічного магнетика напрямлені вздовж ребер куба, відповідає додатним значенням K_1 і в цьому сенсі є частковим випадком $\{100\}$ -орієнтованої плівки. Якщо ж $K_1 < 0$, то, як відомо (див. напр. [17]), напрями ОЛН для об'ємного кубічного магнетика відповідатимуть або просторовим діагоналям куба (чотири осі сімейства $\langle 111 \rangle$), які не лежать у площині плівки (001), або діагоналям граней (шість осей сімейства $\langle 110 \rangle$), дві з яких лежить у площині плівки, а чотири напрямлені під кутом 45° до неї. Очевидно, що анізотропія форми плівки призводить до зменшення кута відхилення ОЛН від площини плівки. Тензорний характер магнітної сприйнятливості плівки у разі маятникоподібних коливань поля збудження призведе до того, що рух вектора намагніченості відбувається не у площині плівки, а з відхиленням від цієї площини, причому відхилення від площини може змінюватися залежно від близькості азимутального кута вектора намагніченості до азимута ОЛН. Отже, розгляд повороту вектора намагніченості у площині плівки не є достатнім і потрібно вважати, що у загальному випадку вектор намагніченості рухається у тривимірному просторі і описувати цей рух не лише азимутальним кутом, але й полярним кутом.

Неплоскі коливання вектора намагніченості

Якщо вектор намагніченості може відхилитися від площини xy , то його рух можна описати у полярній системі координат, де полярний кут θ відраховується від перпендикуляра осі z , ортогональної до xy . Компоненти вектора намагніченості у полярній системі координат мають вигляд

$$M_x = M_s \cos \varphi \sin \theta, \quad (14a)$$

$$M_y = M_s \sin \varphi \sin \theta, \quad (14б)$$

$$M_z = M_s \cos \theta, \quad (14в)$$

де азимутальний кут φ , як і раніше, відраховується від осі x , тобто від напрямку поля зміщення, у площині плівки xy , а полярний кут θ , утворений вектором намагніченості $\mathbf{M}(\varphi, \theta)$ та перпендикуляром до площини плівки. Умови симетричної орієнтації осердя, що є аналогами умов (4а) та (4в) у цьому випадку набудуть вигляду

$$M_{x\text{odd}}(t) = \frac{1}{2} M_s (\cos \varphi(t) \sin \theta(t) - \cos \varphi(t + T/2) \sin \theta(t + T/2)) = 0, \quad (15a)$$

$$M_{y\text{even}}(t) = \frac{1}{2} M_s (\sin \varphi(t) \sin \theta(t) + \sin \varphi(t + T/2) \sin \theta(t + T/2)) = 0. \quad (15б)$$

Очевидно, що у разі незалежності кута θ від часу умови (15) зводяться до попередньо розглянутого двовимірного випадку. У загальному випадку кут θ є функцією часу. Якщо у диску осердя відсутня велика перпендикулярна одновісна магнітна анізотропія або до неї не прикладається перпендикулярного магнітного поля зміщення, то завдяки домінуючій анізотропії форми плівки її ОЛН напрямлені під невеликим кутом до площини плівки і часову залежність $\theta(t)$ можна розглядати як невелике збурення руху вектора намагніченості у площині плівки. Тоді $\theta(t) = \pi/2 - \delta(t)$. Якщо ж існує ненульова стала складова намагніченості перпендикулярно до диска осердя, спричинена, наприклад, прикладенням магнітного поля зміщення вздовж нормалі, то рух вектора намагніченості відбуватиметься з малими відхиленнями від поверхні конуса, а полярний кут можна подати виразом $\theta(t) = \theta_0 - \delta(t)$, де кут θ_0 є сталою складовою полярного кута $\theta(t)$, а його значення відповідає полярному куту твірної конуса. У цьому разі умови (15) набудуть такого вигляду:

$$M_{x\text{odd}}(t) = \frac{1}{2} M_s \left[\begin{aligned} &(\cos \varphi(t) \cos \delta(t) - \cos \varphi(t + T/2) \cos \delta(t + T/2)) \sin \theta_0 - \\ &-(\cos \varphi(t) \sin \delta(t) - \cos \varphi(t + T/2) \sin \delta(t + T/2)) \cos \theta_0 \end{aligned} \right] = 0, \quad (16a)$$

$$M_{y\text{even}}(t) = \frac{1}{2} M_s \left[\begin{aligned} &(\sin \varphi(t) \cos \delta(t) + \sin \varphi(t + T/2) \cos \delta(t + T/2)) \sin \theta_0 - \\ &-(\sin \varphi(t) \sin \delta(t) + \sin \varphi(t + T/2) \sin \delta(t + T/2)) \cos \theta_0 \end{aligned} \right] = 0, \quad (16б)$$

У частковому випадку $\theta_0 = \pi / 2$ умови (16) спрощуються до вигляду

$$\cos \varphi(t) \cos \delta(t) = \cos \varphi(t + T / 2) \cos \delta(t + T / 2), \quad (16a)$$

$$\sin \varphi(t) \cos \delta(t) = -\sin \varphi(t + T / 2) \cos \delta(t + T / 2), \quad (16b)$$

які можуть бути виконані тоді, коли виконуються одночасно умови

$$\begin{cases} \cos \varphi(t) = \cos \varphi(t + T / 2) \\ \sin \varphi(t) = -\sin \varphi(t + T / 2) \\ \cos \delta(t) = \cos \delta(t + T / 2) \end{cases} \quad \text{або} \quad \begin{cases} \varphi(t) = -\varphi(t + T / 2) \\ \delta(t) = \pm \delta(t + T / 2) \end{cases} \quad (16d)$$

Тепер необхідно проаналізувати умови (16d), враховуючи умови маятникоподібного перемагнічування, яке передбачається рівноважним, тобто з умов рівноваги вектора намагніченості, що зазнає вимушених коливань у разі маятникоподібного збудження. Для тривимірного руху вектора намагніченості, коли він має два ступені вільності (φ і δ), рівновага настає у разі виконання двох умов:

$$\begin{cases} \frac{\partial E(\varphi - \gamma, \theta)}{\partial \varphi} = \frac{\partial E_H(\varphi, \theta)}{\partial \varphi} + \frac{\partial E_A(\varphi - \gamma, \theta)}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial E(\varphi - \gamma, \theta)}{\partial \theta} = \frac{\partial E_H(\varphi, \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial E_A(\varphi - \gamma, \theta)}{\partial \theta} = 0. \end{cases} \quad (17)$$

де перші складові в (17) пов'язані з зсмановою енергією осердя, які з урахуванням (14) мають вигляд:

$$\frac{\partial E_H(\varphi, \theta)}{\partial \varphi} = M_s H_B (\sin \varphi - v f(t) \cos \varphi) \sin \theta,$$

$$\frac{\partial E_H(\varphi, \theta)}{\partial \theta} = -M_s H_B (\cos \varphi + v f(t) \sin \varphi) \cos \theta,$$

а другі складові описують як магнітну кристалографічну анізотропію, так і анізотропію форми плівки. Для часткового випадку $\theta_0 = \pi / 2$ вважаючи далі, що $\theta(t) = \pi / 2 - \delta(t)$ і кут $\delta(t)$ є малим ($\cos \delta(t) \approx 1$), ці умови можна записати у вигляді:

$$M_s H_B (\sin \varphi(t) - v f(t) \cos \varphi(t)) + \frac{\partial E_A(\varphi(t) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 E_A(\varphi(t) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi \partial \theta} \delta(t) = 0, \quad (18a)$$

$$\frac{\partial E_A(\varphi - \gamma, \pi / 2)}{\partial \theta} - \left(\frac{\partial^2 E_A(\varphi - \gamma, \pi / 2)}{\partial \theta^2} + M_s H_B (\cos \varphi + v f(t) \sin \varphi) \right) \delta(t) = 0. \quad (18b)$$

Залежність $\delta(t)$ можна визначити з (18b):

$$\delta(t) = \frac{\partial E(\varphi, \pi / 2) / \partial \theta}{\partial^2 E(\varphi, \pi / 2) / \partial \theta^2 + M_s H_B (\cos \varphi + v f(t) \sin \varphi)}. \quad (19)$$

Виконання умови (18a) з врахуванням антиперіодичності часової залежності перших двох доданків, що було показано вище, можливо лише тоді, коли два інших доданки теж є антиперіодичними функціями. Тоді це приводить до умов антиперіодичності функції

$$\frac{\partial E_A(\varphi(t) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi} \text{ та добутку функцій } \frac{\partial^2 E_A(\varphi(t) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi \partial \theta} \cdot \delta(t):$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_A(\varphi(t) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi} = -\frac{\partial E_A(\varphi(t + T / 2) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi}, \end{cases} \quad (20a)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_A(\varphi(t) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi \partial \theta} \delta(t) = -\frac{\partial^2 E_A(\varphi(t + T / 2) - \gamma, \pi / 2)}{\partial \varphi \partial \theta} \delta(t + T / 2). \end{cases} \quad (20b)$$

Перша приводить до умови непарності функції азимутального кута $\frac{\partial E_A(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi}$, а друга – до парності $\frac{\partial^2 E_A(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta}$ за азимутальним кутом в разі антиперіодичності $\delta(t)$ і до парності функції азимутального кута $\frac{\partial^2 E_A(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta}$ у разі періодичності $\delta(t)$ з періодом $T/2$, тобто до умов:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_A(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi} = -\frac{\partial E_A(-\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi}, \\ \frac{\partial^2 E_A(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta} = \frac{\partial^2 E_A(-\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta} \end{array} \right. \text{ або } \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 E_A(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta} = -\frac{\partial^2 E_A(-\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta} \\ \delta(t) = -\delta(t + T/2) \end{array} \right. \quad (21a)$$

Вираз для густини енергії магнітної кристалографічної анізотропії $\{100\}$ -орієнтованої плівки кубічного магнетика у вибраній системі координат у випадку тривимірного руху вектора намагніченості наведений в [9]. З цього виразу за відсутності перпендикулярного магнітного поля зміщення і $\theta_0 = \pi/2$ отримуємо $\partial E_A^{\{100\}}(\varphi(t) - \gamma, \pi/2) / \partial \theta = 0$, тобто вироджений випадок для площини $\{100\}$ кубічного магнетика. З цього згідно з (19) слідує, що $\delta(t) = 0$. Отже, умова симетричності (13) є загальною для $\{100\}$ -орієнтованого дискового осердя кубічного магнетика незалежно від знака та співвідношення констант кристалографічної анізотропії.

Проведемо далі аналіз випадку використання як осердя $\{111\}$ -орієнтованої монокристалічної плівки кубічного магнетика. Нескладно встановити, опираючись на результати [18], що за відсутності перпендикулярного поля зміщення θ_0 для такої плівки дорівнює $\pi/2$. Згідно з [18] відповідні функції, що аналізуються, мають вигляд

$$\frac{\partial E_A^{\{111\}}(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi} = \frac{K_2}{18} \sin(6(\varphi - \gamma)), \quad (22a)$$

$$\frac{\partial^2 E_A^{\{111\}}(\varphi - \gamma, \pi/2)}{\partial \varphi \partial \theta} \delta = \frac{-(6K_1 + K_2)^2 \sin(6(\varphi - \gamma))}{108(4\pi M_s^2 - 2K_u - K_1 + 2K_2(1 + \cos(6(\varphi - \gamma))) / 18 + M_s H_B (\cos \varphi + v f(t) \sin \varphi))}, \quad (22b)$$

де кут $\gamma = 0$ для (111) -орієнтованої плівки відповідає орієнтації її кристалографічної осі $[\bar{1}\bar{1}0]$ вздовж напрямку x у вибраній системі координат. Обидві умови виконуються для орієнтації плівки:

$$\gamma = n\pi / 6, \quad (23)$$

причому напрямок поля зміщення збігається за парних значень n , а також $n = 0$, з осями $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$, а при непарних n – з осями $\langle 11\bar{2} \rangle$ у площині (111) -орієнтованої плівки, які є проєкціями просторових діагоналей куба $\langle 11\bar{1} \rangle$ на площину плівки. Зазначимо, що знайдені симетричні положення не залежать від знака та співвідношення констант магнітокристалічної анізотропії, а лише від виду симетрії осей кубічного кристала по відношенню до площини маятниковоподібних коливань магнітного поля. Можна також показати, наприклад числовим розрахунком, що умова малості $\delta(t)$ не обмежує отриманого результату, і він є загальним незалежно від величини $\delta(t)$.

Висновки

У цій роботі на основі феноменологічного аналізу досліджено взаємозв'язок між магнітною анізотропією осердя ферозондового перетворювача з маятнікоподібним збудженням у схрещених сталому полі зміщення та поперечному змінному магнітному полі та проявами феромодуляційного ефекту. Ґрунтуючись на властивостях симетрії математичних функцій, що описують часові залежності сигналу відгуку феромодуляційного перетворювача, встановлені орієнтаційні положення дискового осердя ферозонда у площині коливань вектора сумарного поля, за яких у сигналі відгуку не виникає хибних гармонік, пов'язаний з магнітною анізотропією. Зокрема, такі симетричні азимутальні положення знайдені для випадків одновісної анізотропії та кубічної кристалографічної анізотропії матеріалу дискового осердя з орієнтацією площини диска {100} та {111}. Показано, що симетричні азимутальні орієнтації не залежать від способу реєстрації відгуку осердя на збудження. У випадку кубічної магнітної анізотропії вони не залежать також від типу симетрії системи ОЛН і знаків констант магнітної анізотропії, а лише від орієнтації кубічної ґратки по відношенню до площини повороту вектора магнітного поля. Реалізований підхід може бути поширений і на інші типи симетрії магнітної анізотропії, а також змішану анізотропію.

Робота виконана в межах НДР „ДБ-Терн”.

1. Зевеке Г.В., Ионкин П.А., Нетушил А.В., Страхов С.В. *Основы теории цепей: Учеб. для вузов.* – М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Prindahl F. *The fluxgate magnetometer* // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1979. – **12**. – P. 241–253.
3. Афанасьев Ю.В. *Феррозондовые приборы.* – Л.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Perlov A.Ya., Voronko A.I., Vetoshko P.M., Volkovoy V.B. *Three component magnetic field measurement using the cubic anisotropy in (111) YIG films* // *The 38-th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM-93), Minneapolis, Minnesota, USA, November 15–18, 1993.* – P. 128.
5. Убізський С.Б. *Феромодуляційний перетворювач магнітного поля на основі епітаксійної плівки ферогранату* // *Вісн. Держ. ун-ту «Львівська політехніка».* – 2001. – № **423**: Електроніка. – С. 59–65.
6. Убізський С.Б., Павлык Л.П., Христофору Е. *Моделирование вращательного перемагничивания монокристаллической феррогранатовой пленки в качестве сердечника преобразователя магнитного поля* // *Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского, Серия „Физика”.* – 2006. – **19 (58)**. – С. 68–75.
7. Garcia A., Morón C. *Biaxial Magnetometer Sensor* // *IEEE Trans. Magn.* – 2002. – **38**. – P. 3312–3314.
8. Garcia A., Morón C., Maganto F. *Experimental magnetic method for anisotropy detection. Sensors and Actuators A*, 2003, **A 106**. – P. 108–110.
9. Павлык Л.П., Убізський С.Б. *Вплив симетрії магнітної анізотропії активного середовища на можливість векторного вимірювання магнітного поля феромодуляційним перетворювачем* // *Вісн. Нац. ун-ту „Львівська політехніка”.* – 2007, № **592**: Електроніка. – С. 173–181.
10. Ubizskii S.B., Pavlyk L.P. *The Pendulum-like Fluxgate Magnetic Field Sensor* // *Sensors and Actuators A-Physical.* – 2008. – **141/2**. – P. 440–446.
11. Ubizskii S.B., Pavlyk L.P. *The (111) oriented YIG film as a core of a pendulum like fluxgate magnetic field sensor. Abstracts of the Joint European Magnetic Symposia (JEMS'08), Sept. 14–19, 2008.* – P. MS 003.
12. Ubizskii S.B., Pavlyk L.P., *Pendulum like rotation magnetization reversal of anisotropic magnetic film. International Scientific Workshop „Oxide materials for Electronic Engineering – fabrication, properties and application”, OMEE-2009, Ukraine, Lviv, June 22–26, 2009, Book of abstracts, P. 163.*
13. Ubizskii S.B., Pavlyk L.P., *Anisotropic rotation magnetization reversal of thin film. International Conference „Functional Materials”, ICFM-2009, Ukraine, Crimea, Partenit, Oct. 5–10, 2009, Abstracts, P. 449.*
14. Ubizskii S.B., Pavlyk L.P., Klimovich E.M. *Pendulum-like fluxgate magnetic field sensor in orthogonal configuration. Abstracts of the European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA'2008), June, 29th – July, 2nd, 2008, Caen France, P. 134.*
15. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров.* – М.: Наука, 1973.
16. Тикадзуми С. *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения.* – М.: Мир, 1987.
17. Крутичка С. *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 2.* – М.: Мир, 1976.
18. Ubizskii S.B., *J. Magn. & Magn. Mat.* – 1999. – **195**. – P. 575–582.