

**ВПЛИВ СИМЕТРІЇ МАГНІТНОЇ АНІЗОТРОПІЇ
АКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА НА МОЖЛИВІСТЬ
ВЕКТОРНОГО ВИМІРЮВАННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ
ФЕРОМОДУЛЯЦІЙНИМ ПЕРЕТВОРЮВАЧЕМ**

© Павлик Л.П., Убізський С.Б., 2007

L.P. Pavlyk, S.B. Ubizskii

**THE ACTIVE MEDIUM MAGNETIC ANISOTROPY
SYMMETRY INFLUENCE ON POSSIBILITY
OF VECTOR MAGNETIC FIELD MEASUREMENT
BY FERROMODULATION TRANSDUCER**

© Pavlyk L.P., Ubizskii S.B., 2007

Побудовано математичні моделі індуктивного сигналу відклику феромодуляційного перетворювача магнітного поля із обертальним перемагнічуванням з чутливим елементом, що має змішану магнітну анізотропію різної симетрії, а також аналізується взаємозв'язок симетрії осей легкого намагнічування активного середовища з можливістю одночасного вимірювання трьох ортогональних компонент магнітного поля.

Mathematical models of the inductive read-out signal of the magnetic field ferromodulation transducer with sensing element possessing the mixed magnetic anisotropy of different symmetry being excited by rotational magnetization reversal are developed in this work and the influence of the easy magnetization axes symmetry on the possibility of simultaneous measurement of three orthogonal component of magnetic field.

Вступ

Парногармонічні феромодуляційні перетворювачі магнітного поля, так звані ферозонди (fluxgate – в англійській літературі), давно і широко використовуються для вимірювання малих повільнозмінних магнітних полів [1–3]. Активне середовище ферозонду перемагнічується швидкозмінним полем збудження так, щоб періодично змінювалася його магнітна сприйнятливність. За наявності окрім поля збудження ще й додаткового слабкого і повільнозмінного порівняно з полем збудження вимірюваного поля у сигналі індуктивного відклику ферозонду виникають парні гармоніки з амплітудами, пропорційними вимірюваному полю. Традиційно як чутливий елемент у ферозондах використовуються аморфні металеві феромагнетики [3]. У роботах [4–7] теоретично і експериментально було показано, що використання монокристалічного плівкового феродіелектричного активного середовища у ферозондовому магнітометрі з циркулярним збудженням має низку переваг. Магнітне поле збудження, що обертається в площині плівки, створюється двома плоскими котушками, намотаними навколо чутливого елемента, осі яких паралельні площині плівки чутливого елемента та ортогональні між собою (див. рис. 1). У котушках протікають синусоїдальні електричні струми так, що різниця фаз між ними дорівнює $\pi/2$, а амплітуда створеного магнітного поля, що обертається, залишається постійною і достатньою, щоб активне середовище постійно перебувало в монодоменому стані, а перемагнічування відбувалося за рахунок процесу

когерентного повороту вектора намагніченості активного середовища. Відсутністю доменів та перемагнічування за рахунок зміщення міждомених стінок уникають стрибків намагніченості Баркгуазуна – основного для традиційних ферозондів джерела власного шуму активного середовища [2] і тим значно знизити поріг чутливості таких сенсорів аж до 10^{-12} Тл·Гц $^{-1/2}$ за частоти, вищій за 0,1 Гц [7]. При цьому модуляція компонент тензора магнітної сприйнятливості під час перемагнічування відбувається як за рахунок зміни напрямку намагніченості півки, так і за рахунок магнітної кристалографічної анізотропії. Остання обставина дає змогу, як показано в [6,8] для епітаксійних плівок ферогранату з орієнтацією (111), одночасно вимірювати три компоненти магнітного поля одним сенсором і навіть однією вимірювальною котушкою. Це є істотною перевагою такого ферозонду, що значно спрощує конструкцію, обробку сигналу та простоту налагоджування ферозонду, а отже, підвищує його стабільність. Попри це можливість реалізації векторного вимірювання магнітного поля за допомогою монокристалічних плівок іншої орієнтації досі не досліджено, як і не проаналізовано взаємозв'язок між симетрією осей легкого намагнічування (ОЛН) активного середовища та його векторною чутливістю.

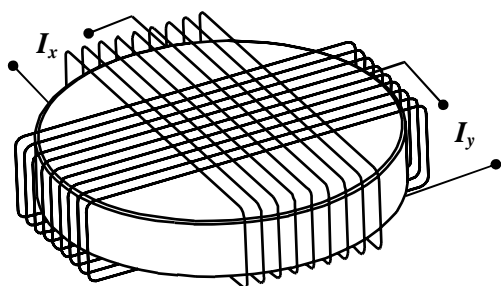


Рис. 1. Взаємне розташування чутливого елемента ферозонду та котушок збудження магнітного поля, що обертається в площині півки чутливого елемента

Мета цієї роботи – встановити можливість вимірювання трьох ортогональних компонент магнітного поля за допомогою монокристалічної магнітної півки інших кристалографічних орієнтацій. Ми насамперед розглянули кристалографічні орієнтації (100) та (110) як найбільш відомі і досліджені, крім орієнтації (111), для епітаксійних ферогранатових плівок. Однак, як з'ясувалося, з використанням таких орієнтацій чутливість ферозонду зберігається лише до двох компонент магнітного поля, паралельних до площини півки. Тому надалі ми проаналізували взаємозв'язок симетрії системи ОЛН з можливістю вимірювання перпендикулярної до площини півки компоненти магнітного поля. Для ілюстрації висновків проаналізовано ферозонд із активним середовищем з магнітною анізотропією типу „нахилена легка вісь”.

Модель ферозонду на основі анізотропної магнітної півки, що збуджується обертальним магнітним полем

Функціонування ферозонду з циркулярним збудженням монокристалічної півки ферогранату аналізували аналогічно до того, як це було зроблено раніше для плівок орієнтації (111) [5,6,8]. Він ґрунтується на розгляді рівноважного стану намагніченості півки в магнітному полі збудження, яке обертається в площині півки [5], та квазіпостійного вимірюваного поля. При цьому передбачено, що в кожний момент часу намагніченість півки знаходиться в рівновазі. Рівновага намагніченості відповідає мінімуму вільної енергії магнетика з врахуванням усіх суттєвих вкладів, зокрема енергії магнітної анізотропії, енергії розмагнічувальних полів, пов'язаної з формою активного середовища, та зесманової енергії півки у зовнішніх магнітних полях. Тоді анізотропну частину густини вільної енергії магнітної півки можна подавати

$$E = E_A + E_D + E_H, \quad (1)$$

де E_A , E_D , та E_H – густини енергії анізотропії, розмагнічувальних полів та зесманової відповідно. Магнітна анізотропія епітаксійних ферогранатових плівок є, як правило, змішаною, тобто суперпозицією кристалографічної магнітної анізотропії, притаманної об'ємним кристалам ферогранату та індукованою анізотропією, яка створюється процесом напрямленої кристалізації та магніострикційними напруженнями, створеними невідповідністю параметрів ґратки підкладки та півки [9].

Тому перший член в (1) для епітаксійних плівок ферогранату містить складові, пов'язані з кубічною анізотропією ферогранату E_C та індукованою анізотропією E_U :

$$E_A = E_C + E_U. \quad (2)$$

Феноменологічний опис кристалографічної анізотропії магнетика полягає в описі залежності енергії магнетика від напрямку вектора намагніченості відносно кристалографічних осей. Як правило, густину енергії кубічної магнітної анізотропії описують виразом [10]:

$$E_C = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2), \quad (3)$$

де K_1 і K_2 – перша і друга константи кубічної магнітної анізотропії, а α_1 , α_2 і α_3 – напрямні косинуси вектора намагніченості відносно до осей кубічного кристалу [100], [010] та [001]. Напрямки ОЛН в кубічному магнетикі визначаються знаками та співвідношенням констант K_1 і K_2 , причому для ферогранатів переважно осями легкого намагнічування є осі сімейства $\langle 111 \rangle$ [10]. При описаному вище режимі перемагнічування активного середовища його намагніченість змінюється не за величиною, а лише за напрямком. Якщо за систему координат вибрати сферичну систему, пов'язану з чутливим елементом, так щоб напрямком вектора намагніченості визначався азимутальним кутом α у площині плівки та полярним кутом α між перпендикуляром до плівки і напрямком намагніченості, то енергія кубічної анізотропії чутливого елемента в (2) залежатиме від кристалографічної орієнтації ферогранатової плівки, оскільки різним виявиться положення ОЛН ферогранату у вибраній системі координат. Для орієнтації (111), коли азимутальний кут відраховується від напрямку $[\bar{1}\bar{1}0]$, вираз для густини енергії кубічної анізотропії подано в [11]. Для орієнтацій (100) та (110) для систем координат, поданих на рис. 2, a і b , аналогічні вирази після перетворення координат в (3) матимуть вигляд відповідно:

$$E_c = \frac{K_1}{64}(11 - 4\cos 2\theta - 7\cos 4\theta - (3 - 4\cos 2\theta + \cos 4\theta)\cos 4\varphi) + \frac{K_2}{256}(2 - \cos 2\theta - 2\cos 4\theta + \cos 6\theta - (2 - \cos 2\theta - 2\cos 4\theta + \cos 6\theta)\cos 4\varphi) \quad (4)$$

$$E_c = \frac{K_1}{256} \left(53 + 36\cos 2\theta + 7\cos 4\theta - (12 + 16\cos 2\theta - 28\cos 4\theta)\cos 2\varphi - (9 + 20\cos 2\theta + 3\cos 4\theta)\cos 4\varphi \right) + \frac{K_2}{4096} \left(26 + 9\cos 2\theta - 10\cos 4\theta - 25\cos 6\theta - (32 + 16\cos 2\theta - 32\cos 4\theta - 16\cos 6\theta)\cos 2\varphi + (6 + 7\cos 2\theta - 22\cos 4\theta + 9\cos 6\theta)\cos 4\varphi \right) \quad (5)$$

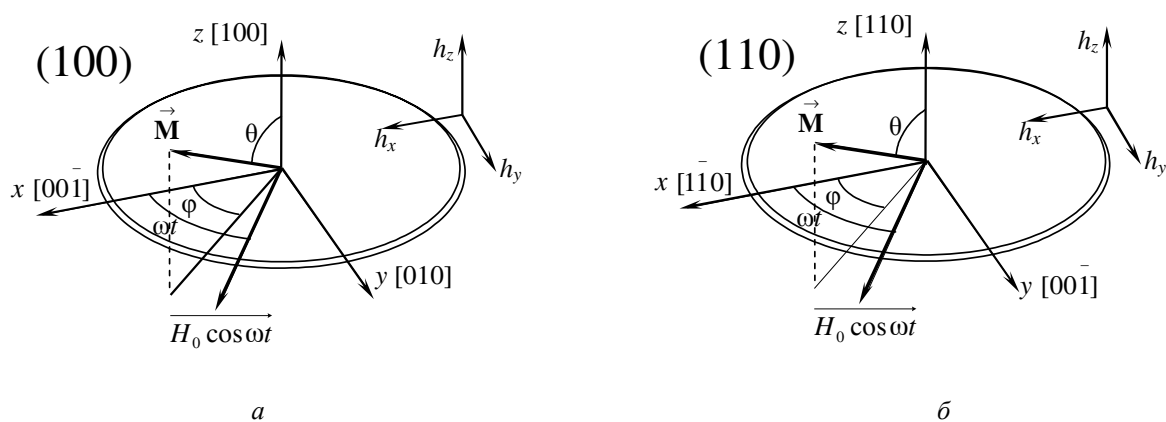


Рис. 2. Розміщення вектора намагніченості, кристалографічних осей та зовнішніх полів при обертальному перемагнічуванні плівки орієнтації (100) – a та (110) – b

Природно, що отримані нами вирази є тригонометричними функціями кутів, що описують положення вектора намагніченості, оскільки магнітна анізотропія пов'язана з системою ОЛН кристала ферогранату, а відтак, з симетрією його кристалічної ґратки.

Індукована у ферогранатових плівках магнітна анізотропія є, як правило, одновісною з віссю, напрямленою перпендикулярно до плівки, і пов'язана з нею густина енергії у вибраній системі координат залежить лише від полярного кута θ . Однак, для орієнтації плівки (110) виникає також так звана ромбічна анізотропія, що додає залежність енергії індукованої анізотропії також від азимутального кута φ . Вирази для густини енергії індукованої анізотропії ферогранатових плівок різної орієнтації наведено в [12].

Вираз для густини енергії розмагнічуючих полів магнітної плівки у монодоменному стані в наближенні однорідно намагніченого тонкого шару матиме вигляд:

$$E_D = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta, \quad (6)$$

де M_s – намагніченість насичення, тобто амплітудне значення вектора намагніченості ферогранатової плівки \vec{M} . Треба зазначити, що внесок розмагнічувальних полів до загальної енергії системи проявляється так само, як одновісна анізотропія з віссю, перпендикулярною площині плівки, тому вплив форми чутливого елемента у вигляді тонкої плівки необхідно формально розглядати як наявність одновісної анізотропії форми магнітної плівки. Вираз для густини зєсманової енергії магнітної плівки у зовнішньому полі \vec{H} , що є комбінацією поля збудження $H_0 \cos(\omega t)$ та вимірюваного поля \vec{h} , у вибраній системі координат матиме вигляд:

$$E_H = -\vec{M} \cdot \vec{H} = -M_s \left((H_0 \cos(\omega t - \varphi) + h_x \cos \varphi + h_y \sin \varphi) \sin \theta + h_z \cos \theta \right), \quad (7)$$

де координати вимірюваного поля подано в декартовій системі координат $\vec{h} = (h_x, h_y, h_z)$.

Умовою рівноважного стану намагніченості є рівність нулю перших похідних вільної енергії плівки за координатами вектора намагніченості:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \\ \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

Зазначимо, що за відсутності доменної структури в ферогранаті перемагнічування ферогранату можна вважати квазістатичним аж до частот порядку десятків мегагерц. При цьому система рівнянь (8), пов'язуючи координати вектора намагніченості з фазою поля збудження, описує поворотний рух вектора намагніченості під дією поля збудження за наявності додаткового квазіпостійного вимірюваного поля.

Для розв'язання системи рівнянь (8) використаємо ту обставину, що відхилення вектора намагніченості від площини плівки $\delta = \pi/2 - \theta$ при обертовому перемагнічуванні є малим. Це справедливо для ферогранатових плівок з помірною індукованою одновісною магнітною анізотропією [11]. Крім того, на основі числових розрахунків [5] малою вважають різницю фаз $\Delta\varphi = \omega t - \varphi$ поля збудження та обертового руху вектора намагніченості, що виражається його азимутальним кутом. За таких наближень систему рівнянь (8) можна розв'язати аналітично відносно кутів δ та $\Delta\varphi$, що дає змогу аналізувати характер відгуку активного середовища, тобто зміни його намагніченості, на циркулярне збудження за наявності додаткового вимірюваного поля. Зазначимо, що в результаті магнітної анізотропії середовища відбувається фазова модуляція обертового руху вектора намагніченості, на яку, своєю чергою, впливає додаткове вимірюване поле.

Компоненти вектора намагніченості, які знаходяться в площині півки, зазнають найбільших змін під час перемагнічування полем збудження. У декартовій системі з врахуванням згаданих наближень ці компоненти матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} M_x &= M_s \cos \varphi = M_s (\cos \omega t + \Delta\varphi \sin \omega t), \\ M_y &= M_s \sin \varphi = M_s (\sin \omega t - \Delta\varphi \cos \omega t). \end{aligned} \quad (9)$$

Спосіб реєстрації відклику чутливого елемента не має принципового значення, хоча у ферозондах традиційно використовується індуктивна реєстрація за допомогою вимірювальних котушок. Нехай використовуються плоскі вимірювальні котушки, які охоплюють своїми витками чутливий елемент, з осями, паралельними площині півки, подібно до котушок збудження (див. рис. 1), а як вимірюваний сигнал використовується е.р.с., яка в кожному витку вимірювальної котушки індуктується зміною намагніченості чутливого елемента за законом електромагнітної індукції Фарадея:

$$u = -S \left(\frac{\partial H}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial M}{\partial t} \right), \quad (10)$$

де S – площа перерізу вимірювальної котушки. Тоді при орієнтуванні осей вимірювальних котушок вздовж осей декартової системи координат (див. рис. 2) індуквані е.р.с. будуть пропорційні похідним компонент вектора намагніченості, що визначаються виразами (9), за часом. Оскільки анізотропні складові вільної енергії магнітної півки описуються тригонометричними функціями, то отримані вирази для вимірюваних сигналів е.р.с. фактично описуватимуть гармонічний склад сигналу (його частотний спектр), за результатами аналізу якого і можна зробити висновки про те, які компоненти вимірюваного поля можна вимірювати описаним ферозондом.

Ферозонд з перемагнічуванням обертальним магнітним полем на основі плівок орієнтацій (100) і (110)

Оскільки індуквані у вимірювальних котушках сигнали е.р.с. пропорційні до похідних відповідних компонент намагніченості за часом, то вирази для цих похідних можна розглядати як вирази для гармонічного складу індукваного сигналу. Кінцеві вирази побудованої моделі сигналу індуктивного відклику ферозонду з циркулярним збудженням, що використовують активне середовище у вигляді епітаксійної півки ферогранату, в яких у першому наближенні знехтувано малими величинами у коефіцієнтах при гармоніках, мають вигляд:

для орієнтації півки (100)

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = M_s \omega \left(-\sin \omega t + \frac{h_x}{H_0} \sin 2\omega t - \frac{h_y}{H_0} \cos 2\omega t - \frac{3}{4} \frac{K_1}{M_s H_0} \sin 3\omega t + \frac{5}{4} \frac{K_1}{M_s H_0} \sin 5\omega t \right), \quad (11a)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = M_s \omega \left(\cos \omega t - \frac{h_x}{H_0} \cos 2\omega t - \frac{h_y}{H_0} \sin 2\omega t - \frac{3}{4} \frac{K_1}{M_s H_0} \cos 3\omega t - \frac{5}{4} \frac{K_1}{M_s H_0} \cos 5\omega t \right), \quad (11b)$$

та для орієнтації (110)

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = -M_s \omega \left(\frac{1}{8M_s H_0} (8M_s H_0 - K_1 + 2\Delta I) \sin \omega t - \frac{h_x}{H_0} \sin 2\omega t + \frac{h_y}{H_0} \cos 2\omega t - \frac{3}{64M_s H_0} (4K_1 + K_2 - 16\Delta I) \sin 3\omega t + \frac{5}{64M_s H_0} (4K_1 - K_2) \sin 5\omega t \right), \quad (12a)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = M_s \omega \left(\frac{1}{8M_s H_0} (8M_s H_0 - K_1 + 2\Delta I) \cos \omega t - \frac{h_x}{H_0} \cos 2\omega t - \frac{h_y}{H_0} \sin 2\omega t + \frac{3}{64M_s H_0} (12K_1 - K_2 - 16\Delta I) \cos 3\omega t + \frac{5}{64M_s H_0} (4K_1 - K_2) \cos 5\omega t \right), \quad (12b)$$

де ΔI – параметр, що описує ромбічну складову індукваної магнітної анізотропії [12].

З отриманих виразів видно, що для обох орієнтацій (100) та (110) у спектрі індукованого сигналу лише в другій гармоніці міститься інформація про планарні компоненти магнітного поля, а чутливість до перпендикулярної складової відсутня зовсім на відміну від ферозонду з використанням епітаксійної плівки орієнтації (111) [6,8]. Причому чутливість до x - та y -компонент вимірюваного поля не пов'язана з анізотропією плівки, оскільки у відповідні амплітуди чутливих гармонік не входять параметри магнітної анізотропії. Зазначимо, що за повної відсутності члена E_A у виразі для енергії чутливого елемента (1) за описаним вище підходом до побудови моделі сигналу ферозонду можна отримати, що фазова модуляція обертального руху вектора намагніченості у разі циркулярного збудження виникатиме тільки при наявності ненульового вимірюваного поля і проявлятиметься лише появою другої гармоніки, так само як у виразах (11–12). Це означає, що чутливість до планарних компонент поля ніяк не пов'язана з кристалографічною орієнтацією, а лише з тензорним характером магнітної сприйнятливості при прикладенні магнітного поля навіть до ізотропного магнітного середовища.

З іншого боку, в спектрі сигналу відклику містяться непарні гармоніки (3-тя та 5-та), пов'язані з кристалографічною анізотропією і не пов'язані зі зміною симетрії системи, викликаною наявністю вимірюваного поля, а у випадку орієнтації (110) як кристалографічна, так і ромбічна магнітні анізотропії модифікують також амплітуду першої гармоніки. У [6,8] було отримано, що для орієнтації чутливого елемента (111) в спектрі відклику ферозонду аналогічно (як прояв кубічної анізотропії) виникали 5-та та 7-ма гармоніки, тоді як чутливою до планарних компонент вимірюваного поля була друга гармоніка (аналогічно до виразів (11–12)), а до перпендикулярної компоненти – 2-га і 4-та. Очевидно, що такі відмінності пов'язані з особливостями результуючої симетрії ОЛН, що виникає внаслідок змішування кристалографічної та індукованої магнітної анізотропії, а також анізотропії форми чутливого елемента.

Ці результати нашого аналізу спонукали до постановки нової задачі дослідження – встановлення, як симетрія осей легкого намагнічування пов'язана з гармонічним складом сигналу відклику та можливістю вимірювання перпендикулярної складової магнітного поля.

Симетрія ОЛН в різних орієнтаціях ферогранатової плівки

Розташування ОЛН об'ємного кристала гранату відносно площини орієнтації розглянутих чутливих елементів показано на рис. 3, а їх розташування в чутливому елементі в площинах, перпендикулярних до його площини, – на рис. 4. Для наочності на рис. 3 одночасно з легкими осями сімейства $\langle 111 \rangle$ показано кубічну елементарну ґратку ферогранату та контури чутливого елемента відповідної орієнтації (еліпсом). Наявність змішаної магнітної анізотропії, і насамперед наявність, окрім кристалографічної анізотропії, ще й анізотропії форми, приводить до відхилення ОЛН від напрямків просторових діагоналей куба до площини плівки (див. рис. 4) та пониження їх симетрії. Для орієнтації (111) це приводить також до того, що вісь, перпендикулярна до площини плівки, перестає бути віссю легкого намагнічування [11].

Основна відмінність симетрії ОЛН плівок з орієнтацією (100) та (110) від плівки з орієнтацією (111) полягає в тому, що існують пари дзеркально симетричних відносно площини плівки ОЛН з однаковими азимутами у площині, тоді як в плівці (111) такої симетрії немає. Це приводить до того, що в розглянутих тут моделях кут δ залежить лише від компоненти квазіпостійного вимірюваного поля h_z , оскільки це поле є дуже малим, його не можна виміряти не лише на основі принципу дії ферозонда, але й просто індуктивним методом. У плівці орієнтації (111) кут δ залежить також від азимуту вектора намагніченості [6,8], тобто зміна в часі зазнає впливу перпендикулярної компоненти поля, що й приводить до чутливості парних гармонік сигналу відповідного ферозонду до перпендикулярної компоненти магнітного поля.

Рис. 3. Розташування осей легкого намагнічування об'ємного кристала ферогранату відносно до площин (100) – а, (110) – б та (111) – в

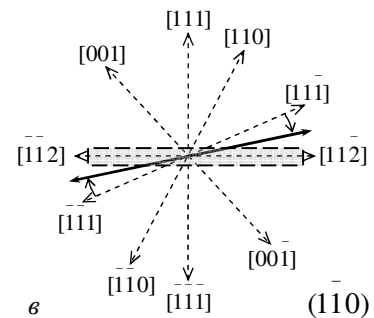
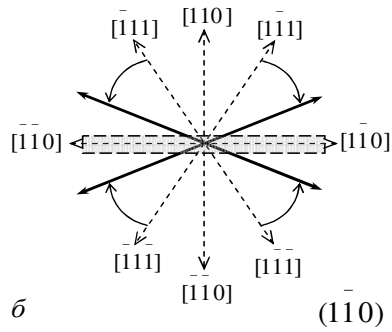
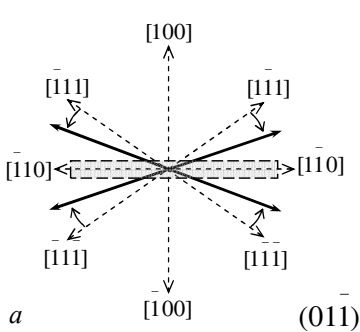
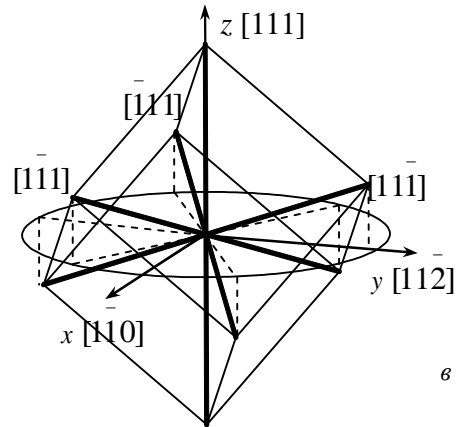
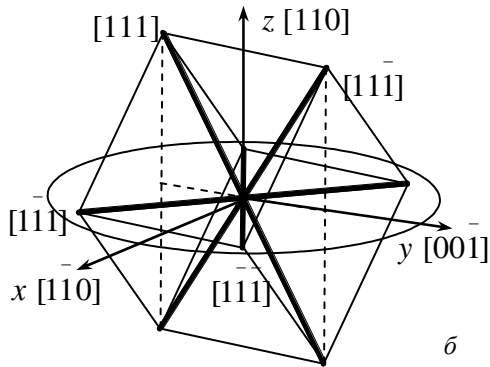
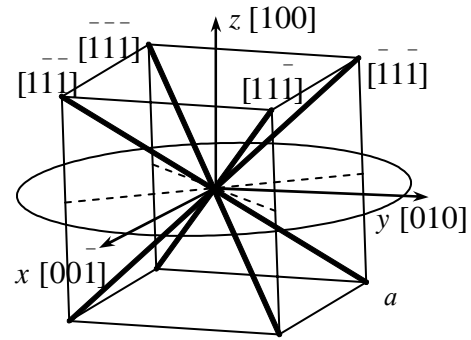


Рис. 4. На рис. а–в показано взаємне розташування осей легкого намагнічування (ОЛН) (суцільні лінії) та їх відхилення від ОЛН об'ємного кристала у плівках орієнтації відповідно (100), (110) та (111) у площинах, перпендикулярних до площини чутливого елемента. Пунктиром позначено основні кристалографічні напрямки

Для перевірки цього висновку було проаналізовано ще один випадок, а саме півки з одновісною магнітною анізотропією, єдина вісь якої нахилена під деяким кутом до площини півки. Цей випадок відповідає симетрії ОЛН, зображеній на рис. 4, в. Модель ферозонду на основі магнітної півки з анізотропією типу „нахилена легка вісь”, проаналізовано нижче.

Треба зазначити, що наявність дзеркально симетричних ОЛН в півках (100) та (110) створює конкуренцію орієнтаційних фаз намагніченості у разі прикладення магнітного поля лише строго у площині півки і, вірогідно, утруднює утворення монодоменого стану полем збудження. Ця обставина, як і відсутність можливості вимірювати усі три компоненти зовнішнього магнітного поля, робить ці орієнтації ферогранатової півки мало придатними для побудови ферозонду з обертальним перемагнічуванням.

**Ферозонд на основі півки із єдиною нахиленою віссю
легкого намагнічування**

Аналіз функціонування ферозонду із віссю легкого намагнічування, нахиленою під кутом γ до площини півки, проводили аналогічно до того, як це було описано в першому розділі роботи. Під час вибору системи координат для аналізу вважали, що „легка вісь”, нахилена під кутом γ до площини півки, розташована в площині xOz . Розташування осей вибраної системи координат зображено на рис. 5. Вираз для густини енергії магнітної анізотропії у цьому випадку матиме вигляд:

$$E_A = -K_A (\cos \varphi \sin \theta \sin \gamma + \cos \theta \cos \gamma)^2, \quad (13)$$

де K_A – константа одновісної магнітної анізотропії гіпотетичної півки. Вважаючи, що кут відхилення ОЛН від площини півки є невеликий, у цьому випадку можемо зробити ті самі спрощення для розв’язання системи рівнянь (8), а саме вважати, що кути δ та $\Delta\varphi$ є малими. У цьому разі на відміну від попередньо розглянутих орієнтацій монокристалічної півки отримуємо, що кут δ є функцією азимуту вектора намагніченості, що й приводить до чутливості гармонічного складу сигналу відклику ферозонду до перпендикулярної компоненти вимірюваного магнітного поля.

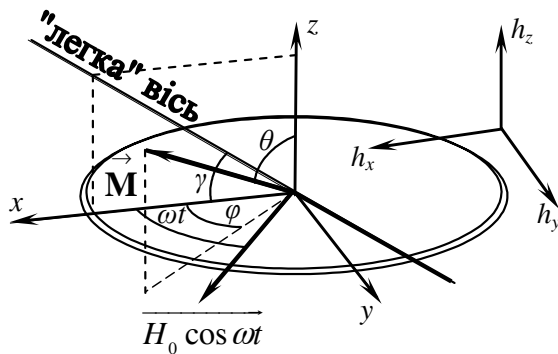


Рис. 5. Розміщення вектора намагніченості, осі легкого намагнічування та зовнішніх полів при обертальному перемагнічуванні півки з магнітною анізотропією типу „нахилена легка вісь”

Отримані вирази для спектрального складу е.р.с., індукованих у вимірювальних котушках, орієнтованих осями вздовж x та y , мають вигляд:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = M_S \omega \left(\left(-1 + \frac{K_A}{2M_S H_0} \right) \sin \omega t + \left(\alpha \frac{h_z}{H_0} - \frac{h_x}{H_0} \right) \sin 2\omega t + \frac{h_y}{H_0} \cos 2\omega t - \frac{3}{2} \frac{K_A}{M_S H_0} \sin 3\omega t \right) \quad (14a)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = M_S \omega \left(\left(1 - \frac{K_A}{2M_S H_0} \right) \cos \omega t + \left(\alpha \frac{h_z}{H_0} - \frac{h_x}{H_0} \right) \cos 2\omega t - \frac{h_y}{H_0} \sin 2\omega t - \frac{3}{2} \frac{K_A}{M_S H_0} \cos 3\omega t \right) \quad (14б),$$

де $\alpha = 2K_A M_S H_0 / (K_A^2 - M_S H_0 (K_A + 4\pi M_S^2 + M_S H_0))$.

Вирази (14) показують, що амплітуда другої гармоніки стає чутливою до перпендикулярної компоненти магнітного поля, причому чутливість залежить від величини константи одновісної анізотропії. Очевидно, що чутливість буде більшою із збільшенням величини K_A , а, відтак, і кута γ . Однак для великих кутів γ вирази (14) можуть виявитися неточними. Отже, аналіз останньої моделі дає змогу підтвердити, що чутливість ферозонду з обертальним перемагнічуванням магнітної півки до перпендикулярної компоненти магнітного поля з’являється тоді, коли існує магнітна анізотропія з ОЛН, що не мають дзеркальної симетрії відносно площини півки.

Розглянута щойно модель активного середовища хоч і не може відповідати епітаксійній ферогранатовій плівці, однак може відповідати полікристалічним чи аморфним плівкам з індукованою нахиленою одновісною магнітною анізотропією. Анізотропія такого типу може бути сформована штучним текстуруванням при осадженні магнітної плівки на нахилену підкладку або при відповідній термомагнітній обробці. Тому такий аналіз можна застосувати для розроблення векторного перетворювача магнітного поля на основі ферозонду з обертальним магнітним полем та використанням магнітної плівки з індукованою нахиленою одновісною магнітною анізотропією.

Висновки

Моделюванням сигналу індуктивного відклику феромодуляційного перетворювача магнітного поля із збудженням обертальним магнітним полем проведено порівняльне дослідження його спектрального складу для активних середовищ на основі епітаксійних плівок ферогранату різної кристалографічної орієнтації, зокрема орієнтації (100), (110) та раніше дослідженої (111). У результаті виявлено, що для орієнтацій плівки (100) та (110) на відміну від орієнтації (111) ферозонд є чутливим лише до двох компонент магнітного поля, паралельних до площини плівки, причому чутливість до цих двох компонент поля не залежить від властивостей магнітної анізотропії та орієнтації плівки. Проаналізовано взаємозв'язок симетрії системи осей легкого намагнічування активного середовища, що формується в результаті суперпозиції кристалографічної, індукованої магнітної анізотропії плівки та її анізотропії форми, з можливістю вимірювання перпендикулярної компоненти зовнішнього магнітного поля. Встановлено, що така здатність пов'язана з існуванням таких осей легкого намагнічування, які нахилені до площини плівки і не мають дзеркально симетричної відносно площини плівки пари. Для підтвердження цього висновку побудовано модель ферозонду на основі активного середовища з магнітною анізотропією типу „нахилена легка вісь”, яка показала чутливість до перпендикулярної компоненти магнітного поля, як і епітаксійна ферогранатова плівка орієнтації (111). Окрім цього, останню модель можна використати для розроблення феромодуляційних перетворювачів для векторного вимірювання магнітного поля на основі полікристалічних чи аморфних магнітних плівок з індукованою нахиленою одновісною магнітною анізотропією.

Роботу виконано в межах договору з МОН України М/60-2006.

1. Primdahl F., *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1979. – 12. – P. 241–253. 2. Афанасьев Ю.В. *Феррозондовые приборы.* – Л.: Энергоатомиздат. 1986.– 188 с. 3. Ripka P., *Sensors and Actuators.* – 1992. – A33. – P. 129–141. 4. Perlov A.Ya., Voronko A.I., Vetoshko P.M., Volkovoy V.B., *The 38-th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM-93), Minneapolis, Minnesota, USA.* – 1993. 5. Ubizskii S.B., *Magn. & Magn. Mat.* – 2000. – 219. – P. 127–141. 6. Убізький С.Б., *Вісник Державного університету “Львівська політехніка”, Сер. Електроніка.* – 2001, № 423.– С.59–65. 7. Vetoshko P.M., Valeiko M.V., Nikitin P.I., *Sensors and Actuators.* – 2003. – A106 – P. 270–273. 8. Убізький С.Б., Павлык Л.П., Христофороу Е., *Ученые записки Таврического национального университета – буде опубліковано.* 9. Hansen P., Krutme J.-P., *Thin Solid Films.* – 1984. – 114. – P. 69–107. 10. Тукадзуми С. *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения.* – М.: Мир, 1987. 11. Ubizskii S.B., *J. Magn. & Magn. Mat.* – 1999. – 195. – P. 575–582. 12. Klank M., Hagedorn O., Shamonin M., Dötsch H., *Journal of Applied Physics.* – 2002. – 92. – P. 6484–6488.