

С.І. Ющук, С.О. Юр'єв

Діагностика магнітної анізотропії епітаксійних плівок ферогранатів

Національний університет "Львівська політехніка", вул. Ст. Бандери, 12, м. Львів, 79046
(032)258-27-66, E-mail: syuryev@mail.ru

Проаналізовано причини виникнення одновісної магнітної анізотропії (ОМА) в епітаксійних плівках ферогранатів. Запропоновано метод вимірювання поля (H_K) ОМА. В основу методу покладено визначення з допомогою ефекту Фарадея залежності поздовжньої сприйнятливості плівкового зразка від поперечного постійного магнітного поля, перпендикулярного до вісі легкого намагнічування. Наведено блок-схему вимірювальної установки. Відносна похибка вимірювання H_K не перевищує 5 %.

Ключові слова: ферогранатові плівки, магнітна анізотропія, магнітна сприйнятливість, ефект Фарадея.

Стаття постуила до редакції 13.02.2012; прийнята до друку 15.06.2012.

Вступ

В магнітовпорядкованому стані магнітні моменти атомів є певним чином орієнтовані в кристалічній решітці. У феромагнетиках і некомпенсованих оксидних антиферомагнетиках (феритах) напрям, у якому скерована намагніченість, називається віссю легкого намагнічування (ВЛН). Для відхилення намагніченості від цієї вісі необхідно витратити певну енергію – енергію магнітної анізотропії.

Магнітна анізотропія кристала, який має магнітне упорядкування та ідеальну кристалічну решітку, називається магнітною кристалографічною анізотропією. В більшості магнітовпорядкованих речовин основною причиною кристалографічної анізотропії є спин-орбітальна взаємодія. Можуть бути інші внески в магнітну анізотропію, які обумовлені дефектами, механічними напруженнями, включеннями тощо. Часто ці додаткові внески є більшими від кристалографічної анізотропії.

Епітаксійні плівки феритів-гранатів (ЕПФГ) є перспективними матеріалами сучасної електронної техніки. Для застосування в приладах на циліндричних магнітних доменах, магнітостатичних пристроях оптоелектроніки і в надвисокочастотній техніці потрібні ферогранатові плівки з перпендикулярною анізотропією намагніченості. Для використання в сенсорах електричного струму і магнітного поля, для магнітооптичної візуалізації магнітних неоднорідностей необхідні ферогранатові плівки з анізотропією типу "легка площина".

При створенні відповідних магнітних середовищ

на основі ЕПФГ основна увага повинна бути скерована на отримання оптимальних фізичних властивостей, в тому числі значення поля і напряму одновісної магнітної анізотропії (ОМА). Оптимізувати властивості епітаксійних плівок ферогранатів можна шляхом підбору хімічного складу розчину-розплаву та умов їх вирощування, а також з допомогою термічної обробки [1, 2] та іонної імплантації [3].

В роботі [4] проведено широкопланове дослідження ростової анізотропії епітаксійних плівок ферогранатів. Зроблено огляд методів вимірювання параметрів магнітної анізотропії ЕПФГ. Використання традиційних методів вимірювання, таких, як обертовий магнетометр, феромагнітний резонанс тощо, не дає достатньої точності і, крім того, ці методи досить складні.

В [4] зроблено висновок, що найбільш сучасними і точними методами дослідження магнітної анізотропії є магнітооптичні.

Нижче наведено опис методики і магнітооптичної установки для вимірювання поля ОМА ферогранатових плівок, яка була розроблена авторами на основі літературних даних [7].

І. Теоретичне обґрунтування

Для епітаксійних плівок рідкісноземельних ферогранатів наведеною віссю легкого намагнічування є напрям [111], який, зазвичай, вибирається по нормалі до площини плівки. Для опису поведінки намагніченості такого зразка

необхідно мати відповідну систему координат.

Виберемо систему координат, наведену на рис. 1.

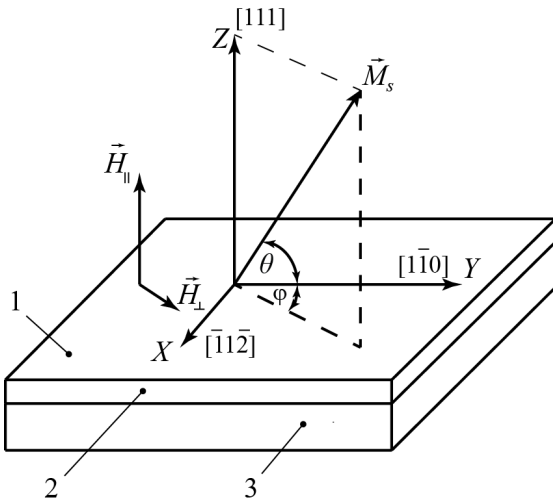


Рис. 1. Система координат, що описує орієнтацію намагніченості в полях H_{\parallel} і H_{\perp} : 1 – площина; 2 – плівка; 3 – підкладка.

Прикладемо до зразка магнітні поля: H_{\parallel} , паралельне до ВЛН, і поперечне поле H_{\perp} , що лежить в площині плівки (111) і є перпендикулярним до ВЛН. В присутності цих полів орієнтація намагніченості M_S буде характеризуватись кутом φ в площині плівки (звичайний азимутальний кут в полярній системі координат) і кутом θ між M_S і площиною плівки (θ - доповнюючий кут до полярного кута). Значення рівноважного кута $\theta = \theta_0$ при фіксованих значеннях полів H_{\parallel} і H_{\perp} можна визначити з розгляду енергетичного стану магнітної плівки.

Для конфігурації, наведеної на рис.1, густина магнітної енергії одновісної тонкої плівки в однодоменому стані з віссю легкого намагнічування, перпендикулярною до площини плівки, в присутності полів H_{\parallel} і H_{\perp} може бути подана у вигляді суми:

$$E = E_{H_{\parallel}} + E_{H_{\perp}} + E_D + E_{K_U} + E_{K_1}, \quad (1)$$

де $E_{H_{\parallel}} = -(\vec{M}_S \vec{H}_{\parallel}) = -M_S H_{\parallel} \sin \theta$ - густина

енергії в полі H_{\parallel} ;

$$E_{H_{\perp}} = -(\vec{M}_S \vec{H}_{\perp}) = -M_S H_{\perp} \cos \theta - \text{густина}$$

енергії в полі H_{\perp} ;

$E_D = 2\pi M_S^2 \sin^2 \theta$ - густина енергії поля розмагнічування;

$E_{K_U} = K_U \cos^2 \theta$ - густина енергії одновісної

анізотропії; K_U - константа одновісної анизотропії.

$$E_{K_1} = K_1 \left(\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{3} \sin^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta \sin \theta \cos 3j \right)$$

густина енергії кубічної анизотропії;

K_1 - константа кубічної анизотропії.

В загальному вигляді:

$$E = -M_S H_{\parallel} \sin \theta - M_S H_{\perp} \cos \theta + 2\pi M_S^2 \sin^2 \theta + K_U \cos^2 \theta + K_1 \left(\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{3} \sin^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos^3 \theta \sin \theta \cos 3j \right). \quad (2)$$

Для довільних комбінацій параметрів у виразі (2) рівноважний кут θ_0 визначаємо з розв'язку рівняння:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \quad (3)$$

або

$$-H_{\parallel} \cos \theta + H_{\perp} \sin \theta = \frac{1}{2} \left(\frac{2K_U}{M_S} - 4\pi M_S \right) \sin 2\theta - \frac{K_1}{M_S} g'(\theta, j), \quad (4)$$

де $g'(\theta, \varphi)$ - кутова частина густини енергії кубічної анизотропії.

В основу запропонованого методу вимірювання поля одновісної магнітної анизотропії покладено визначення з допомогою ефекту Фарадея залежності магнітної сприйнятливості зразка вздовж вісі легкого намагнічування ϵ_{\parallel} від величини постійного

магнітного поля, прикладеного перпендикулярно до ВЛН [5]. Нехай плоскополяризоване світло проходить через зразок паралельно до ВЛН, тоді, якщо додатково до поля H_{\parallel} прикласти невелике

синусоїдальне поле з амплітудою H_{\parallel}^{ω} , то кут поляризації світла, що пройшло через зразок, буде промодульованим внаслідок ефекту Фарадея синусоїдальним магнітним полем. Інтенсивність промодульованого світла визначаємо з допомогою системи, що складається з аналізатора і фотоприймача. Таким чином, сигнал на виході фотоприймача $V_{вих}$ буде пропорційним до значення

кута фарадеївського обертання, який, в свою чергу, є пропорційним до намагніченості вздовж напряму поширення світла $M_{||}$. З іншого боку,

$M_{||} = \chi_{||}(H_{||} + H_{||}^{\omega})$. Отже, вимірюваний сигнал на виході фотоприймача є прямо пропорційним до сприйнятливості $\chi_{||}$:

$$V_{вих} \approx c_{||} \cdot H_{||}^w. \quad (5)$$

Сприйнятливості плівкового зразка вздовж легкої вісі $\chi_{||}$ (поздовжня сприйнятливості) записується у вигляді:

$$c_{||} = \frac{\partial M_{||}}{\partial H_{||}} \bigg|_{\theta=\theta_0} = \frac{\partial(M_S \sin \theta)}{\partial H_{||}} \bigg|_{\theta=\theta_0}. \quad (6)$$

Аналіз рівнянь (4) і (6) в допущенні, що $K_1=0$ і $H_{||} \rightarrow 0$, дає наступні вирази для поздовжньої сприйнятливості:

$$c_{||} = \frac{M_S}{H'_K} \cdot \frac{x^2}{1-x^2}, \text{ для } x < 1, H_{||} \rightarrow 0; \quad (7a)$$

$$c_{||} = \frac{M_S}{H'_K} \cdot \frac{1}{1-x}, \text{ для } x > 1, H_{||} \rightarrow 0. \quad (7b)$$

$$\text{Тут } H'_K = \frac{2K_U}{M_S} - 4pM_S, \quad (8)$$

де $\frac{2K_U}{M_S} = H_K$ - поле одновісної анізотропії і $x = \frac{H_{\perp}}{H'_K}$.

З рівнянь (7a) і (7b) видно, що поздовжня сприйнятливості прямує до безмежності при $H_{\perp} \rightarrow H'_K$. Однак, в реальних плівках наявність кубічної анізотропії, поля $H_{||}$, яке не зникає, неоднорідності зразка, коерцитивності, неточності приладів та інших факторів не дозволяє $c_{||}$ досягнути безмежності при $H_{\perp} = H'_K$.

При виконанні вимірювань є особливо важливим врахувати вплив $H_{||}$ на поведінку $\chi_{||}$. Оскільки в розмагніченому стані рівноважна конфігурація доменів має вигляд почережних смуг - областей з протилежно напрямленими намагніченостями, то під впливом змінної компоненти поля $H_{||}^{\omega}$ доменні стінки осцилюють, і внаслідок цього генерується

великий сигнал, який буде затінювати сигнал однодоменної сприйнятливості. Для пригнічення паразитного сигналу осцилюючих доменних стінок прикладається постійне поле $H_{||}$, необхідне для насичення зразка.

Для оцінки впливу $H_{||}$ на поведінку сприйнятливості проаналізуємо рівняння (6):

$$\frac{\partial(M_S \sin \theta)}{\partial H_{||}} \bigg|_{\theta=\theta_0} = M_S \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{||}} \bigg|_{\theta=\theta_0}. \quad (9)$$

Для знаходження похідної $\frac{\partial \theta}{\partial H_{||}}$ продиференціюємо рівняння (4):

$$H_{||} \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{||}} + H_{\perp} \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{||}} - \cos \theta = \left(\frac{2K_U}{M_S} - 4pM_S \right) \cos 2\theta \frac{\partial \theta}{\partial H_{||}} - \frac{K_1}{M_S} g''(\theta_j) \frac{\partial \theta}{\partial H_{||}}. \quad (10)$$

Звідки

$$\frac{\partial \theta}{\partial H_{||}} = \cos \theta \left[\frac{H_{||} \sin \theta + H_{\perp} \cos \theta - \left(\frac{2K_U}{M_S} - 4pM_S \right) \cos 2\theta + \frac{K_1}{M_S} g''(\theta_j)}{H_{||} \sin \theta + H_{\perp} \cos \theta - \left(\frac{2K_U}{M_S} - 4pM_S \right) \cos 2\theta + \frac{K_1}{M_S} g''(\theta_j)} \right]^{-1}, \quad (11)$$

де $g''(\theta_j) = \frac{\partial^2 g(\theta_j)}{\partial \theta^2}$. Тепер, роблячи підстановку

виразів (9) і (11) в рівняння (6), отримуємо:

$$c_{||} = M_S \cos^2 \theta_0 \left[\frac{H_{||} \sin \theta_0 + H_{\perp} \cos \theta_0 - \left(\frac{2K_U}{M_S} - 4pM_S \right) \cos 2\theta_0 + \frac{K_1}{M_S} g''(\theta_0, j)}{H_{||} \sin \theta_0 + H_{\perp} \cos \theta_0 - \left(\frac{2K_U}{M_S} - 4pM_S \right) \cos 2\theta_0 + \frac{K_1}{M_S} g''(\theta_0, j)} \right]^{-1}, \quad (12)$$

Розглянемо випадок, коли $K_1=0$. Для реальних плівок це припущення є допустимим, оскільки $|K_1| \ll K_U$. Як показано в [6], в цьому випадку $c_{||}$ має скінчене значення і зі зростанням $H_{||}$ максимум

кривої $c_{II} = f(H_{\perp})$ зміщується в бік вищих значень H_{\perp} . Отже, значення поля H_{\perp}^0 в точці максимуму кривої сприйнятливості є функцією поля H_{II} . Введемо цю функцію у вигляді:

$$a(H_{II}) = \frac{H_{\perp}^0(H_{II})}{H'_K}. \quad (13)$$

II. Методика і результати вимірювань

На рис. 2 наведено результати чисельного розрахунку залежності функції $a(H_{II})$ від

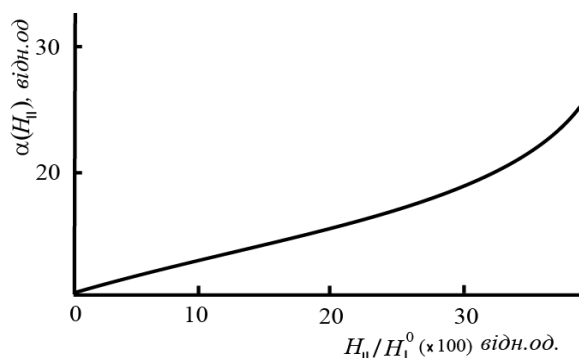


Рис. 2. Розрахункова залежність функції $a(H_{II})$ від нормалізованого поля $\frac{H_{II}}{H_{\perp}^0}$.

нормалізованого поля $\frac{H_{II}}{H_{\perp}^0}$ [7].

Для знаходження поля одновісної анізотропії необхідно побудувати криву залежності c_{II} від значення поля H_{\perp} , знайти напруженість поля H_{\perp}^0 в точці максимуму сприйнятливості. Потім з рис.2 по величині поля H_{\perp}^0 для заданого значення H_{II} визначити корегуючий множник α і обчислити поле H'_K за формулою (13). Для визначення поля одновісної анізотропії H_K з H'_K (див.(8)) необхідно знати намагніченість матеріалу плівки $4\pi M_S$, яку вимірюють незалежним методом [8].

На рис. 3 наведено блок-схему магнітооптичної установки, призначеної для автоматичної реєстрації кривої залежності c_{II} від значення поля H_{\perp} . Лінійно поляризоване світло від лазера 1, що працює в одномодовому режимі, проходить через досліджуваний плівковий зразок 15 і аналізатор 11. Для отримання максимального сигналу площина поляризації аналізатора утворює кут 45° з площиною поляризації променя лазера. Потім світло потрапляє на фотоприймач 12, в якості якого використовується фотоелектронний помножувач (ФЕП), що має максимальну чутливість в червоній області спектра. Для модулювання інтенсивності світла, що потрапляє на фотоприймач, використовується модулююча

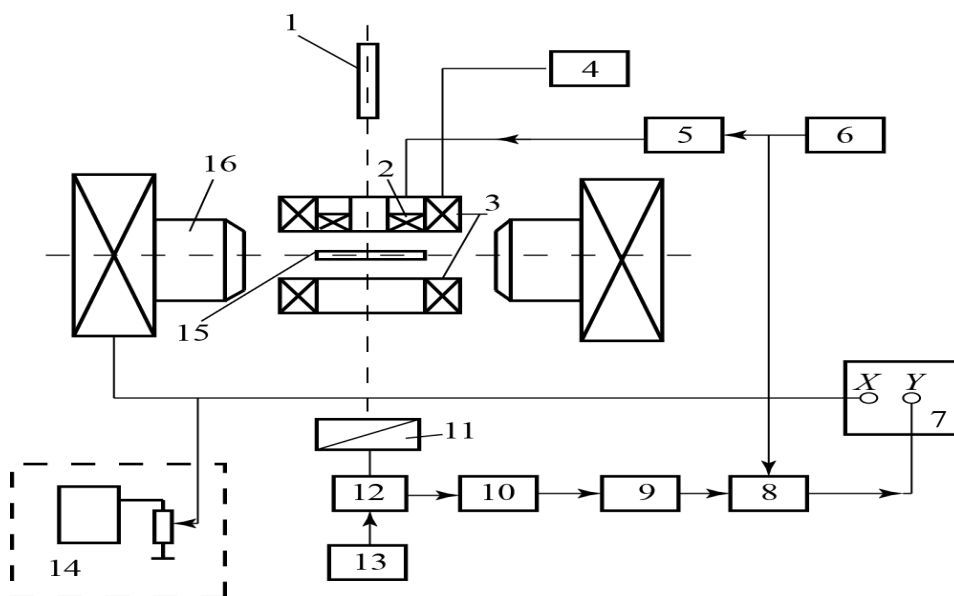


Рис.3. Блок-схема установки для вимірювання поля анізотропії.

1 – газований лазер; 2 – модулююча котушка; 3 – котушка поля зміщення (кільця Гельмгольца); 4 – джерело постійного струму; 5 – підсилювач потужності; 6 – низькочастотний генератор; 7 – двокоординатний самозаписувач; 8 – синхронний детектор; 9 – вузькосмуговий підсилювач; 10 – витоковий повторювач; 11 – аналізатор; 12 – фотоелектронний помножувач; 13 – джерело живлення ФЕП; 14 – джерело живлення електромагніту; 15 – зразок; 16 – електромагніт.

котушка 2, магнітне поле якої змінює площину поляризації світла. Для покращення чутливості і захищеності від перешкод підсилення і перетворення сигналу від ФЕП здійснюється селективним підсилювачем 9 і синхронним детектором 8, з виходу якого сигнал подається на вхід Y двокоординатного записуючого пристрою 7.

Магнітне поле H_{\parallel} створюється парю кілець Гельмгольца, а для отримання площинного поля H_{\perp} використовується електромагніт 16 з максимальною напруженістю в зазорі $2,5 \text{ кЕ}$. Орієнтування зразка в магнітному полі у відповідності з геометрією, наведеною на рис. 1, здійснюється з допомогою оптичної методики [7]. Розгортка поля електромагніту H_{\perp} від нульового значення до заданої величини здійснюється плавною зміною струму через обмотки з допомогою регулюючого пристрою 14. Напруга, пропорційна до струму

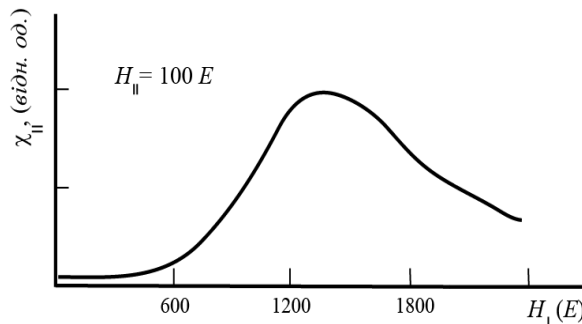


Рис. 4. Залежність поздовжньої сприйнятливості від поля H_{\perp} .

розгортки, подається на вхід X самозаписувача 7.

На рис.4 наведена виміряна крива залежності сприйнятливості χ_{\parallel} від поля H_{\perp} для епітаксійної плівки фєрограната $\text{Y}_{2,6}\text{Sm}_{0,4}\text{Fe}_{3,8}\text{Ga}_{1,2}\text{O}_{12}$, вирощеної на підкладці з монокристала галій-гадолінієвого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$.

Намагніченість насичення зразка $4\pi M_S = 180 \text{ Гс}$, виміряне поле анізотропії $H_K = (890 \pm 45) \text{ Е}$. Точність методу вимірювання поля анізотропії становить $\pm 5\%$.

Висновки

1. Проведено аналіз природи магнітної анізотропії в фєрогранатових плівках. Розглянуто різні причини виникнення наведеної одновісної анізотропії.

2. Розроблено магнітооптичну методику і виготовлено установку, яка дозволяє достатньо швидко і з задовільною точністю визначати значення поля одновісної анізотропії ЕПФГ.

Ющук С.І. – доктор технічних наук, професор кафедри фізики;

Юр'єв С.О. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики.

- [1] А.С. 940248 СССР, H01F10/00. Способ термической обработки ферритовых эпитаксиальных структур на основе железоиттриевого граната/ С.И. Ющук, В.Е. Тузяк, П.С. Костюк, М.М. Батенчук, О.Д. Лотоцкий (СССР). - №2999419/22. Опубл. 30.06.82; Бюл. № 24. 4 с.
- [2] С.І. Ющук, В.О. Коцюбинський, С.О. Юр'єв, І.П. Яремій. Вплив відпалу на магнітні властивості фєрогранатових плівок. // *ФХХТ*, 2(4), сс. 735-739 (2001).
- [3] Б.К. Остафійчук, В.М. Пилипів. *Модифікація структурних і магнітних властивостей поверхневих шарів плівок залізо-ітрієвого гранату*. Івано-Франківськ. ВДВ ЦІТ. 477 с. (2007).
- [4] В.А. Боков. *Сегнетоэлектрические и магнитные фазовые переходы в упорядоченных и неупорядоченных кристаллах*. Дис. д-ра физ.- мат.наук: 01.04.07/ Ленинград. ФТИ им. А.Ф. Иоффе. 431 с. (1982).
- [5] K.D. Leaver, M. Prutton, F.G. West. Measurement Susceptibility and Magnetocrystal Anisotropy// *Phys. Stat. Sol*, 15(1), pp.17-21 (1966).
- [6] P.W. Shumate. Extention of the analysis for an optical Magnetometer to include cubic anisotropy in detail// *J. Appl. Phys*, 44(7), pp. 1021-1024 (1973).
- [7] P.W. Shumate, D.H. Smith, F.B. Hagedorn. The temperature dependence of the anisotropy field and coercivity in epitaxial films of mixed rare-earth iron garnets// *J. Appl. Phys*, 44(1), pp. 449 – 454 (1973).
- [8] И.И. Адаменко, П.С. Костюк, Л.М. Летюк, М.М. Батенчук, С.И. Ющук. *Магнитометр с вибрирующим образцом для измерения параметров магнитных пленок*. Физическая электроника. Изд. Львов. Ун-та “Вища школа”, вып. 25, сс. 102-104 (1982).

S.I. Yushchuk, S.O. Yuryev

Diagnostics of Magnetic Anisotropy of Ferrogarnet Films

*National university "Lvivska politehnika" 12, Bandery St, Lviv, 79046
e-mail: syuryev@mail.ru*

Reasons of origin of monaxonic magnetic anisotropy (MMA) are analysed in epitaxial ferrogarnet films. The method of measuring of the field (H_K) of MMA is offered. In basis of method determination is fixed with the help of Faraday effect of dependence on longitudinal receptivity of film standard from the transversal permanent magnetic field which is perpendicular to the axis of the easy magnetizing. The flow-chart of the measuring setting is broughted. The relative error of measuring does not exceed 5 %.