

- [8] Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М., 1961.
 [9] Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М., 1953.
 [10] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М., 1977.
 [11] Аракелян С.М. Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., 1984.

УДК 548:537.611.44, 621.318.1

Убізський С.Б.

ДУ “Львівська політехніка”, кафедра напівпровідникової електроніки

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ДОМЕННОЇ СТРУКТУРИ В ЕПІТАКСІЙНИХ ПЛІВКАХ ЗАЛІЗО-ІТТРІЄВОГО ГРАНАТУ

© Убізський С.Б., 2000

У роботі за допомогою ефекту Фарадея спостерігалася структура магнітних доменів (111)-орієнтованих епітаксійних плівок залізо-іттрієвого гранату, що володіють малою односною магнітною анізотропією. Досліджено її особливості в тонких і товстих плівках, поведінку доменної структури під час перемагнічування, а також вплив країв плівки на формування і перемагнічування доменів.

Using Faraday effect a structure of magnetic domains was being observed in the (111)-oriented epitaxial yttrium iron garnet films with a low uniaxial magnetic anisotropy. Their peculiarities in thin and thick films are studied as well as the domain structure behavior under magnetization and an influence of film's edges on the formation and remagnetization of domains.

Вступ

Явища, пов'язані з виникненням доменної структури та її поведінкою в магнітному полі, не можна ігнорувати при аналізі процесів перемагнічування в магнітних матеріалах. Разом з тим, у відношенні до епітаксійних плівок чистого залізо-іттрієвого гранату $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG), історично склалося так, що ці процеси залишалися поза увагою дослідників, оскільки основне застосування цих матеріалів у НВЧ пристроях на магнітостатичних хвилях базувалося на гіромагнітних властивостях активного середовища в намагніченому до насичення стані, а процеси, що відбуваються при менших значеннях магнітного поля, очевидно, були неактуальними для основного застосування. Інтерес до процесів перемагнічування ферогранатових плівок подібних до YIG за своїми властивостями магнітної анізотропії виник у зв'язку з їх використанням у сенсорних пристроях, а саме у магнітооптичній візуалізації магнітних неоднорідностей [1–3], а також сенсорах магнітного поля та струму [4–6].

У роботі проведено експериментальне дослідження доменної структури (ДС) та її поведінки при прикладенні магнітного поля в епітаксійних плівках чистого YIG та YIG, легованого лантаном (YIG:La). Ці об'єкти дослідження вибрані як модельні для цілого класу ферогранатових плівок для сенсорних застосувань, що володіють змішаною одноосною та кубічною магнітною анізотропією. Крім того, досліджено зміну характеру ДС при збільшенні товщини плівки, а також значення країв зразка у формуванні доменів і поведінки ДС поблизу краю плівки при перемагнічуванні.

Епітаксійні плівки YIG та YIG:La володіють малою індукованою одноосною магнітною анізотропією, що відрізняє їх від одноосних плівок ферогранатів, які застосовують у пристроях пам'яті на циліндричних магнітних доменах (ЦМД) [7]. У цих умовах прояви кубічної магнітокристаліграфічної анізотропії, властивої об'ємному кристалу ферогранату, стають суттєвими. З іншого боку, як було показано раніше на основі феноменологічної теорії [8], наявність анізотропії форми плівки призводить до того, що система орієнтаційних станів намагніченості об'ємного кубічного ферогранату знижує свою симетрію і розпадається на кілька систем можливих орієнтаційних станів, які й визначають конфігурації доменної структури епітаксійної плівки.

Зразки та методика експерименту

Досліджувалися зразки епітаксійних структур з шаром YIG завтовшки 3...8 мкм та YIG:La завтовшки 10...65 мкм, вирощених на (111)-орієнтованій підкладках гадоліній-галлієвого гранату методом рідинно-фазної епітаксії в НВП "Карат" за стандартною технологією. Легування лантаном використане для зменшення розходження параметрів ґратки підкладки і плівки, дає змогу отримувати товсті плівки і, практично, не впливає на магнітні властивості плівок. Надалі обидва типи матеріалів позначатимемо однаково – YIG. Об'єкти дослідження володіли високим ступенем чистоти хімічного складу, структурної досконалості, а також повторюваності та однорідності своїх магнітних параметрів, що гарантується малим значенням ширини лінії феромагнітного резонансу ($2\Delta H$), яка є надзвичайно чутливою до згаданих факторів і для всіх досліджених зразків не перевищувала 0,5 Е. Для спостереження ДС товстих плівок виготовляли односторонні зразки, для чого плівка з однієї сторони епітаксійної структури усувалася шліфуванням, а після цього шліфована сторона підкладки полірувалася до оптичної якості. Спостереження крайових доменів здійснювалось на зразках чистого YIG завтовшки 7 мкм, в яких край плівки у формі диску діаметром 5 мм формувався методом фотолітографії з подальшим хімічним травленням плівки в незахищених маскою ділянках.

Для реєстрації зображень ДС була використана схема спостереження ефекту Фарадея, реалізована на поляризаційному оптичному мікроскопі, обладнаному ПЗЗ-камерою та інтерфейсом з комп'ютерною системою, що дала змогу спостерігати зображення в реальному часі та реєструвати миттєве зображення. Для підвищення контрасту і переведення інтенсивності зображення в шкалу кутів фарадеївського повороту була використана методика "двох положень" [9], заснована на реєстрації двох зображень з різними кутами розвороту поляризатора-аналізатора та цифровій обробці. Реєструючи інтенсивність в одній і тій же області плівки при двох різних кутах розвороту аналізатора $\pm\gamma$ від положення схрещення з поляризатором, можна отримати два рівняння для локальної інтенсивності світла I_{\pm} , що пройшло через систему поляризатор–зразок-аналізатор, з яких можна виразити значення

фарадеївського повороту в плівці через зареєстровані інтенсивності I_{\pm} та значення кута γ

$$\varphi = \gamma \frac{\sqrt{I_+} - \sqrt{I_-}}{\sqrt{I_+} + \sqrt{I_-}}. \quad (1)$$

На рис.1,а,б показані два вихідні зображення ДС, а на рис.1,в – зображення, отримане після обробки згідно з (1). Як видно, така обробка не лише переводить шкалу інтенсивностей зображення в шкалу фарадеївського повертання, але й суттєво підвищує контраст зображення ДС й усуває спотворення, пов'язані з нерівномірністю освітлення.

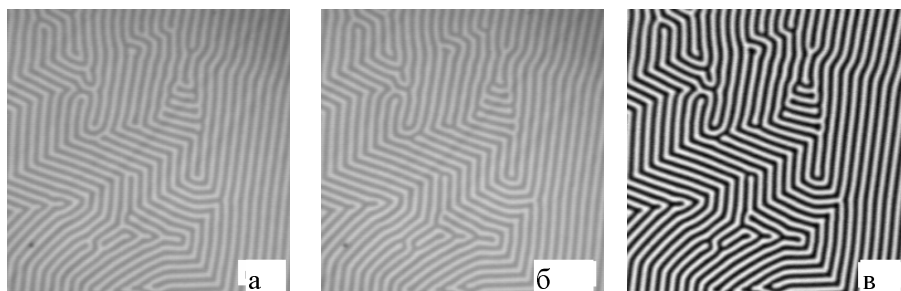


Рис.1. Вихідні зображення доменної структури ферогранатової плівки I_{\pm} при $\gamma = +3^{\circ}$ (а) та -3° (б) та зображення, отримане після обробки згідно з (1) у шкалі кута фарадеївського обертання (в), для якого фарадеївський кут становить $\varphi = \pm 0,12^{\circ}$.

Прикладення магнітного поля здійснювалося в режимі квазістатичного намагнічування за допомогою системи кілець Гельмгольца в площині плівки та за допомогою охолодженого соленоїда – в нормальному до плівки напрямку. Всі експерименти проводилися при кімнатній температурі.

Результати та їх обговорення

Доменна структура в усіх досліджуваних плівках завтовшки до 36 мкм включно має вигляд смуг, які завдяки нормальній до плівки складовій намагніченості створюють магнітооптичний контраст (див. рис.1, в). У зображеннях спостерігається переважаюча орієнтація смуг вздовж трьох напрямків у площині плівки, які розвернуті між собою на кут 120° . На основі рентгенодифракційного методу встановлено, що ці напрямки належать до сімейства кристалографічних осей $\langle 112 \rangle$. Саме така орієнтація намагніченості в доменах очікувалась у відсутності магнітного поля, виходячи з феноменологічної теорії орієнтаційних станів в плівках ферогранатів з помірною одноосною анізотропією [8]. Доменні стінки між сусідніми темними та світлими смугами однієї орієнтації є 180° -ми доменними стінками, тоді як смуги, що мають різну орієнтацію в площині плівки утворюють 120° або 60° доменні стінки за класифікацією [8]. 180° -ні та 60° -ні стінки розділяють області, що належать двом орієнтаційним станам намагніченості з відхиленням від площини плівки в різні боки [8], що призводить до зменшення магнітостатичної енергії розмагнічувальних полів. На рис.1,в видно, що переважаючими є стінки першого типу. Це може бути пов'язано з їх меншою енергією. 120° -ні стінки розділяють просторово різні орієнтаційні стани однієї субфази [8]. З рис.1 видно, що 120° -ні стінки розділяють макродомени, тобто області доменів паралельної орієнтації, оскільки призводять до зменшення енергії розмагнічуючих

полів спрямованих вздовж півки. Характерний період смугастої доменної структури півок YIG лежить в діапазоні 5...15 мкм.

На підставі значень фарадеївського обертання в “темних” і “світлих” доменах, визначених завдяки описаній вище методиці цифрової обробки зображень ДС, оцінено кут між вектором намагніченості в доменах та площиною півки. Для різних зразків він знаходиться в межах від 7 до 20°. Отже, ці значення перевищують ті, які можна отримати з теорії в наближенні монодомена [8], що пояснюється пониженою магнітостатичною енергією, якою володіє доменна структура півки. Якщо припустити, що магнітостатична енергія півки, зумовлена обмеженістю форми, зменшилась до нуля завдяки утворенню доменів, то вектор намагніченості повинен орієнтуватися вздовж легких осей об’ємного гранату, тобто вздовж осей сімейства $\langle 111 \rangle$, серед яких одна вісь є нормаллю до площини півки, а решта три ($[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[11\bar{1}]$) утворюють з площиною кут 19°. Як свідчить експеримент, пониження магнітостатичної енергії півки через утворення доменів не призводить до рівноправності усіх чотирьох напрямків, а залишає виділеними лише три останніх. Разом з тим, існує відхилення напрямку намагніченості від легких осей кубічного кристала, яке, очевидно, зумовлено як скінченністю магнітостатичної енергії та енергії доменних стінок, так і наявністю одноосної магнітної анізотропії [10].

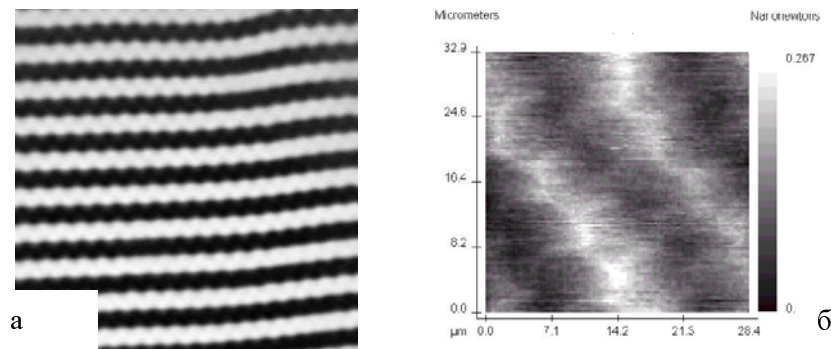


Рис.2. Магнітооптичне зображення доменної структури півки YIG завтовшки 36 мкм в геометрії Фарадея в ділянці розміром $120 \times 120 \text{ мкм}^2$ (а) та зображення поверхні тієї ж півки, отримане за допомогою магнітного силового мікроскопа в полі $30 \times 30 \text{ мкм}^2$ (б).

При збільшенні товщини півки її доменна структура видозмінюється. У півці завтовшки 36 мкм спостерігається зигзагоподібна модуляція стінок смуг доменів (рис.2, а). Це може бути пов’язане з розчепленням вертикальної доменної стінки поблизу поверхні товстої півки [11]. На рис.2,б представлено зображення, отримане за допомогою магнітного силового мікроскопа, і демонструє розподіл намагніченості на поверхні тієї ж півки. При ще більших товщинах півки ДС стає ще складнішою і, найбільш імовірно, пояснюється виникненням т.з. замикаючих доменів, які виникають у пластинах об’ємного кубічного магнетика. При цьому можна твердити, що півка YIG перестає бути тонкою півкою, а її доменна структура більше відповідає ДС об’ємного кристала ферогранату. На рис.3, а–в показана залишкова ДС однієї й тієї ж ділянки півки YIG завтовшки 52 мкм після кількаразового прикладення планарного магнітного поля, а на рис.3,г – ДС півки YIG завтовшки 64 мкм.

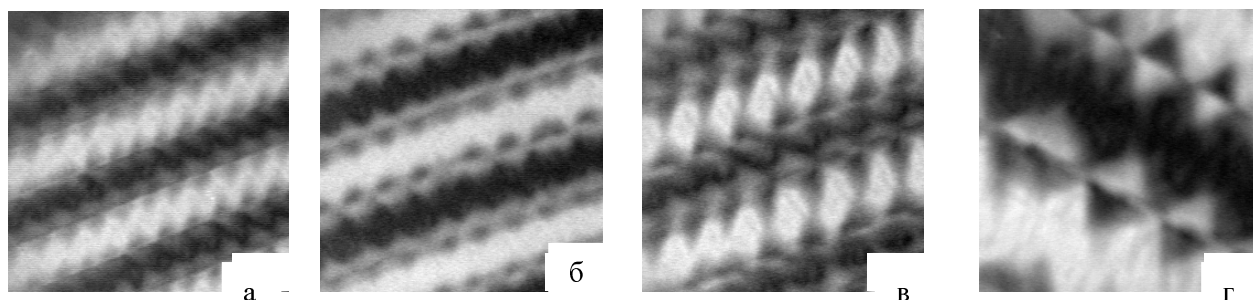


Рис.3. Залишкова доменна структура однієї й тієї ж ділянки плівки YIG завтовшки 52 мкм після прикладення планарного магнітного поля (а–в) та плівки завтовшки 64 мкм (г). Розмір всіх зображень становить 220×220 мкм².

Прикладення магнітного поля в площині плівки виявляє нові особливості доменної структури плівок YIG. На рис.4,а–ж показана еволюція доменної структури плівки YIG завтовшки 12 мкм при прикладенні магнітного поля вздовж напрямку смуг ДС. При намагнічуванні, у відносно невеликому інтервалі полів система паралельних смуг (рис.4, а) перетворюється у паркетоподібну структуру (рис.4, б), а далі знову в смугасту (рис.4, в). Така поведінка виглядає незвичною, оскільки початково смуги ДС орієнтовані вздовж поля і треба очікувати намагнічування плівки зміною об'єму доменів з тією орієнтацією магнітного моменту, яка становить менший кут з напрямком поля (на рис.4 – це темні домени). Замість цього виникає доменна структура, в якій спостерігаються дві системи смуг, які складають в площині плівки кут $\pm 24^\circ$ з напрямком поля (рис.4, б). Ця доменна структура порівняно з структурою на рис.4,а має два додаткових вклади енергії – за рахунок збільшення довжини (приблизно на 9,5 %) 180° -х доменних стінок та за рахунок утворення перпендикулярно до поля доменних стінок між макродоменами.

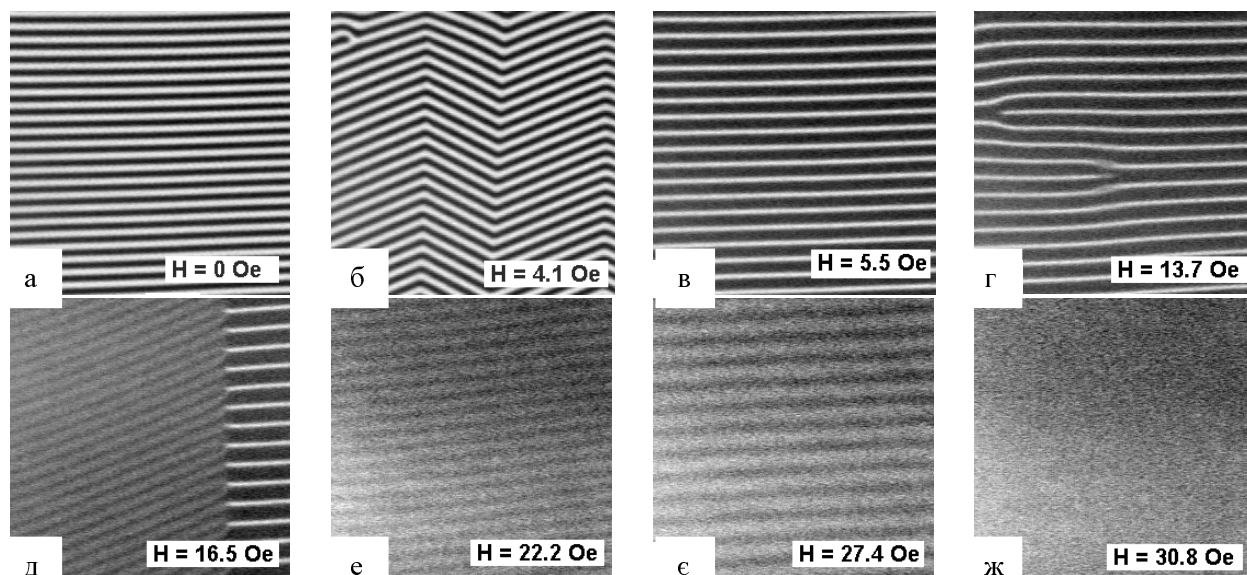


Рис.4. Еволюція доменної структури плівки YIG завтовшки 12 мкм при прикладенні зовнішнього магнітного поля вздовж смуг доменів в напрямку [112]. Розмір всіх зображень становить 220×220 мкм².

Для пояснення причин такої поведінки згадаємо, що напрямок намагніченості в доменах відхиляється від площини плівки завдяки наявності кубічної анізотропії [8]. Причому відхилення намагніченості в бік нормалі до плівки приблизно однакове в доменах, зображе-

них на рис.4,а,б. При зміні відносного об'єму доменів темного і світлого кольорів, виникає нормальна складова намагніченості всієї системи, яка призводить до збільшення магнітостатичної енергії. Конкуренція перерахованих вкладів у сумарну енергію системи, вірогідно, може призвести до того, що формування паркетоподібної доменної структури, в якій відносний об'єм темних і світлих доменів зберігається, стає енергетично вигідним у певному інтервалі полів. При подальшому збільшенні прикладеного поля знову утворюється смугаста структура, в якій вже відносна ширина темних і світлих доменів помітно відрізняється. Перехід від паркетоподібної структури до смугастої, яка існує при більших полях, показаний на рис.5. Він відбувається як фазовий перехід першого роду, оскільки під час перебудови можна спостерігати співіснування двох фаз з різною доменною структурою. Причому з наведених зображень видно, що у високопольовій фазі нормальна складова намагніченості темних доменів зменшується (зменшується магнітооптичний контраст), а відносна ширина темних доменів зростає.

При збільшенні поля в інтервалі полів 5,5...16 Е (рис.4, в, г) відбувається зростання періоду ДС та відносного об'єму темних доменів. А в області полів $\sim 16,5$ Е відбувається виникнення нової фази з смугастою доменною структурою, яка має ще нижчий магнітооптичний контраст і суттєво менший період (рис.4, д). Нова фаза виникає з орієнтацією смуг, відмінною від напрямку поля, але кут, який виникає між напрямком доменів та зовнішнім полем зменшується при подальшому збільшенні поля. Одночасно неперервно зменшується контраст і зростає період ДС. Причина появи цієї орієнтаційної фази може бути аналогічною до розглянутої вище причини утворення паркетоподібної структури з тією різницею, що в останньому випадку не виникають макродомени області і домени стінки відмінні від 180° -х. При полі близько 31 Е (рис.4, ж) доменна структура вже не спостерігається.

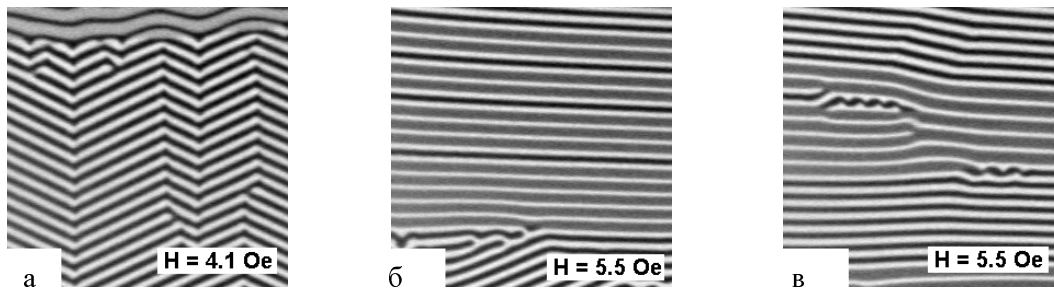


Рис.5. Трансформація паркетоподібної доменної структури в смугасту в плівці YIG завтовшки 12 мкм при прикладенні зовнішнього магнітного поля вздовж напрямку [112].

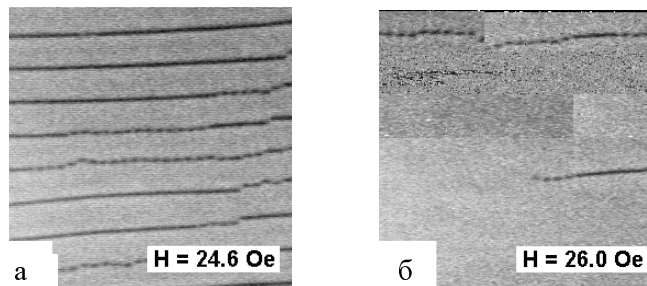


Рис.6. Утворення одиночних бульбашкоподібних магнітних доменів у плівці YIG завтовшки 12 мкм при прикладенні зовнішнього магнітного поля в площині плівки.

При деякій орієнтації магнітного поля в площині плівки, близької до напрямку смуг ДС в розмагніченому зразку, при значеннях магнітного поля, близьких до поля монодомінізації, виникають бульбашкоподібні домени (див. рис.6), які утворюються з смугастих доменів невідгідної щодо поля орієнтації. Якщо після монодомінізації магнітним полем змінити орієнтацію поля на $\sim 5^\circ$, то виникає мало контрастна смугаста ДС з орієнтацією смуг під кутом до поля, причому при зміні напрямку розвороту поля на протилежний система смуг відхиляється теж в протилежному напрямку.

На рис.7 показана еволюція доменної структури того ж зразка плівки YIG, але при прикладенні зовнішнього магнітного поля перпендикулярно до одного з напрямків смугастої ДС розмагніченого зразка (це відповідає осі важкого намагнічування сімейства $\langle 110 \rangle$). З наведених зображень видно, що в малих полях відбувається переорієнтація доменів так, що зростає відносний об'єм макродомінів з енергетично вигідною орієнтацією смуг. Одночасно відбувається поворот смуг до напрямку поля, так що взаємна розорієнтація смуг макродомінів вже не відповідає 120° . У полі близько 5 E вигляд ДС на рис.7,д мало чим відрізняється від зображеного на рис.4,в. При ще більшому полі (рис.7,е) виникає інша система смуг з низьким магнітооптичним контрастом. Її зникнення відбувається приблизно при тих самих значеннях поля, що й ДС, зображеної на рис.4,ж.

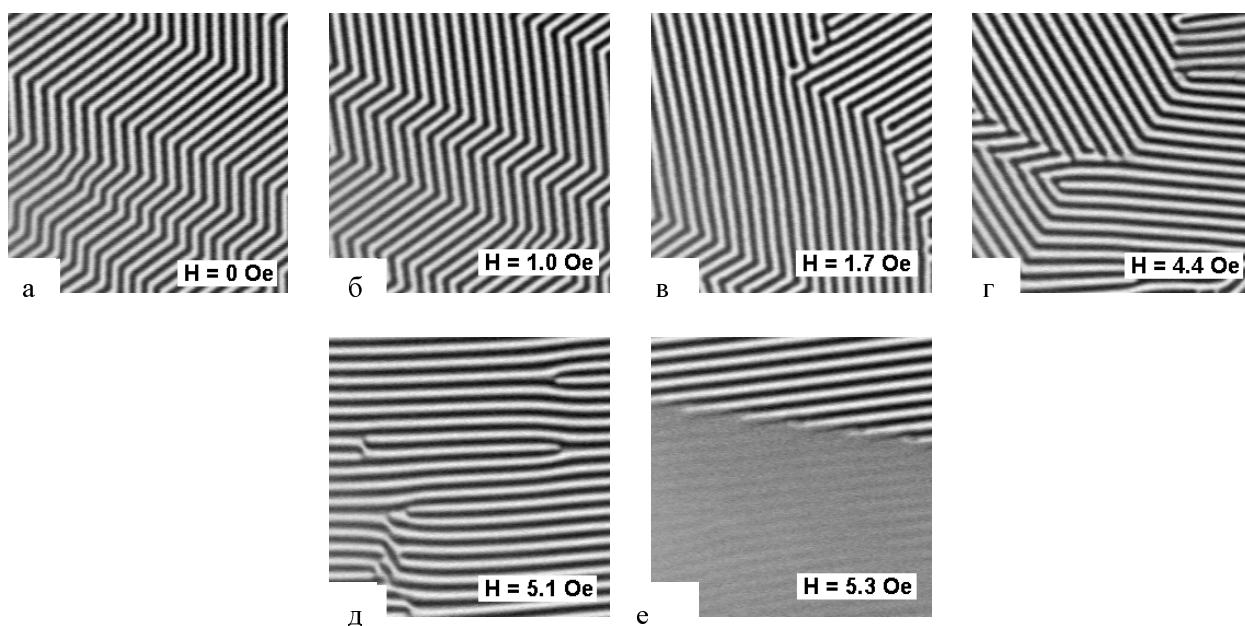


Рис.7. Еволюція доменної структури плівки YIG завтовшки 12 мкм при прикладенні зовнішнього магнітного поля в напрямку $[110]$ (горизонтальний напрямок на фото).

На рис.8 показана еволюція доменної структури плівки YIG завтовшки 36 мкм при прикладенні поля в напрямку, близькому до напрямку смуг доменів. Як відмічалось раніше ДС розмагніченого зразка проявляє зигзагоподібні модуляції доменних стінок вздовж смуг (рис.2, а). Їх зникнення – це перше, що відбувається з ДС при прикладенні зовнішнього магнітного поля. У цьому випадку планарне магнітне поле ніби посилює анізотропію форми плівки, тому ДС стає такою, яка спостерігається в тонших плівках YIG. Наступною подією, що відбувається зі смугастою ДС при підвищенні поля є утворення паркетоподібної ДС. Якісно цей процес відбувається так само як, було описано вище. Зображення на рис.8,а–в показують перехід фрагмента пакетоподібної структури у різношироку смугасту

структуру через хвилеподібні збурення смуг доменів. Далі відбувається збільшення періоду та зростання віддалення смуг доменів не вигідної орієнтації. При більш високих полях домени несприятливої орієнтації розпадаються на ізольовані домени (рис.8, д), які, як видно з рис.8,е, можуть утворити періодичні структури. Форма ізольованих доменів нагадує паралелограм. При подальшому підвищенні поля зростає відстань між одиночними доменами і, нарешті, вони зникають. Ці процеси дещо нагадують процес виникнення та колапсу ЦМД в одноосних магнітних плівках, в яких присутність одиночних доменів є основою для запису інформації [7, 11]. Однак у цьому випадку, одиночні домени виникають при прикладенні поля в площині плівки. Як і у випадку, описаному вище (для плівки завтовшки 12 мкм), одразу після зникнення одиночних доменів незначна зміна орієнтації зразка відносно поля (поворот в площині плівки) призводить до виникнення смугастої ДС, яка в дослідженій плівці завтовшки 36 мкм мала складніший характер. На рис.8,є,ж показано, що ДС, яка виникає при повороті зразка на 5° у різні сторони від напрямку поля, складається з двох систем доменів, смуги яких мають різну орієнтацію і період, причому при відхиленні напрямку поля в різні сторони, переважає одна з цих двох систем доменів.

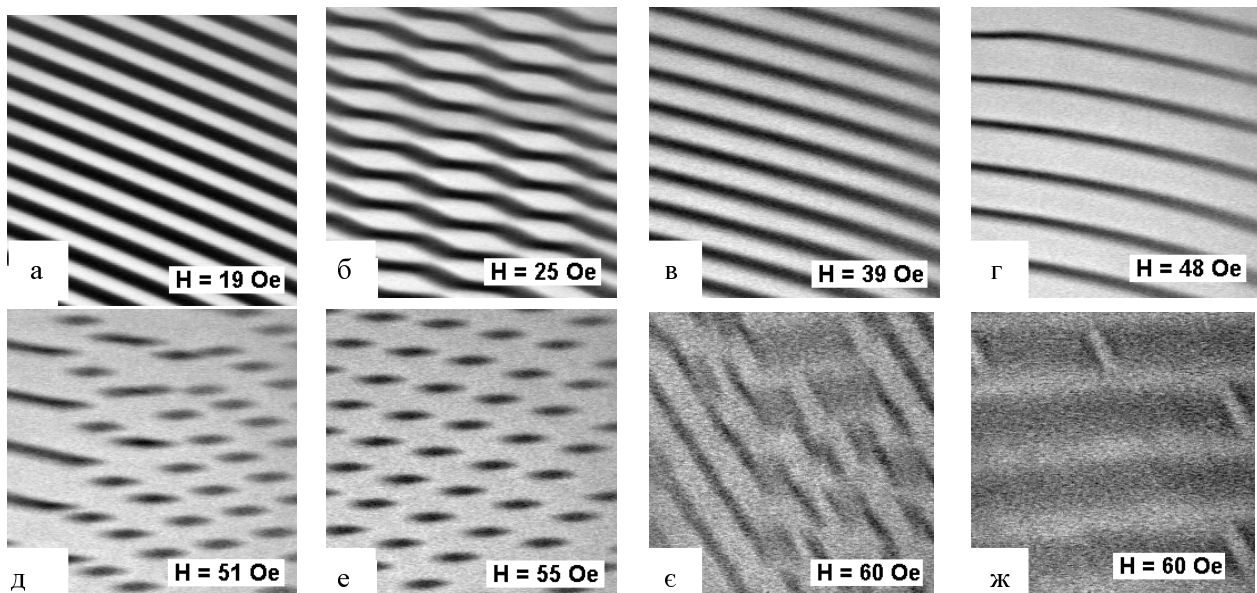


Рис.8. Еволюція доменної структури плівки YIG завтовшки 36 мкм при прикладенні зовнішнього магнітного поля вздовж смуг доменів (а–в) та виникнення доменів внаслідок розвороту магнітного поля в площині монодоменизованого зразка на $+5^\circ$ (е) та -5° (ж). Розмір всіх зображень становить $120 \times 120 \text{ мкм}^2$.

Дослідження доменної структури біля краю плівки, сформованого методом хімічного травлення показали, що в безпосередній близькості до краю ДС має інший вигляд, ніж в об'ємі плівки, що, очевидно, зумовлене неоднорідністю внутрішнього магнітного поля, пов'язаною з відмінністю форми зразка від еліпсоїдальної.

На рис.9,а показано зображення ДС розмагніченого зразка поблизу краю. Можна відмітити, що орієнтація смуг поблизу краю має напрямок, відмінний від орієнтації смугастої ДС основного об'єму плівки. Ця окрема система доменів демонструє практично однорідні за значенням фарадеївського обертання смуги, які займають ділянку близько 40 мкм від краю плівки. Спостереження вздовж всього краю виготовлених зразків показало, що смуги

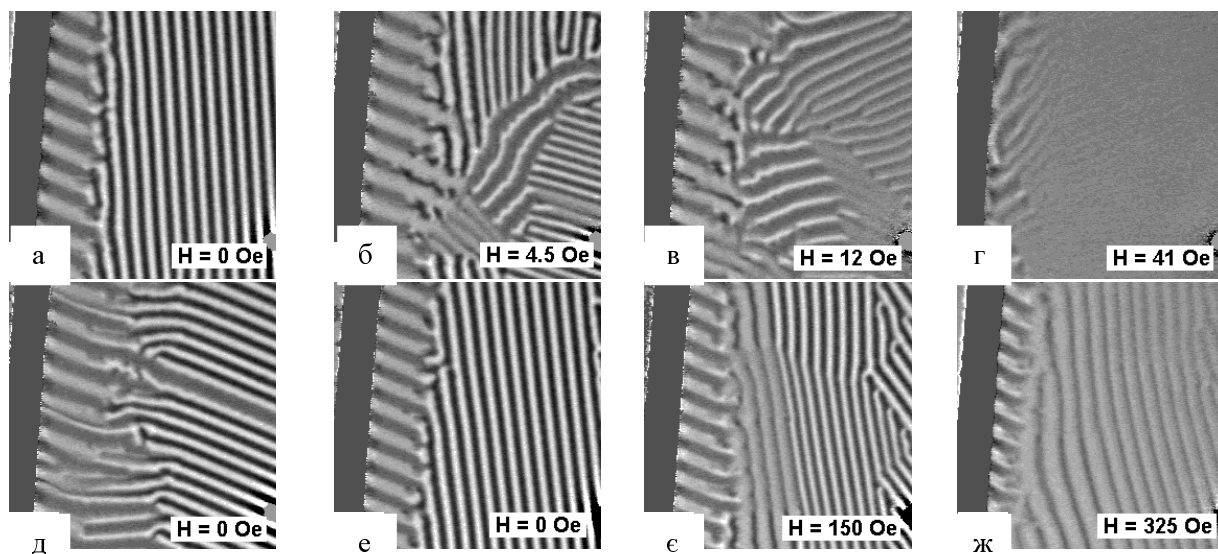


Рис.9. Поведінка доменної структури плівки YIG прикладенні зовнішнього магнітного поля в площині плівки (вздовж горизонталі) (а–е) та вздовж нормалі до площини плівки (е–ж). Розмір всіх зображень становить 220×220 мкм².

крайової ДС хоч і “відчувають” напрямки осей легкого намагнічування в площині плівки, але мають тенденцію орієнтуватися перпендикулярно до краю. Крім того, магнітооптичний контраст крайової ДС суттєво нижчий, що свідчить про те, що вектор намагніченості менше відхиляється від площини плівки саме біля її краю. Зображення на рис.9,б–г показують еволюцію ДС поблизу краю плівки з прикладенням магнітного поля в горизонтальному (на фото) напрямку, а рис.9,д демонструє залишкову структуру доменів після зменшення напруженості зовнішнього поля до нуля. Добре видно, що край плівки разом з крайовими доменами поводить себе як збурення і взаємодіє з доменною структурою основного об’єму плівки. У той час, коли основний об’єм плівки вже монодоменизований, на краю плівки ще спостерігаються домени (рис.9, г). Залишаючись більш жорсткими з погляду перемагнічування, крайові домени відіграють роль зародків інших фаз при перемагнічуванні плівки. При прикладенні нормального до площини плівки поля (див. рис.9,е–ж) крайові домени знову виявляються більш жорсткими: якщо магнітооптичний контраст крайових доменів у розмагніченому зразку є нижчим, ніж в об’ємі плівки, то при прикладенні деякого поля ситуація міняється на протилежну. Треба відмітити, що підвищена жорсткість крайових доменів може негативно впливати на перемагнічування активних елементів сенсорних пристроїв, наприклад, – бути джерелом т.з. магнітного шуму або підвищувати поріг монодоменизації.

Висновки

Проведене експериментальне дослідження доменної структури епітаксійних (111)-орієнтованих плівок YIG та її поведінки в магнітному полі із застосуванням магнітооптичного ефекту Фарадея та цифрової обробки зображень ДС. Воно виявило ряд особливостей, які пов’язані з тим, що маючи форму тонкої плівки, яка значною мірою визначає процеси перемагнічування, епітаксійна плівка YIG, разом з тим, демонструє кубічну магнітну анізотропію, що проявляється в орієнтації смугастої доменної структури та її перебудові при намагнічуванні. Виявлено, що із зростанням товщини ДС плівок YIG все

більше подібна до доменної структури об'ємного кристала. При перемагнічуванні ДС плівки YIG реалізується складна послідовність станів доменної структури, зокрема виявлено, що при перемагнічуванні плівок YIG, можуть утворюватися стійкі одиночні домени та періодичні структури з них. Досліджене значення краю плівки у формуванні та перемагнічуванні доменної структури. Показано, що крайові домени є більш жорсткими при перемагнічуванні, ніж ДС основного об'єму плівки і, завдяки цьому, відіграють роль збурення та зародків при перемагнічуванні плівки.

Робота виконана при підтримці проекту міжнародного науково-технічного співробітництва Держкомнауки України 2М/177-99. Автор висловлює щирю подяку проф. Анджею Мазієвському, д-ру. Юзефу Свекло та д-ру. Анджею Ступакевичу з Лабораторії магнетизму Інституту експериментальної фізики Університету в Бялистоку (Республіка Польща) за надану можливість проведення досліджень, а також Ігорю Сиворотці, Петру Костюку та Василю Балуку з Львівського НДІ матеріалів НВП "Карат", сприяння та всебічна підтримка яких уможливили це дослідження.

[1] Dorosinskii L.A., Indenbom M.V., Nikitenko V.I., Ossip'yan Yu.A., Polyanskii A.A., Vlasko-Vlasov V.K. Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magneto-optic film with in-plane anisotropy // *Physica C*. 1992. 203. 149–156.

[2] Koblischka M.R. and Wijngaarden R.J. Magneto-optical investigations of superconductors // *Supercond. Sci. & Technol.* 1995. 8. 199–213.

[3] Kuhn M., Schey B., Biegel W., Stritzker B., Eisenmenger J. and Leiderer P. Large area magneto-optical investigations of YBCO thin films // *Review of Scientific Instruments*. 1999. 70. 1761–1766.

[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 // *MMM-93 Conference*, Minneapolis, Minnesota, USA, 1993.

[5] Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Vetoshko P.M. Epitaxial ferrogarnet films for magnetic sensors // *10-th International Conference on Thin Films*, Salamanca, Spain, 1996.

[6] Vetoshko P.M., Kononov R.I. Vector magnetometer with improved sensitivity // *1st European Magnetic Sensors and Actuators Conference (EMSA '96)*, Iasi, Romania, 1996.

[7] Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Раев В.К. и др. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / Под ред. Н.Н.Евтихиева, Б.Н.Наумова. М., 1987.

[8] Ubizskii S.B. Orientational states of magnetization in (111)-oriented iron garnet films // *J. Magn. & Magn. Mat.*, 1999. 195. 575–582.

[9] Kubajewska E., Maziewski A., Stankiewicz A. Digital image processing for investigation of domain structure in garnet films, *Thin Solid Films*. 1989. 175. 299–303.

[10] Maziewski A., Babicz Z., Murtinova L. Easy axes and domain structure in magnet with mixed cubic and uniaxial anisotropies, *Acta Physica Polonica*. 1987. A72. 811–822.

[11] Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. К., 1988.