

А.О. Коцюбинський

Взаємозв'язок кристалічної, магнітної та доменної структури епітаксійних ферит-гранатових плівок (огляд)

Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, вул. Коцюбинського 2, Чернівці, 58012, Україна, office@chnu.edu.ua

Здійснений літературний огляд сучасного стану досліджень ферит-гранатових плівок. Розглянуті основні кристалічні та магнітні характеристики тонких плівок залізо-ітрієвого гранату. Проаналізовано причини появи лабіринтної, полосової та циліндричної доменної структури. Показано, що доменна структура залізо-ітрієвого гранату, сильно залежить від багатьох параметрів плівок, зокрема від товщини, структурної досконалості поверхні та зразка в цілому. Проведено оцінку найбільш поширених методів синтезу, іонної імплантації та пост-ростової обробки ферит-гранатових плівок.

Дослідження залежностей між умовами отримання, хімічним складом, умовами постобробки, дефектною структурою та магнітними властивостями ферит-гранатових плівок мають вагомое практичне значення для отримання плівок з наперед заданими властивостями.

Ключові слова: Доменна структура, магнітна мікроструктура, епітаксійна плівка, залізо-ітрієвий гранат,

Стаття постуила до редакції 01.09.2017; прийнята до друку 05.09.2017.

Вступ

Магнітні матеріали зі структурою гранату подовжують знаходити широке застосування у приладах сучасної функціональної електроніки. Сфера їх використання в якості активного середовища традиційно включає пристрої на спінових хвилях, що працюють в області надвисоких частот, елементи твердотільних лазерів, прилади магнітооптики, засоби магнітного запису інформації, пристроях візуалізації слабких магнітних полів [1,2]. Особливий інтерес на сьогодні представляють плівки зі структурою гранату для потреб магнетронної спітроніки [3] та магнетрон-оптичних гібридних систем [4]. В якості активного середовища для таких пристроїв як правило застосовуються гетероструктури на основі гранатових плівок, причому критично важливими стають питання взаємозв'язку між параметрами та дефектним станом кристалічної ґратки матеріалу, особливостями його магнітної та доменної мікроструктур [5].

I. Кристалічна структура ферит-гранатів

Ферит-гранати являють – складні оксидні сполуки з загальною формулою $\{c_3\}[a_2](d_3)O_{12}$, що належить до просторової групи $O_h^{10}(Ia3d)$. Аніони кисню утворюють кубічну об'ємноцентровану ґратку, формуючи три типи порожнин – 24 додекаедричних, 16 октаедричних та 24 тетраедричних (позначаються {}, [] та (), відповідно). Порожнини заповнюються катіонами, які утворюють додекаедричну (c), октаедричну (a) та тетраедричну (d) підґратку (позиції). Перші комплексні дослідження кристалічних та магнітних властивостей було проведено на структурі залізо-ітрієвого гранату $\{Y_3\}[Fe_2](Fe_3)O_{12}$ [6]. Заповнення порожнин усіх типів зумовлює стабільність структури гранату, яка водночас, є досить рухливою за рахунок порівняно великого об'єму, який припадає на формульну одиницю. Наявність позицій трьох видів відкриває широкі можливості для ізоморфного заміщення катіонів і, відповідно, створення нових матеріалів з прогнозованими структурними та магнітними властивостями. Іони Y^{3+} та Fe^{3+} можуть заміщуватися

(частково чи повністю) магнітними ($Mn^{3+}, Cr^{3+}, Co^{2+}, Ni^{2+}$) чи немагнітними ($Al^{3+}, Ga^{3+}, Ge^{4+}, Si^{4+}, V^{3+}$). Для збереження електронейтральності при заміщенні чотиривалентним іоном використовують введення двоховалентного (Ca^{2+}, La^{2+}). Особливості структури гранату, що характеризується вільним впорядкуванням координаційних тетраедрів, зумовлюють певні обмеження на розмір заміщуючих катіонів і приводять до неможливості різких відхилень від стехіометрії. Обмежувочим фактором заміщення є величина іонного радіуса катіона, яка визначає ймовірність входження іону в дану позицію. В додекаедричні позиції входять з радіусами в межах 90-120 пм, незалежно від електронної конфігурації. Для заповнення тетра- та октапозицій важливою є сферична симетрія основного стану електронних оболонок іонів в кристалічному полі відповідних позицій.

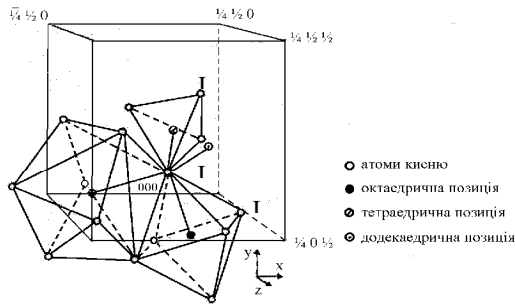


Рис. 1. Схематичне зображення кристалічної структури ЗІГ.

Постійну гратки багатокомпонентних гранатів можна розрахувати використовуючи правило Вегарда та дані для простих гранатів. Монокристал ЗІГ характеризується параметром кристалічної гратки $a = 1,2374$ нм, який може коливатися в межах $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ нм в залежності від складу розчину-розплаву та технологічних умов вирощування [7].

II. Магнітна мікроструктура ферит-гранатів

Магнітні властивості окислів зі структурою гранату пояснюються з допомогою трьохпідграткової моделі антиферромагнетизму Нееля [8]. Для випадку залізо-ітрієвого гранату $\{Y_3\}[Fe_2](Fe_3)O_{12}$ іони, що знаходяться в трьох різних позиціях утворюють три магнітні підгратки, між якими діє непряма обмінна взаємодія через аніони кисню, що намагається встановити магнітні моменти підграток паралельно одна одній. Повна намагніченість ферит-гранатових плівок являє собою геометричну суму намагніченості трьох підграток, причому дві підгратки заліза є антипаралельними. Величина обмінної взаємодії визначається кутом зв'язку між відповідними позиціями. Максимальною буде взаємодія між іонами заліза в октаедричних та тетраедричних позиціях $Fe^{3+}(a) - O^{2-} - Fe^{3+}(d)$, де кут зв'язку рівний

$126,6^\circ$. Для інших позицій кут зв'язку становить, відповідно $Fe^{3+}(a) - O^{2-} - R(c) - 122,2^\circ$, $Fe^{3+}(d) - O^{2-} - R(c) - 120^\circ$. Обмінна взаємодія між однотипними іонами відносно мала і реалізується через два проміжні аніони $Fe^{3+}(d) - O^{2-} - O^{2-} - Fe(d)$ чи додатково через немагнітний катіон $Fe^{3+}(d) - O^{2-} - Ge^{4+} - O^{2-} - Fe(d)$. Величина та орієнтація магнітного моменту в с-позиції залежить від типу рідкоземельного елементу. Сумарний магнітний момент для ЗІГ при температурі 0 К складає $5\mu_B$ [9].

За рахунок слабого впливу рідкоземельних іонів на обмінну взаємодію між a - та d -підгратками температура Кюрі мало залежить від типу рідкоземельних іонів, що входять в структуру і становить 565 ± 20 К_Б [9]. Для ЗІГ температура зникнення спонтанної намагніченості T_c становить 559 К.

Температурна залежність спонтанної намагніченості добре узгоджується з моделлю Нееля, для багатьох сполук зі структурою гранату характерний N -тип температурної залежності $4\pi M_s$ (наявна точка компенсації). Заміщення іонів Fe^{3+} немагнітними іонами веде до зменшення намагніченості насичення в підгратці d та збільшення в підгратці a . Для зменшення намагніченості насичення доцільним є заміщення Fe^{3+} іонами Ge^{4+} , що практично завжди займають d -позиції. Введення немагнітних іонів в a - та d -позиції порушує міжпідграткову взаємодію, що приводить до зниження температури Кюрі.

III. Магнітна анізотропія

Орієнтація вектора намагніченості визначається конкуруючим проявом одновісної, кубічної та ромбічної компонент анізотропії. Поряд з ними існує також однонапрявлена компонента анізотропії, для опису якої використовують моделі парного впорядкування або переважної заселеності, що базуються на припущенні про селективну заселеність домішковими іонами двох різних типів додекаедричних вузлів, нееквівалентних відносно напрямку росту кристалу [10]. За рахунок впливу зворотного магнітострикційного ефекту при умові напруженого стану плівки можливою є поява наведеної анізотропії [11]. Напруги в епітаксійних ФГП з'являються за рахунок різниці сталей граток плівки та підкладки чи в процесі технологічної обробки поверхні. В ряді випадків магнітопружня анізотропія, викликана іонним опроміненням поверхні плівки, використовується для компенсації ростової компоненти і, відповідно, зменшення енергії розмагнічування [12]. Максимальні значення константи одновісної анізотропії, індукованої неспівпадінням параметрів гратки підкладки та плівки, не перевищують 10^4 Дж·м⁻³ [13].

Для епітаксійних плівок ферит-гранатів з орієнтацією (111) в залежності від величини константи одновісної анізотропії K_u та намагніченості насичення M_s виникає два типи магнітної анізотропії [14]. Для випадку $K_u/2\pi M_s^2 \gg 1$ одновісна анізотропія перевищує власну кубічну анізотропію гранату і вісь легкого намагнічування

напрямлена вздовж нормалі до поверхні півки (111) (характерно для півок з циліндричними магнітними доменами, наприклад $\text{YSmLuCa}_3(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$). У випадку $K_u/2\pi M_s^2 \ll 1$ за рахунок власної кубічної анізотропії вектор намагніченості відхиляється на малий кут від площини півки. До півок із такими характеристиками належить залізо-ітрієвий гранат $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ та La — заміщені ЗІГ. Таким чином, хоча для епітаксійних гранатових півок, вирощених в площині (111) вісь легкого намагнічування перпендикулярна до площини півки, проте кут між вектором намагніченості та нормаллю до поверхні півки становить $75\text{-}85^\circ$ [15].

IV. Доменна структура ферит-гранатових півок

Елементарні магнітні моменти у півці намагаються зорієнтуватись вздовж осі легкого намагнічення, що призводить до появи поля розмагнічування, енергію якого можна виразити як $W_m = M_0^2 d S_0$, де M_0 — намагніченість домена, d — товщина домена, S_0 — площа пластини. Енергія доменних границь $w_d = s S_1 N$, $S_1 = Lh$; $N = L/d$ — число доменів. Повна енергія півки дорівнює

$$W(d) = W_m + W_d, \quad \text{або} \quad W(d) = \frac{dM_0^2 V}{h} + \frac{sV}{d}$$

де $V = L^2 h$. Мінімум повної енергії спостерігається при $d^2 = l_0 h$, де $l_0 = \frac{s}{M_0^2}$, таким чином:

$$W = 2VM_0^2 \sqrt{\frac{l_0}{h}}$$

Загалом можна виділити три основні типи форми доменної структури півок ЗІГ — полосову, лабіринтну та циліндричну. Для експериментального візуального вивчення доменної структури в умовах традиційно застосовуються магнітооптичні методи на основі ефектів Кера і Фарадея [16]. Якщо товщина монокристалічної півки з одновісною анізотропією (у випадку відсутності анізотропії в площині півки всі орієнтації доменних границь еквівалентні) буде меншою за характеристичний параметр l_0 ($h < l_0$) то почне утворюватись лабіринтна доменна структура (Рис. 2).

Серед причин виникнення лабіринтних структур

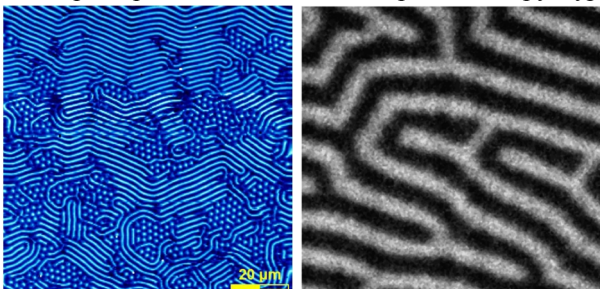


Рис. 2. Зображення лабіринтної доменної структури півок ЗІГ.

можна виділити нефіксований напрямок доменних границь в площині півки, вигини що утворені нерівномірністю поверхні півки, випадкові чинники, що діють у момент формуваннями доменної структури, ефекти пов'язані з тепловим рухом ґратки. Лабіринтна структура залишається енергетично вигідною і при накладанні малого зовнішнього магнітного поля, перпендикулярного до поверхні півки.

При порушенні умови еквівалентності доменних границь різної орієнтації може відбутись упорядкування структури доменів що призводить до утворення полосової доменної структури (Рис. 3) Це відбувається через відхилення осі легкого намагнічування від нормалі, ромбічної анізотропії, накладанні зовнішнього поля.

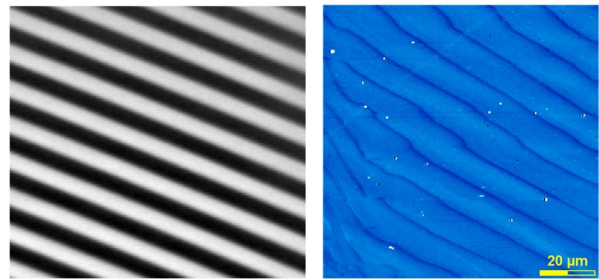


Рис. 3. Зображення полосової доменної структури півок ЗІГ.

Значний вплив на виникнення смугової доменної структури (СДС) мають поля розмагнічування, перпендикулярні до площини півки. Можливість візуального спостереження СДС пояснюється нахилом векторів намагніченості доменів до площини епітаксійної структури. Нахил вектора намагніченості може бути пов'язаний з впливом наведеної (ростової) одновісної анізотропії, перпендикулярної до площини півки. Критичний кут нахилу, який визначає можливість візуального спостереження СДС, становить близько $19,5^\circ$ [17].

Для півок ЗІГ орієнтованих в площині кристалографічними індексами (111) виникнення нормальних складових векторів намагніченості в СДС, крім дислокацій кристалічної решітки і наведеної анізотропії, зумовлюється відхиленням осі легкого намагнічування до площини епіструктури [18].

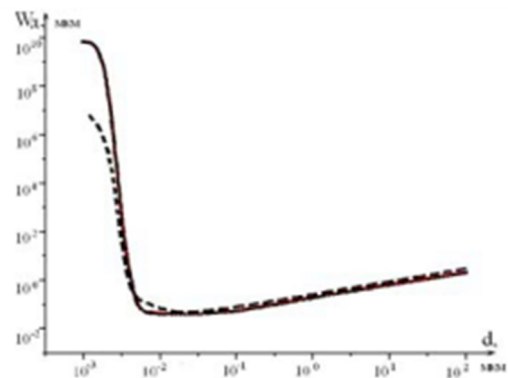


Рис. 4. Залежності ширини доменів W_d від товщини епітаксійної півки: (результати моделювання) [18].

При прикладанні достатньо великого зовнішнього магнітного поля B яке діє на гранат, то кількість доменів магнітний момент M яких буде антипаралельним до B зменшується. Домени які будуть мати намагніченість орієнтовану вздовж поля B намагаються зменшити енергію зразка і збільшуватимуться в об'ємі, а домени з протилежним напрямком намагніченості будуть стискатись по ширині і зменшуються по довжині до тих пір поки не перетворяться на ізольовані циліндри. Ці домени називають Циліндричними магнітними доменами (ЦМД) [7].

Таким чином, при деякому значенні B смуговий домен розпадається на окремі циліндричні домени, які завдяки магнітній дипольній взаємодії рівномірно розподіляються по плівці. При цьому формується гексагональна ґратка, щільність доменів в якій залежить від величини індукції зовнішнього магнітного поля. Значення магнітного поля B_1 , при якому формуються стійкі ЦМД називають полем еліптичної нестійкості циліндричних магнітних доменів.

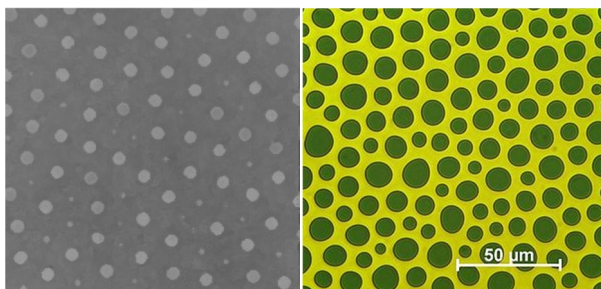


Рис. 5. Зображення циліндричної доменної структури плівок ЗП.

В інтервалі полів $B_1 < B < B_2$ енергія ґратки ЦМД W менша за енергію лабіринтної доменної структури і однорідного стану, тобто в цьому інтервалі існують стабільні ЦМД (рис. 5). При $B = B_2$ енергії ЦМД і однорідного стану стають рівними, проте в плівці можуть існувати метастабільні ЦМД [19], оскільки крива залежності $W(d)$ володіє локальним мінімумом при значенні діаметру ЦМД d_0 . При збільшенні B величина d_0 зменшується. Після досягнення d_0 критичного значення (d_{cr}), ЦМД колапсує (величина індукції магнітного поля $B = B_{kol}$). При $B > B_{kol}$ ЦМД в плівці відсутні [20].

ЦМД можуть бути використані для створення елементів енергонезалежної магнітної пам'яті з відсутніми рухомими частинами [11.]. Проблемою при практичному застосуванні ЦМД стають так звані "жорсткі" домени [21], характерною особливістю яких є велика кількість вертикальних блохівських ліній які не колапсують при $B > B_{kol}$ [22]. Для усунення "жорстких" ЦМД застосовуються спеціальні технологічні заходи, направлені на створення заданого типу структури доменних стінок, зокрема іонна імплантація [23], вирощування багат шарових гранатових структур, покриття поверхні ферит-гранатів плівки тонким шаром

магнітом'якого матеріалу. Внаслідок бомбардування плівки іонами з високою енергією на її поверхні утворюється замикаючий магнітний шар товщиною < 1 мкм, намагніченість якого внаслідок наведених механічних напруг направлена перпендикулярно до намагніченості ЦМД і лежить в площині плівки. Вплив іонної імплантації на динамічні характеристики ЦМД може бути різним для різних складів ФІП, і кожний конкретний випадок вимагає окремого вивчення. Простим, проте недосконалим способом усунення "жорстких" ЦМД є відпал ферит-гранатових плівок в інертному середовищі при 1100 °С.

V. Отримання ферит-гранатових плівок

Якісні характеристики епітаксійних ферит-гранатових плівок, що передбачають можливість застосування як активного середовища спінтроники залежать в першу чергу від магнітних властивостей (коерцитивної сили, намагніченості насичення, магнітної проникності) приповерхневого шару, які в свою чергу залежать від кристалічної мікроструктури останніх (однорідності хімічного і фазового складу, дефектності, морфологічної будови). Тому актуальним є завдання отримання плівок з наперед заданою кристалічною (а відповідно і магнітною) структурою приповерхневого шару.

Розуміння взаємозв'язку між структурними та магнітними параметрами плівок дозволить оптимізувати методи синтезу та подальшої обробки епітаксійних плівок залізо ітрієвого гранату.

На сьогодні найбільш рідинно-фазові епітаксійні методи є технологічно максимально відпрацьованим та широко вживаним способом отримання плівок ферит-гранатів. Метод включає такі основні стадії: 1) переміщення компоненти розчину до межі дифузійного шару, який прилягає до фронту кристалізації; 2) незалежна дифузія компонент через дифузійний шар; 3) впорядкування компонент росту поблизу фронту кристалізації; 4) десольватація іонів розчинника і дифузія компонент; 5) дифузія іонів розчинника через дифузійний шар в розчин-розплав[11]. Початкова фаза росту плівки супроводжується формуванням дифузійного шару на межі підкладки – розчин - розплав. В основній фазі залежність товщини епітаксійної плівки від часу росту носить лінійний характер [24]. Перебіг епітаксійного росту з розчину-розплаву визначається дифузією гранатоутворюючих компонент через приповерхневий шар біля фронту кристалізації, кінетикою реакцій їх входження в структуру плівки на фронті кристалізації та переносом компонент розчину до границі дифузійного шару і визначається такими технологічними параметрами, як ступінь переохолодження розчину-розплаву та швидкість обертання підкладки, [25]. Післяростова обробка плівок включає механічну шліфовку, механічну, хіміко-механічну та хімічну поліровку.

Для того щоб відбувався епітаксійний ріст необхідно, щоб різниця параметрів ґратки плівки a_{nl} і

підкладки a_{no} була мінімальною. При різниці параметрів ґратки плівка-підкладка ($\Delta a = a_{no} - a_{nl}$) більший за $0,19 \text{ \AA}$ при 950°C , епітаксійний ріст не відбувається [24] показано. При менших Δa в епітаксійній плівці в залежності від її товщини відбувається утворення мікродфектів (різного типу в залежності від знаку Δa) [26]. Надмірний розтяг плівки ($a_{nl} < a_{no}$) приводить до утворення тріщин, надмірний стиск ($a_{nl} > a_{no}$) – до утворення горбиків і сприяє руйнуванню поверхні розділу. У роботі [24] показано що для вирощування бездефектної плівки допустимі значення Δa при кімнатній температурі повинні знаходитися в межах від $-0,012$ – $-0,015 \text{ \AA}$ до $+0,018 \text{ \AA}$.

Невідповідність між параметрами ґратки плівки та підкладки веде до появи дислокацій невідповідності і механічних напружень, які негативно впливають на поширення і характеристики МСХ [27].

Вибір кристаліграфічної орієнтації поверхні підкладки є достатньо важливим. Площина підкладки (111) є найбільш шорсткою на атомному рівні тому швидкість епітаксійного росту на ній найбільша, в порівнянні з площинами (110), (100) та (112), [28, 29].

В цілому, кінетика епітаксійного росту з розчин-розплаву визначається в основному дифузиею гранатоутворюючих компонент через приповерхневий шар біля фронту кристалізації, хімічною реакцією приєднання частинок з розчин-розплаву до плівки на фронті кристалізації та переносом компонент розчину до границі дифузійного шару [30, 31]. Під час використання методу РФЕ утворюються перехідні поверхневі шари плівка-підкладка та плівка-повітря. Хімічний склад цих шарів відрізняється від основного об'єму, що в свою чергу дає внесок у зміну магнітних параметрів плівки. Особливо суттєвий вплив перехідних шарів на параметри субмікронних ФГП.

VI. Методи постростової обробки ферит-гранатових плівок

Іонна імплантація.

Застосування іонного опромінення до епітаксійних плівок ЗІГ дозволяє прогнозовано змінювати кристалічну та, відповідно магнітну структури приповерхневих шарів ФГП, викликаючи магнітострикційні зміни густини енергії магнітоодновісної анізотропії та впливаючи на ефективну магнітну товщину плівки, дисперсію та швидкість поширення магнітостатичних хвиль, намагніченість насичення. В технології ЦМД-матеріалів імплантація застосовується для усунення “жорстких” доменів (шляхом створення паралельної до поверхні доменної границі) та формування шляхів їх просування [7].

Режим II визначається типом, дозою та енергією імплантованих іонів, температурою мішені та кутом між напрямком потоку налітаючих іонів і нормаллю до поверхні плівки [32].

Властивості порушеної внаслідок опромінення ділянки визначаються характером розподілу

радіаційних дефектів по глибині плівки. Порушений шар можна умовно поділити на три підшари:

- емісійний підшар (товщина до $\approx 1 \text{ нм}$) утворюється при розпиленні з поверхні плівки частинок в нейтральному чи іонізованому стані. В цьому підшарі II стимулює електронну емісію, утворення кисневих вакансій, спричинює порушення електронейтральності та ряд поверхневих ефектів (активація хімічних реакцій, процеси дисоціації);

- порушений підшар (товщина визначається умовами імплантації, як правило $< 1 \text{ мкм}$). В ньому відбуваються процеси первинного та вторинного радіаційного дефектоутворення, встановлення профілів розподілу вкорінених іонів та зміщених іонів матриці, селективного руйнування катіонних підґраток, самовідпалу іонним пучком;

- збуджений підшар (товщина перевищує іонний пробіг). Властивості цього підшару визначаються процесами, що протікають в збудженому і, можливо, емісійному шарах. Тут виникають поля пружних деформацій, ідуть процеси радіаційно стимульованої дифузії.

Результатом іонної імплантації є локальне збільшення міжплощинної відстані d в напрямку нормальному до поверхні плівки та виникнення площинних напруг стиску: $s_{nl} = \frac{E \Delta d}{1-n d}$, де E – модуль

Юнга, ν – коефіцієнт Пуасона (для ЗІГ $E = 2 \cdot 10^5 \text{ Мпа}$, $\nu = 0,29$ [7]).

При дозах імплантації, для яких можна нехтувати взаємодією окремих радіаційних дефектів та формуванням кристалічно-розвпорядкованих областей вздовж іонного треку, можна вважати наведені напруги пропорційними до густини радіаційних дефектів. Напруги стиску в площині плівки викликають магнітострикційну зміну густини енергії магнітоодновісної анізотропії на величину

$$\frac{3}{2} I_{111} s_{nl}, \text{ де } \lambda_{111} \text{ - константа магнітострикції.}$$

Відпал.

Відпал є одним зі способів керованої зміни властивостей іонно-імплантованого шару для підвищення його термостабільності та корекції його фізичних параметрів (ступеня дефектності, параметрів магнітної анізотропії). В процесі відпалу за рахунок дифузійних процесів відбувається часткове чи повне усунення радіаційних дефектів, утворених в результаті іонного опромінення. Відпал являє собою багатостадійний процес, умови якого визначаються режимом імплантації та параметрами плівки. Відпал, в залежності від конкретних технологічних завдань, може відбуватися як в процесі іонної імплантації (шляхом варіювання густини струму іонів) [33], так і після неї – на повітрі [34], у вакуумі чи у певній хімічній атмосфері [35].

Відповідно до [36] термічний відпал точкових дефектів та їх комплексів можливий трьома шляхами:

- шляхом розпаду складного дефекту на компоненти з їх подальшою анігіляцією чи дифундуванням до стоків;

- шляхом руху дефекту як єдиного цілого до

стоків (поверхня, границі зерен, дислокації та ін.);
– шляхом взаємодії рухливих компонентів (власних атомів, атомів домішки, вакансій) з наступною перебудовою та утворенням дефектів нового типу.

Процес може здійснюватися як класичним способом – в печі, так і за допомогою методів локальної обробки (лазерне випромінювання, електронний пучок, імпульсна лампа).

Висновки

Незважаючи на широке вивчення властивостей ферит-гранатових плівок, потреби сучасної мікро- та наноелектроніки в нових активних середовищах

магнітооптики та спінтроніки потребують пошуку взаємозв'язків між умовами отримання, хімічним складом, умовами постобробки, неоднорідністю структурних та магнітних властивостей по товщині. Встановлення фізичних закономірностей формування кристалічної, магнітної та доменної структур ФГП є актуальною науковою задачею, розв'язок якої дасть можливість розробити методи тримання функціональних матеріалів з сукупністю властивостей, адаптованих до певної вузької технологічної галузі.

Коцюбинський А.О. – здобувач кафедри фізики твердого тіла, молодший науковий співробітник.

- [1] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис, Прикладная магнитооптика (Энергоатомиздат, Москва, 1990).
- [2] Х.Л. Гласс, Труды института инженеров по электронике и радиоэлектронике 76(2), 64 (1988).
- [3] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, B. Hillebrands, Nature Physics 11(6), 453 (2015).
- [4] C. Braggio, G. Carugno, M. Guarise, A. Ortolan, G. Ruoso, Physical Review Letters 118(10), 107 (2017).
- [5] C. Tang, M. Aldosary, Z. Jiang, H. Chang, B. Madon, K. Chan, Applied Physics Letters 108 (10), 102 (2016).
- [6] M.A. Gilleo, Ferromagnetic insulators: garnets– ferromagnetic materials, V. 2.Ed. (Nort– Holland Publishing Company, 1980).
- [7] Н.Н. Евтихеева, Б.Н. Наумова, Элементы и устройства на ЦМД. Справочник (Радио и связь, Москва, 1987).
- [8] E.E. Anderson, Physical Review 134(6A), A1581 (1964).
- [9] С. Крупицка, Физика ферритов и родственных им магнитных окислов (Мир, Москва, 1976).
- [10] R. F. Pearson, J. Appl. Phys 33(3), 1236 (1962).
- [11] E. Rezlescu, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 193, 140 (1999).
- [12] Б.К. Остафійчук, В.О. Олійник, В.М. Пилипів, О.М. Ворончак, П.Й. Вислободський, Б.Т. Семен, С.Д. Гуменюк, УФЖ 39(7-8), 848 (1994).
- [13] P. Hansen, J.P. Krumme Thin Solid Films 114(1-2), 69 (1984).
- [14] С.Б. Убізький, Вісник ДУ “Львівська політехніка”, серія Електроніка 397, 78 (2000).
- [15] Б.К. Остафійчук, О.М. Ткачук, В.М. Ткачук, В.Д. Федорів, Журнал фізичних досліджень. 3(1), 113 (1999).
- [16] S.D., Bader, J.L. Erskine, Magneto-Optical Effects in Ultrathin Magnetic Structures (Springer Berlin Heidelberg, 1994).
- [17] Э.Г. Локк, М.П. Темирязева, В.И. Щеглов, Известия Российской академии наук 74(10), 1413 (2010).
- [18] А.Л. Хвалин, Вестник Тихоокеанского гос. ун-та, 1, 28 (2013).
- [19] V. Zablotskii, V. Kirbitov, N. Mezin, E. Soika, J. Phys. D: Appl. Phys. 28(1) 1 (1995).
- [20] В.Г. Барьяхтар Б.Н. Филиппов, В.В. Ганн, Г.А. Смоленский, Ю.И. Горобец, УФН 121(4), 593 (1977).
- [21] H.Y. Sun, Zh.Q. Li, H.N. Hu, X.F. Nie, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 199, 419 (1999).
- [22] H. Nishida, T. Kobayashi, Y. Sugita, J. Phys. Soc. Jpn. 34, 833 (1973).
- [23] C.P. Skrimshire, G. Longworth, G. Dearnaley, J. Phys. D: Appl. Phys. 12, 1951 (1979).
- [24] S.L. Blank, J.W. Nielsen, J.Cryst.Growth. 17, 302 (1972).
- [25] В.А. Тимофеева, Рост кристаллов из растворов-расплавов (Наука, Москва, 1978).
- [26] V.J. Fratello, S.J. Lich, C.D. Brandle, H.M. O'Bryan, F.A. Baiocchi, J.Cryst. Growth. 142, 93 (1994).
- [27] S.I. Yushchuk, S. O. Yuryev, V.V. Moklyak, V.J. Nikolaychuk, O.M. Gorina, O.B. Bilenka, Фізика і хімія твердого тіла 16(3), 491 (2015).
- [28] W. Van Erk, B. Van der Hoek, H.J. Martens, G. Bartels, J. Crystal Growth. 48(4), 621 (1980).

- [29] С.І. Ющук, С.О. Юр'єв, В.Й. Ніколайчук, Л.І. Осипишин, Вісник Національного університету "Львівська політехніка". Електроніка 430, 17 (2001).
- [30] J.M. Robertson, J. Crystal Growth. 45, 233 (1978).
- [31] R. Chez, E.A. Giess Liquid Mat. Res. Bull. 8, 31 (1973).
- [32] Х. Риссел, И. Руге, Ионная имплантация (Наука, Москва, 1983).
- [33] Б.К. Остафийчук, В.М. Пылыпив, В.Д. Федорив, Я.Г. Волжеская, В.Е. Петров, Металлофизика 9(4), 75 (1987).
- [34] W.H. De Roode, H.A. Algra, J. Appl. Phys. 53(3), 2507 (1982)
- [35] Б.К. Остафийчук, В.А. Олейник, В.М. Пылыпив, Б.Т. Семен, Л.М. Смеркло, Б.И. Яворский, В.И. Кравец, И.В. Коваль, АН УССР. Институт металлофизики 1, 91 (1991).
- [36] Л.С. Смирнова, Вопросы радиационной технологии полупроводников (Наука, Новосибирск, 1980).

A.O. Kotsyubynsky

Crystalline, Magnetic and Domain Structure of Epitaxial Ferrite-Garnet Films (Review)

Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, Kotsjubynskiy Str. 2, Chernivtsi 58012, Ukraine, office@chnu.edu.ua

The article gives a literary review of the current state of research of ferrite-garnet films. The basic crystalline and magnetic characteristics of thin films of iron-yttrium garnet are considered. The causes of the appearance of the labyrinth, band and cylindrical domain structure are analyzed. It is shown that the domain structure of the yttrium iron garnet strongly depends on many parameters of the films, in particular on the thickness, structural perfection of the surface and the sample as a whole. An estimation of the most common methods of synthesis, ion implantation and post-growth treatment of ferrite-garnet films is carried out. The article reviews the most common methods of synthesis, ion implantation and post-growth treatment of ferrite-garnet films. The study of dependencies between the conditions of obtaining, the chemical composition, the post-treatment conditions, the defective structure and the magnetic properties of ferrite-garnet films have great practical value for obtaining films with predetermined properties.

Keywords: domain structure, yttrium-iron garnet, LaGa-substitution, magnetic properties, lattice parameter.