Metallophysics and Advanced Technologies
Металофіз. новітні технол.
Metallofiz. Noveishie Tekhnol.
2019, vol. 41, No. 4, pp. 529–548
https://doi.org/10.15407/mfint.41.04.0529
Reprints available directly from the publisher

© 2019 G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine
Published by license under
the G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics–
N.A.S. of Ukraine Publishers imprint.
Printed in Ukraine.

STRUCTURE AND PROPERTIES OF NANOSCALE AND MESOSCOPIC MATERIALS

PACS numbers: 68.37.Rt, 68.55.-a, 75.60.Ch, 75.70.Kw, 76.80.+y, 77.80.Dj

Магнітна мікроструктура епітаксійних плівок LaGa-заміщеного залізо-ітрієвого ґранату

А. О. Коцюбинський, В. В. Мокляк[*], І. М. Фодчук,
В. О. Коцюбинський[**], П. М. Литвин[***], А. Б. Груб'як[**]

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
вул. Коцюбинського, 2,
58012 Чернівці, Україна
[*]*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,*
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна
[**]*Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника,*
вул. Шевченка, 57,
76018 Івано-Франківськ, Україна
[***]*Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,*
просп. Науки, 41,
03028 Київ, Україна

Здійснено аналіз впливу умов росту на магнітну мікроструктуру та параметри напруженого стану епітаксійних плівок LaGa-заміщеного залізо-ітрієвого ґранату (ЗІҐ). Для незаміщеної плівки ЗІҐ/ҐҐҐ доведено наявність двох магнітонееквівалентних тетракоординованих позицій іонів

Corresponding author: Volodymyr Olehovych Kotsyubynsky
E-mail: kotsuybynsky@gmail.com

Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University,
2 Kotsyubynsky Str., UA-58012 Chernivtsi, Ukraine
[*]*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,*
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine
[**]*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University,*
57 Shevchenko Str., 76018 Ivano-Frankivsk, Ukraine
[***]*V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, N.A.S. of Ukraine,*
41 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine

Citation: A. O. Kotsyubynsky, V. V. Moklyak, I. M. Fodchuk, V. O. Kotsyubynsky, P. M. Lytvyn, and A. B. Grubyak, Magnetic Microstructure of Epitaxial Films of LaGa-Substituted Yttrium Iron Garnet, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 4: 529–548 (2019) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.41.04.0529.

Fe^{3+} з різними значеннями та орієнтаціями ефективних магнітних полів на ядрах, поява яких зумовлена порушенням стехіометрії аніонної підґратниці та входженням в структуру кристалу домішкових атомів з розчину-розплаву в процесі росту. Експериментально отримано кількісні характеристики диполь–дипольної взаємодії між ядрами ^{57}Fe в структурі ґранату за умови появи в їх ближньому оточенні іонів Ga^{3+} та простежено зміну орієнтації результуючого вектору намагніченості в залежності від величини діамагнітного заміщення. Виявлено, що порівняно вищі значення періоду смугової доменної структури характерні для плівок з відносно вищими значеннями компоненти тензора деформації ε_{zz} за умови домінування напружень стиску. Встановлено, що ріст періоду доменної структури спостерігається для зразків, вирощених при значеннях ступеня переохолодження $\Delta T = 23–24$ К. Запропоновано феноменологічну модель взаємозв'язку напруженого стану плівок та параметрів їх доменної структури.

Ключові слова: епітаксійні плівки, залізо-ітрієвий ґранат, мессбауерівська спектроскопія, магнітно-силова мікроскопія, доменна структура.

The influence of growth conditions to the magnetic microstructure and the parameters of the stress state of LaGa-substituted yttrium iron garnet epitaxial films is analysed. As proved, there are two magnetically non-equivalent tetra-coordinated positions of Fe^{3+} ions with different values and orientations of effective magnetic fields on nuclei for an unsubstituted YIG/GGG film. The appearance of these fields is due to a violation of the anion sublattice stoichiometry and an introduction of impurity atoms into the crystal structure from a melt solution during the growth process. The quantitative characteristics of the dipole-dipole interaction between the ^{57}Fe nuclei in the garnet structure are obtained experimentally if the Ga^{3+} ions appear in their immediate surroundings. In addition, the change in the orientation of the resulting magnetization vector depending on the magnitude of the diamagnetic substitution is observed. As found, the relatively higher values of period of a stripe domain structure are typical for films with relatively higher values of the component ε_{zz} of the strain tensor when the compression stresses prevails. As established, the increasing of the domain structure period is observed for samples grown at values of the degree of supercooling of $\Delta T = 23–24$ K. The phenomenological model of the interconnection of the stress state of films and the parameters of its domain structure is proposed.

Key words: epitaxial film, yttrium iron garnet, Mössbauer spectroscopy, magnetic field microscopy, magnetic domain.

Осуществлён анализ влияния условий роста на магнитную микроструктуру и параметры напряжённого состояния эпитаксиальных плёнок LaGa-замещённого железо-иттриевого граната (ЖИГ). Для незамещённой плёнки ЖИГ/ГГГ доказано наличие двух магнитонеэквивалентных тетракоординированных позиций ионов Fe^{3+} с различными значениями и ориентациями эффективных магнитных полей на ядрах, появление которых обусловлено нарушением стехиометрии анионной подрешётки и вхождением в структуру кристалла примесных атомов из раствора-

расплава в процессе роста. Экспериментально получены количественные характеристики диполь–дипольного взаимодействия между ядрами ^{57}Fe в структуре граната при условии появления в их ближнем окружении ионов Ga^{3+} и прослежено изменение ориентации результирующего вектора намагниченности в зависимости от величины диамагнитного замещения. Обнаружено, что сравнительно высокие значения периода полосовой доменной структуры характерны для плёнок с относительно высокими значениями компоненты тензора деформации ε_{zz} при доминировании напряжений сжатия. Установлено, что рост периода доменной структуры наблюдается для образцов, выращенных при значениях степени переохлаждения $\Delta T = 23–24$ К. Предложено феноменологическую модель взаимосвязи напряжённого состояния плёнок и параметров её доменной структуры.

Ключевые слова: эпитаксиальные плёнки, железо-иттриевый гранат, мёссбауэровская спектроскопия, магнитно-силовая микроскопия, доменная структура.

(Отримано 11 жовтня 2018 р.)

1. ВСТУП

Плівкові гетероструктури на основі залізо-ітрієвого ґранату (ЗІҐ), епітаксійно вирощені на підкладках ґадоліній-галієвого ґранату (ҐҐҐ), широко використовуються в якості активного середовища НВЧ пристроїв на магнітних спінових хвилях (МСХ) в області частот 10^8–10^{11} Гц, твердотільних лазерів, магнітооптичних пристроїв (модулятори, аналізатори, корелятори, дефлектори, пристрої візуалізації магнітних полів) [1].

Останнім часом значного прогресу досягнуто в галузі мініатюризації мікрохвильових пристроїв та формування приладових структур складної геометрії, що пов'язано із заміною традиційних об'ємних кристалів на тонкі плівки при збереженні магнітооптичних характеристик [2]. Плівки ЗІҐ все частіше використовуються при створенні пристроїв з застосуванням спінових та магнонних ефектів [3]. Зокрема подальший розвиток спінтроніки пов'язується з можливостями цілеспрямованого впливу на магнітокристалічну анізотропію матеріалу та його магнітопружні властивості, які відіграють визначальну роль у фонон-магнонних взаємодіях [4]. Важливу роль при цьому мають фундаментальні дослідження взаємозв'язку величин механічних напруг в епітаксійній структурі з параметрами її магнітокристалічної анізотропії.

Діамагнітне заміщення іонів заліза в структурі ЗІҐ іонами Ga^{3+} дозволяє знизити намагніченість насичення матеріалу та оптимізувати властивості для роботи в частотному діапазоні 0,2–2,0 ГГц. Водночас, присутність іонів Ga^{3+} сприяє підвищенню температурної

стабільності магнітних параметрів, при одночасному рості магнітних втрат [5]. Діамагнітне заміщення такого типу приводить до зменшення параметру кристалічної ґратниці матеріалу, що накладає обмеження на товщину плівки при епітаксійному рості в результаті появи механічних напружень на межі розділу плівка/підкладка. Для запобігання цьому застосовується заміщення частини іонів ітрію іонами рідкісноземельних елементів з порівняно більшим іонним радіусом (Ho^{3+}, Sm^{3+}, Gd^{3+}, La^{3+}).

Розробка приладів спінтроніки передбачає мінімізацію згасання електромагнітних НВЧ хвиль в активному матеріалі з одночасним забезпеченням його високої магнітної добротності. Успішний розв'язок цього завдання можливий за умови розуміння взаємозв'язків між умовами росту і постобробки ґранатових плівок та їх кристалічною і магнітною мікроструктурами [6]. Водночас, основним завданням залишається забезпечення відтворюваності та передбачуваності магнітних параметрів плівки, що пов'язано з контролем та корекцією умов рідкофазного синтезу. Основною причиною варіацій властивостей залишається виснаження розчину-розплаву, виражене в зміні коефіцієнтів Бланка–Нільсена, що передбачає корекцію температури росту та ступеня переохолодження.

Дослідження закономірностей формування кристалічної та магнітної мікроструктур епітаксійних гетероструктур LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ дозволять оптимізувати технологічні умови отримання функціонального матеріалу з передбачуваним набором фізичних параметрів (намагніченість насичення, поле магнітної анізотропії, термостабільність магнітних параметрів). Деякі аспекти вирішення цих завдань лягли в основу даної роботи.

2. ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Об'єктом досліджень стали монокристалічні плівки LaGa-заміщеного залізо-ітрієвого ґранату (ЗІҐ), вирощені методом рідкофазної епітаксії (РФЕ) на підкладках ґадоліній-ґалієвого ґранату (ҐҐҐ) з площиною зрізу (111) із розчину-розплаву ґранатоутворюючих оксидів Y_2O_3–La_2O_3–Fe_2O_3–Ga_2O_3 і розчинника PbO–B_2O_3. Для порівняння паралельно отримувалася плівка незаміщеного ЗІҐ $Y_3Fe_5O_{12}$. При вирощуванні плівок горизонтально розміщена підкладка оберталась з частотою 1 $с^{-1}$. Температура росту LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ структур становила 1236–1248 К. Під час вирощування плівок, підкладки поміщались у розчини ґранатоутворюючих компонентів з різним ступенем переохолодження (рівень охолодження розчину-розплаву нижче температури переходу компонентів у кристалічну модифікацію). Від ступеня переохолодження залежать швидкість росту плівки, кількість центрів кристалізації на поверхні підкладки та частково дефектна структура приповерхневих шарів. Виро-

щування проводилось на обладнанні НВП «Карат» (м. Львів) — п'ятизонній печі для РФЕ Garnet-3 згідно загальної процедури вирощування ґранатів. Підбір молярних коефіцієнтів Бланка–Нільсена було здійснено за методикою [7]. Аніони кисню в структурі ґранату формують три типи порожнин — 24 додекаедричних, 16 октаедричних та 24 тетраедричних. Порожнини заповнюються катіонами, які утворюють додекаедричну {c}, октаедричну [a] та тетраедричну (d) підґратниці. Для випадку LaGa:ЗІҐ структурна формула ґранату має вигляд: $\{Y^{3+}_{3-Z}La^{3+}_{Z}\}[Fe^{3+}_{2-X_a}Ga^{3+}_{X_a}](Fe^{3+}_{3-X_d}Ga^{3+}_{X_d})O_{12}$, де Z — вміст іонів La^{3+} в додекаедричній підґратниці, X_a та X_d — вміст іонів Ga^{3+} в окта- та тетрапідґратницях, відповідно (ат./форм. од.). При цьому значення сумарного ступеня заміщення розраховувалося як $X = X_a + X_d$. Входження катіонів різного типу в певні кристалографічні позиції є конкурентним. Процедура уточнення складу плівок базувалась на вимірюваннях намагніченості насичення та співставленні прецизійно виміряних і розрахованих із застосуванням формули Строка сталих ґратниць [8]. Умови росту плівок, їх товщини та склад узагальнено в табл. 1.

Інформація про магнітні та електричні надтонкі взаємодії в LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ отримувалася методом конверсійної електронної мессбауерівської (КЕМ) спектроскопії з застосуванням спектрометра ЯГРС-4М у режимі постійних прискорень. Реєстрація конверсійних електронів здійснювалась проточним лічильником (96% He + 4% CH_4); калібрування спектрів проводилося відносно α-Fe. В якості джерела γ-квантів було використано ізотоп ^{57}Co активністю близько 70 мСі в хромовій матриці. Нестабільність нульового рівня швидкості та похибка реєстрації не перевищувала 0,5 каналу з 256, ширина резонансної лінії для металічного α-Fe становила 0,30

ТАБЛИЦЯ 1. Умови росту та характеристики епітаксійних гетероструктур LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ: h — товщина плівки, T_g — температура росту, ΔT — ступінь переохолодження, a_f — стала ґратниці плівки, ε_{zz} та U_{zx} — компоненти тензорів деформації та дисторсії.

TABLE 1. Conditions of growth and characteristics of epitaxial heterostructures LaGa:YIG/GGG: h is the thickness of the film, T_g is the temperature of growth, ΔT is the degree of supercooling, a_f is the lattice constant of film, ε_{zz} та U_{zx} are the components of deformation and distortion tensors.

Плівка	X_d	X_a	Z	h, мкм	D, мкм	T_g, К	ΔT, К	a_f, Å	ε_{zz}	U_{zx}
S0	0,00	0,00	0,00	2,85	3,10	1248	14	12,3760	$-9{,}82\cdot10^{-3}$	$0{,}17\cdot10^{-5}$
S1	0,27	0,01	0,05	3,66	3,84	1248	16	12,3757	$-6{,}41\cdot10^{-3}$	$0{,}97\cdot10^{-5}$
S2	0,49	0,03	0,10	3,44	9,16	1234	24	12,3789	$-3{,}29\cdot10^{-3}$	$1{,}78\cdot10^{-5}$
S3	0,66	0,06	0,12	3,06	7,45	1230	23	12,3788	$-3{,}28\cdot10^{-3}$	$3{,}46\cdot10^{-5}$

мм/с.

Для встановлення морфологічних особливостей поверхні плівок методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) та параметрів їх магнітної доменної структури методом магніто-силової мікроскопії (МСМ) використовувався сканувальний зондовий мікроскоп «NanoScope IIIa Dimension 3000» (режим картографування градієнту магнітного поля). Забезпечувалися умови зйомки, за яких вплив рельєфу поверхні та власного магнітного поля зонда на результат МСМ, були мінімальними [9].

Структурні дослідження плівок $Y_3Fe_5O_{12}$ здійснювалися з використанням дифрактометра X'PertPRO MRD в компланарній схемі дифракції з використанням чотирикристального монохроматора Бартельса (4×Ge(220)) та точкового детектора з трикратним кристалом-аналізатором (3×Ge220). Розбіжність первинного пучка дифрактометра та апертура кристала-аналізатора не перевищували 12″. Розрахунки сталих ґратниць плівок проводились методом апроксимації функцією Нельсона–Райлі.

Вимірювання величини намагніченості насичення здійснювалося методом індукційного гістеріографа при похибці вимірювань $< 5–7\%$.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Феримагнітне впорядкування в структурі LaGa:ЗІҐ пов'язане з величиною електростатичних полів, наведених на ядра іонів заліза як сусідніми іонами ґратниці, так і власними електронними оболонками. Визначальним параметром формування магнітонееквівалентних позицій іонів заліза є кут θ між напрямом ефективного магнітного поля на ядрі ^{57}Fe і напрямом градієнта результуючого електричного поля (ГЕП), в якому знаходиться це ядро. Оскільки тетраедричні позиції мають вісь симетрії четвертого порядку, а октаедричні — третього, то у загальному випадку в структурі ґранату наявні 7 кристалічно-, а значить і магнітонееквівалентних позицій для іонів Fe^{3+}, яким повинні відповідати 7 компонент мессбауерівського спектра. Для монокристалічних плівок ЗІҐ епітаксійно вирощених на підкладці з площиною зрізу (111) число магнітонееквівалентних позицій іонів Fe^{3+} скорочується до трьох. Зокрема, для усіх ядер ^{57}Fe в тетрапозиціях (d-підґратниця) полярний кут $\theta^{d}_{1,2,3}$ між напрямами ГЕП на ядрі та напрямом ходу γ-променів (вісь [111]) становить 54°44′. Водночас, для 1/4 ядер ^{57}Fe в октапозиціях (а-підґратниця) кут $\theta^{a}_{4} = 0°$ (напрям ГЕП на ядрі збігається з напрямом [111]). Для решти 3/4 ядер ^{57}Fe в а-підґратниця полярний кут $\theta^{a}_{5,6,7} = 70°32'$. При цьому одночасно існують два види взаємодій приблизно рівної інтенсивності: електрична квадрупольна та магнітна дипольна.

Відповідно до [10], плівки незаміщеного ЗІҐ можна розділити на два типи — з висококонтрастною та низькоконтрастною доменними структурами. Для першого випадку характерне значне відхилення векторів намагніченостей доменів від площини плівки, тоді як для другого вектори намагніченості лежать в площині гетероструктури. Водночас в плівках першого типу відсутній гістерезис і параметри доменної структури визначаються величиною прикладеного зовнішнього магнітного поля, тоді як в плівках другого типу зміни доменної структури носять гістерезисний характер. Спостережувані відмінності зумовлюються різницею в значеннях одновісної анізотропії. Розглянемо особливості формування доменної структури LaGa-заміщених плівок ЗІҐ різної товщини з різним ступенем заміщення іонів заліза.

КЕМ спектроскопія дозволила отримати інформацію про просторову орієнтацію результуючого вектору магнітного моменту плівок LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ, верифікувати розподіл іонів заліза по тетра- та октапідґратницях та проаналізувати вплив умов отримання на їх магнітну мікроструктуру. Експериментальні КЕМ спектри епітаксійних плівок ЗІҐ/ҐҐҐ та LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ наведено на рис. 1.

При аналізі спектру незаміщеного ЗІҐ здійснювалася діагоналізація гамільтоніану змішаної квадрупольної та магнітної взаємодій. При цьому отримувалися наступні параметри КЕМ спектру: ізомерний зсув I_S, ефективне магнітне поле на резонансному ядрі $H_{еф}$, значення аксіальної компоненти ҐЕП на ядрі ^{57}Fe V_{zz}, полярний кут β орієнтації $\mathbf{H}_{еф}$ відносно $\mathbf{V}_{zz}$, ширина абсорбційних ліній ω. Відповідно до кристалографічних передумов експериментальний спектр ЗІҐ повинен бути суперпозицією трьох секстетів, проте якість апроксимаційного наближення збільшувалася за умови припущення наявності двох магнітонееквівалентних d-позицій з різними значеннями та орієнтаціями ефективних магнітних полів на ядрах ^{57}Fe. Водночас, відповідно до [11], для незаміщеного ЗІҐ припускалася наявність іонів заліза (близько 2–3 ат.%) в парамагнітному стані, результатом чого стало формування дублетної складової мессбауерівського спектру для цього зразка. Необхідність введення додаткового секстету для тетрапозицій при аналізі спектру структури ЗІҐ/ҐҐҐ може пояснюватися нестехіометрією аніонної підґратниці в приповерхневому шарі плівки.

Опосередковано про це свідчать результати розрахунків вмісту 4*s*-електронів, які вносять вклад у формування результуючої густини електронного заряду на ядрі атома ^{57}Fe (методика калібрування ізомерних зсувів [12]). Отримані таким чином електронні конфігурації іонів заліза в обох октаедричних позиціях ($3d^5 4s^{0,01}$) та в тетраедричній позиції d_2 ($3d^5 4s^{0,05}$) збігаються з даними [13]. Водночас, для іонів Fe^{3+} в d_1-позиції зафіксована конфігурація $3d^5 4s^{0,08}$, що можна інтерпретувати як наслідок наявності аніонних вакансій

в досліджуваному приповерхневому шарі плівок товщиною < 90 нм, інформація про магнітне впорядкування якого отримувалася методом КЕМ спектроскопії [14]. Зумовлене цим збільшення відстані обмінної взаємодії в ланцюжку $(Fe^{3+})_a$–O^{2-}–$(Fe^{3+})_d$ разом із спотворенням симетрії ближнього оточення призводять до зменшення перекриття електронних оболонок Fe^{3+} та O^{2-}, що, в свою чергу, викликає збільшення внеску 4*s*-електронів у густину електронного заряду навколо ядра.

Загалом, можна констатувати наявність неперервного (локалізованого в певному діапазоні) спектру значень густин 4*s*-електронів для магнітонееквівалентних позицій тетракоординованих іонів заліза, про що свідчить збільшення ширини ліній секстетів «d_1» та «d_2» на 0,07–0,11 мм/с порівняно із значеннями півширин ліній для а-позицій. Щодо дублетної компоненти «D» для спектру незаміщеного ЗІҐ/ҐҐҐ, то її відносний вміст становить близько 2,2%,

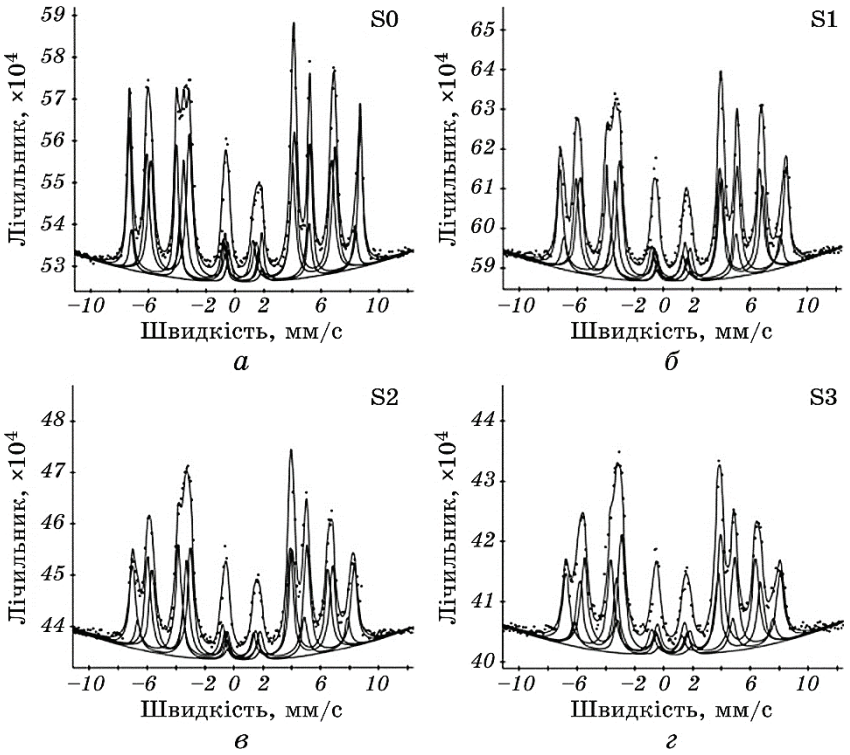

Рис. 1. КЕМ спектри незаміщеної плівки ЗІГ/ГГГ S0 (*а*) та структур LaGa:ЗІГ/ГГГ: S1 (*б*), S2 (*в*), S3 (*г*).

Fig. 1. Mössbauer spectra (CEMS) of unsubstituted film YIG/GGG S0 (*a*) and LaGa:YIG/GGG structures: S1 (*б*), S2 (*в*), S3 (*г*).

що виходить за межи похибки апроксимації. Значення квадрупольного розщеплення для цієї компоненти (2,05 ± 0,04 мм/с) однозначно свідчить про зниження валентності іонів заліза в приповерхневому шарі з +3 до +2. Даний факт, ймовірно, є наслідком росту концентрації вакансій в аніонній підґратниці приповерхневої області плівок.

Зміни магнітної мікроструктури в системі LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ будуть зумовлюватися входженням іонів Ga^{3+} в магнітні підґратниці та їх розподілом за кристалографічними позиціями. При аналізі результатів КЕМ спектроскопії вважалося, що спектр є суперпозицією окремих компонент (секстетів та дублету), які відповідають іонам заліза в певних магнітонееквівалентних позиціях, число яких визначається біноміальним розподілом варіантів ближнього оточення

$$P_z^{(n)} = \frac{z!}{n!(z-n)^j} k^{(2-n)}(1-k)^n, \qquad (1)$$

де z — координаційне число ($z = 4$, 6), n — число магнітних сусідів, $0 \le n \le z$, k — відносна кількість немагнітних іонів в сусідніх підґратницях [15]. При цьому величина ефективного магнітного поля на ядрі $H_{еф}$ залежить від числа магнітних іонів у першій катіонній координаційній сфері.

Згідно моделі [16], участь у формуванні магнітної структури беруть лише ті іони Fe^{3+}, які мають у своєму ближньому катіонному оточенні не менше двох магнітних іонів протилежної підґратниці. Такий підхід, зокрема, пояснює появу парамагнітної дублетної складової в складі КЕМ спектрів LaGa:ЗІҐ. Аналізуючи параметри КЕМ спектрів плівок LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ можна стверджувати, що існує квазінеперервний спектр параметрів надтонких взаємодій на резонансному ядрі, центр ваги якого визначається першою координаційною сферою, а його «розмиття» — впливом наступних координаційних сфер, про що свідчить суттєве зростання ширини лінії для всіх введених секстетів по мірі збільшення ступеня заміщення іонами Ga^{3+}. При цьому діамагнітне заміщення іонів заліза не призводить до перерозподілу електронної густини $2p$-електронної оболонки іонів O^{2-} і не впливає на хвильову функцію $4s$-електронів заліза, оскільки величина ізомерного зсуву для всіх позицій змінюється порівняно слабо.

Спостережуваний спад величини ефективного магнітного поля на резонансному ядрі із ростом вмісту іонів Ga^{3+} для усіх виділених позицій пояснюється формуванням зв'язків типу Fe^{3+}–O^{2-}–Ga^{3+}–O^{2-}–Fe^{3+} та зменшенням величини непрямої надобмінної взаємодій в ланцюжках $(Fe^{3+})_a$–O^{2-}–$(Fe^{3+})_d$. Лінійний характер спаду $H_{еф}$ в діапазоні $X = 0$–0,7 ат./форм. од., може розглядатися як доказ достовірності застосованої методики уточнення складу плівок (рис. 2).

Ще одним підтвердженням цього є узгоджений характер змін ін-

тегральної інтенсивності дублетної складової спектрів та параметру X. Зокрема, розрахований за біноміальним законом очікуваний вміст парамагнітної складової в КЕМ спектрі LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ при $X = 0{,}72$ в перерахунку на формульну одиницю становить $3{,}6\%$, тоді як експериментальне значення становить $3{,}2\%$. Похибка визначення коефіцієнтів кутового нахилу апроксимуючих прямих на експериментальній залежності $H_{еф}(X)$ не перевищує 10%. Розраховані швидкості зміни величин ефективних магнітних полів на ядрах Fe^{3+} в різних підґратницях при зростанні вмісту іонів Ga^{3+} становлять 57 ± 6 кЕ/форм. од. та 30 ± 3 кЕ/форм. од. для окта- та тетракоординованих ядер ^{57}Fe відповідно. Зафіксовані відмінності, очевидно, пов'язані із переважаючою схильністю іонів Ga^{3+} до зайняття тетраедричних порожнин, що й зумовлює відповідне локальне оточення для октакоординованих резонансних ядер. Застосована методика аналізу КЕМ спектрів дозволила простежити зміни просторової орієнтації результуючого вектору магнітного моменту плівки в залежності від вмісту іонів Ga^{3+} (рис. 3).

У результаті ефектів розмагнічування [17], вектор намагніченості епітаксійної плівки ЗІҐ/ҐҐҐ з площиною зрізу (111) є близьким до площини плівки. Мінімальне значення кута нахилу вектора намагніченості θ зафіксовано для незаміщеного ЗІҐ — $\theta = 8{,}9°$, що узгоджується з результатами [18]. Загалом орієнтація вектору намагніченості визначається конкуруючими проявами одновісної кубічної та ромбічної компонент анізотропії матеріалу.

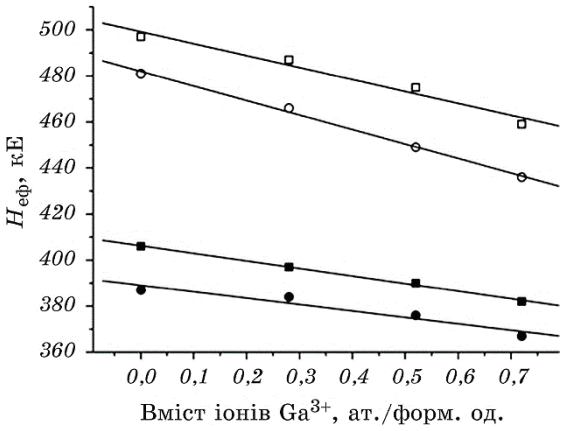

Рис. 2. Залежності величини ефективних магнітних полів на ядрах ^{57}Fe від розрахункового вмісту іонів Ga^{3+} для виділених магнітонееквівалентних позицій в ЗІГ/ГГГ та LaGa:ЗІГ/ГГГ.

Fig. 2. Dependences of the magnitude of the effective magnetic fields on ^{57}Fe nuclei from the estimated content of Ga^{3+} ions for the selected magnetically non-equivalent positions in YIG/GGG and LaGa:YIG/GGG.

Поряд з ними існує також однонапрямлена компонента анізотропії, для опису якої використовують моделі парного впорядкування або переважної заселеності домішковими іонами додекаедричних вузлів, нееквівалентних відносно напряму росту кристалу [19]. Константа магнітокристалічної анізотропії для ЗІҐ складає $0{,}6 \cdot 10^3$

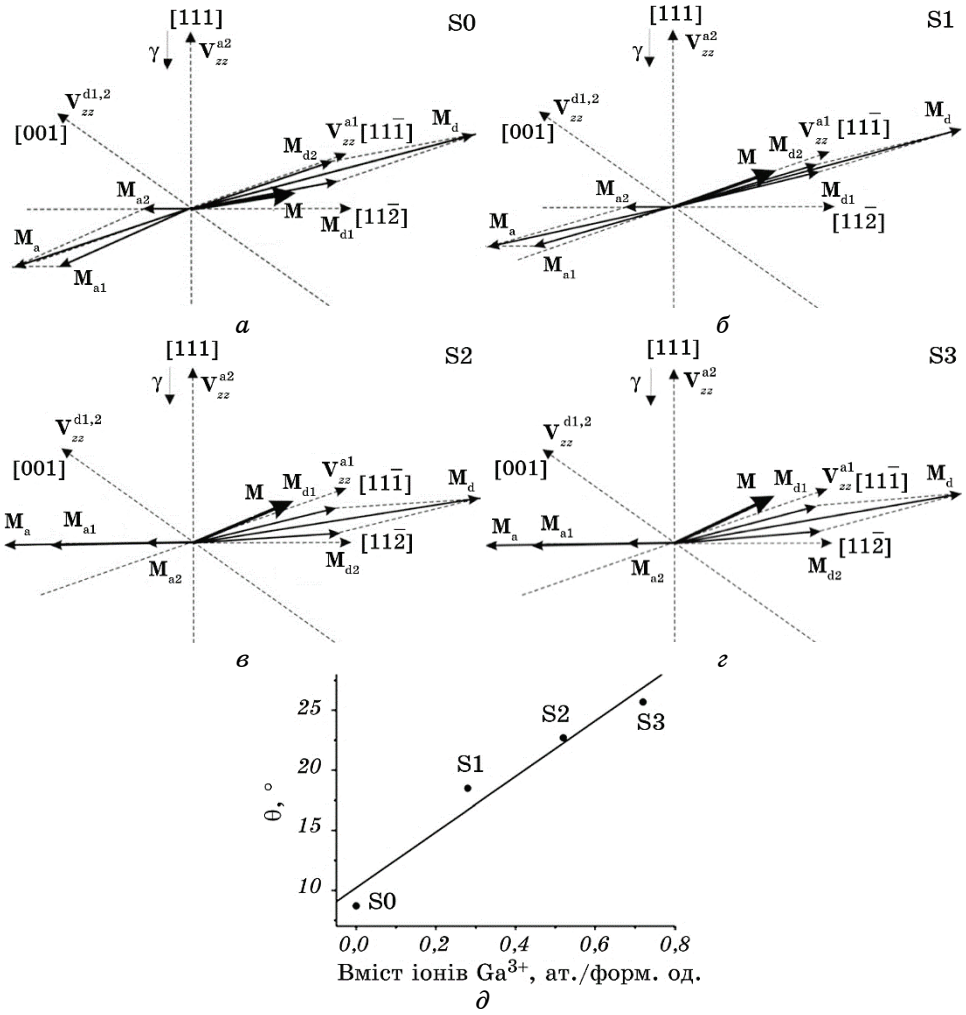

Рис. 3. Зміна орієнтації результуючого вектора намагніченості в залежності від вмісту (X) іонів Ga^{3+} в епітаксійних плівках ЗІГ/ГГГ та LaGa: ЗІГ/ГГГ (*д*): $X = 0$ (*а*), $X = 0{,}28$ (*б*), $X = 0{,}52$ (*в*), $X = 0{,}72$ (*г*).

Fig. 3. Changing of the resulting magnetization vector orientation depending on the content (X) Ga^{3+} ions in epitaxial films YIG/GGG and LaGa: YIG/GGG (*д*): $X = 0$ (*a*), $X = 0.28$ (*б*), $X = 0.52$ (*в*), $X = 0.72$ (*г*).

Дж/м^3 і зменшується з ростом вмісту Ga^+ [20]. Наявність сильної одновісної анізотропії сприяє повороту вектора намагніченості в напрямі нормалі до площини плівки.

В нашому випадку спостережуваний ріст θ додатково пов'язаний зі зменшенням впливу ефекту розмагнічування поверхні плівки внаслідок зменшення величини намагніченості насичення. Водночас, незважаючи на поліфакторний характер зміни θ, нахил результуючого вектору магнітного моменту до площини плівки із ростом вмісту іонів ґалію в ґранатовій структурі збільшується за близьким до лінійного законом зі швидкістю $(22 \pm 4)°$/форм. од. у досліджуваному діапазоні зміни X (рис. 3). Очевидно, що орієнтація магнітного моменту плівки повинна відбитися на результатах МСМ, представлених на рис. 4.

Відповідно до прямих спостережень для всіх плівок характерною є смугова доменна структура, зумовлена виникненням в замикаючих доменах нормальної до поверхні складової намагніченості. Усереднені періоди доменних структур досліджуваних плівок розраховувалися методом статистичної обробки даних, отриманих при аналізі МСМ мап із застосуванням програмного пакету Gwyddion [21]. Основною причиною появи смугових доменів можна вважати колонкову ростову мікроструктуру плівки, обумовлюючу перпен-

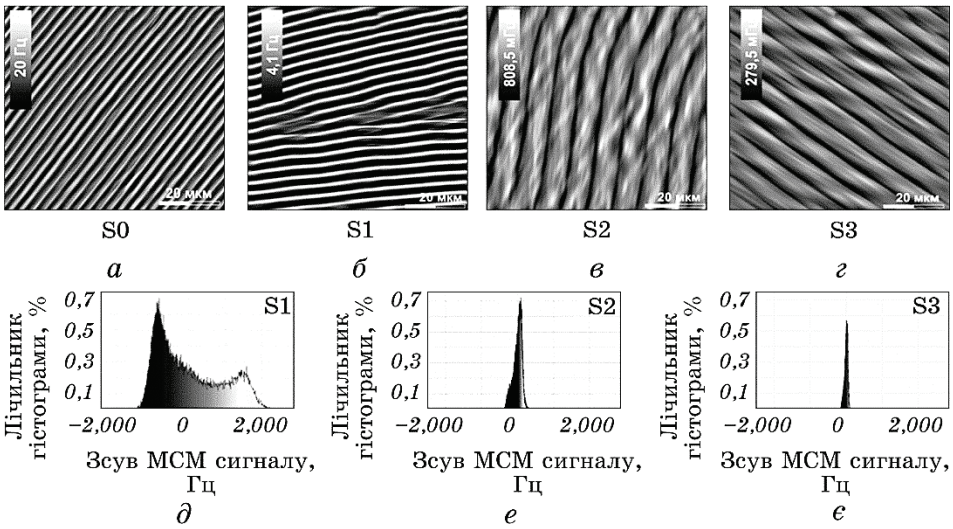

Рис. 4. МСМ мапи розподілу градієнту поля розсіяння магнітних доменів приповерхневих шарів епітаксійних плівок ЗІГ/ГГГ та LaGa:ЗІГ/ГГГ (*а*, *б*, *в*, *г*) та відповідні гістограми сигналу МСМ (*д*, *е*, *є*).

Fig. 4. MFM maps of distribution of gradient magnetic domains scattering field in surface layers of epitaxial YIG/GGG and LaGa:YIG/GGG (*а*, *б*, *в*, *г*) and corresponding histograms of MFM signal (*д*, *е*, *є*).

дикулярну до поверхні компоненту анізотропії, співвідношення між якою і намагніченістю насичення визначає можливу магнітну мікроструктуру тонкої плівки [6]. В нашому випадку період доменної структури характеризується вираженою тенденцією до зростання при збільшенні вмісту іонів Ga^{3+} в тетра- та октапідґратницях кристалу ґранату.

Узагальнену модель еволюції смугових доменних структур при зміні товщини епітаксійної структури ЗІҐ представлено в [22, 23], яка передбачала розв'язок задачі оптимізації напрямів магнітних моментів доменів. Автором зроблено висновок, що період доменів D, як функція намагніченості насичення, характеризується мінімумом в області товщин плівки $h = 0{,}01–0{,}1$ мкм, монотонно зростаючи з ростом товщини гетероструктури в області 1–100 мкм. Відповідно до [24] можна очікувати степеневої залежності між періодом (розмірами) магнітних доменів D та товщиною кристалу (плівки) h (b — емпіричний параметр): $D(h) = ah^b$. Залежність узгоджується з висновками теорії Ландау та Ліфшиця, згідно з якими період доменів буде пропорційним кореню з товщини плівки: $D \sim h^{1/2}$ за умови $D >> h$. Водночас, у нашому випадку ця умова не виконується, оскільки період доменів і товщина плівок є співмірними.

Можна стверджувати, що в досліджуваному випадку товщина плівки має порівняно менший вплив на формування доменної структури в порівняні зі ступенем заміщення, а також наявністю та типом ростових дефектів. Зокрема, спостерігається значна різниця між характеристиками доменної структури зразків S1 та S2 при близьких товщинах цих плівок (табл. 1). Ймовірною причиною відмінностей є різниця в температурі переохолодження плівок в процесі росту — збільшення періоду доменної структури спостерігається для зразків S2 та S3, вирощених при $\Delta T = 23–24$ К, на відміну від зразків S0 та S1, отриманих при $\Delta T = 14–16$ К (табл. 1).

Для досягнення максимальної чутливості методу МСМ і виключення впливу рельєфу використовувалась двопрохідна методика вимірювань — реєстрація профілю поверхні в режимі переривчастого контакту та реєстрація магнітного поля на віддалі від поверхні. Магнітна мікроструктура поверхні мапувалась за градієнтом магнітного поля, який реєструвався за зміною частоти коливань зонду МСМ. Статистичний аналіз мап МСМ дозволив отримати узагальнену інформацію про магнітну мікроструктуру в досліджуваних системах (рис. 5). Видно, що з ростом ступеня заміщення спостерігається зменшення ширини розподілу, а відповідно, і зменшуються флуктації величини магнітного поля розсіяння над поверхнею зразків. Спостережувані зміни повністю узгоджуються з даними про поступовий розворот з ростом вмісту іонів Ga^{3+} результуючого вектора магнітного моменту в напряму нормалі.

Відповідно до ідей роботи [10] аналізувалися залежності відно-

шення періоду доменів до товщини плівки, як функція ступеня заміщення та величини поля намагніченості насичення (рис. 5). Ймовірно, спостережувані відмінності зумовлюються різницею в значеннях одновісної анізотропії.

Розглянемо особливості формування доменної структури LaGa-заміщених плівок ЗІҐ різної товщини з різним ступенем заміщення. Досліджувані зразки можна розділити на дві групи (S0 і S1 та S2 і S3), для яких різниця між намагніченістю насичення плівки та полем одновісної анізотропії приймає різні значення. Максимальні значення поля одновісної анізотропії відповідають значенням $d/h \approx 0{,}4$, мінімальні значення — близько $d/h \approx 0{,}9$, що відповідає даним [10].

Було здійснено аналіз деформаційного стану досліджуваних зразків (рис.6) [25]. Відповідно до результатів високороздільної Х-променевої дифрактометрії положення рефлексу (444) від підкладки для всіх зразків близьке до значення, характерного для високодосконалого монокристалу ҐҐҐ (стала ґратниці 12,383 Å, міжплощинна відстань $d = 1{,}7873$ Å). Застосовуючи методику [26], розраховувалися значення компоненти ε_{zz} тензора деформації та недіагональної компоненти тензора дисторсії U_{zx}. Обчислювання здійснювалися на основі експериментальних КДВ для площин відбивання (444) та (888), паралельних до поверхні кристалу. Будувалася система рівнянь $-\Delta\theta_{(hkl)}\mathrm{ctg}\theta_{(hkl)} = \varepsilon_{zz} - U_{zx}\mathrm{ctg}\theta_{(hkl)}$, де $\Delta\theta_{(hkl)}$ — кутова відстань між положеннями рефлексів плівки та підкладки для (hkl) відбивання, $\theta_{(hkl)}$ — кут Брегга для плівки. Результати розрахунків

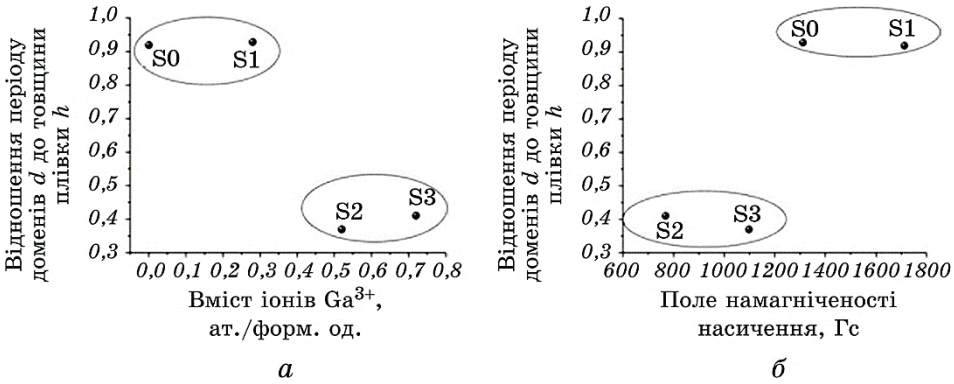

Рис. 5. Величини відношень періодів доменів до товщин плівок як функції ступеня заміщення іонами Ga^{3+} та величини поля насичення гетеро структури.

Fig. 5. The ratio of the period of domains to the thickness of the films as a function of degree of substitution by Ga^{2+} ions and value of saturation field of the heterostructure.

узагальнено в табл. 1.

В даному випадку також проглядається аналогічний поділ зразків на дві групи. Хоча для всіх плівок характерними є напруження стиску, порівняно вищі значення періоду смугової доменної структури характерні для плівок з відносно вищими значеннями компоненти тензора деформації ε_{zz} (рис. 7, *а*). При цьому спостерігається монотонний ріст величини компоненти відносної деформації U_{zx} при збільшенні ступеня заміщення X, який відповідає росту кута нахилу магнітного моменту (рис. 7, *б*).

Узагальнюючи, можна запропонувати наступну феноменологічну модель взаємозв'язку напруженого стану плівок та параметрів доменної структури. Для епітаксійних плівок ферит-ґранатів з орієнтацією (111) можливі два варіанти орієнтації вісі легкого намагнічування (ВЛН), які визначаються співвідношенням між константою одновісної анізотропії K_u та величиною намагнічування насичення: при $K_u >> \pi M_s^2$ ВЛН напрямлена вздовж нормалі до площини плівки; при $K_u << 2\pi M_s^2$ орієнтація ВЛН близька до площини плівки, що зумовлюється кубічною анізотропією. В проведеному експерименті спостерігається варіант, близький до другого випадку (орієнтація ВЛН типу «легкий конус» з віссю, відхиленою від площини (111) на малий кут). Розрізняють одновісну анізотропію, індуковану механічними напруженнями, що виникають в результаті невідповідності параметрів ґратниці плівки та підкладки (магнітострикційний внесок), та анізотропію, індуковану процесом направленої кристалізації (ростовий внесок): $K_u = K_u^s + K_u^g$. Перший вне-

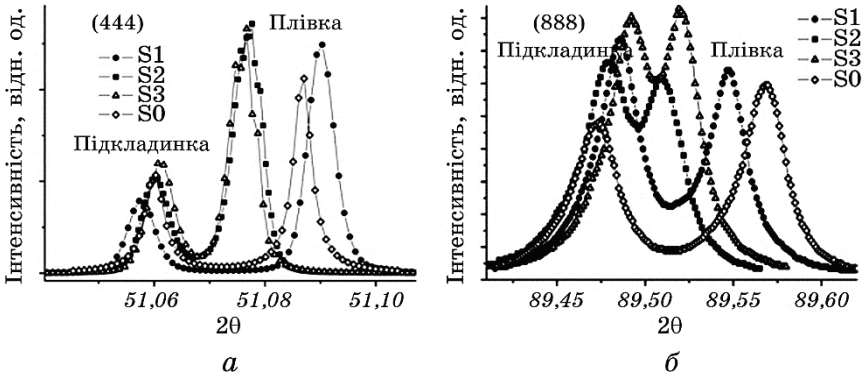

Рис. 6. X-променеві дифрактограми, одержані в режимі 2θ–ω-сканування симетричних рефлексів (444) (*а*) та (888) (*б*) досліджуваних плівок LaGa:ЗІГ/ГГГ з різним вмістом іонів Ga^{3+}.

Fig. 6. X-ray diffraction pattern obtained in mode of 2θ–ω-scanning of symmetrical reflections (444) (*a*) and (888) (*б*) for studied films LaGa:YIG/GGG with different content of Ga^{3+} ions.

сок для ферит-ґранатових плівок, орієнтованих в площині (111), розраховується як:

$$K_{\mathrm{u}}^{\mathrm{s}} = -\frac{3}{2}\frac{E}{(1-\mu_{111})}\frac{\Delta a_{\perp}}{a}\lambda_{111},$$

де E — модуль Юнга (для ЗІҐ $E = 2{\cdot}10^5$ МПа [27]), μ_{111} — коефіцієнт Пуассона (для ґранатових структур рівний $\cong 0{,}3$ [28], константа магнітострикції матеріалу плівки $\lambda_{111} = 2{,}4{\cdot}10^{-6}$ [27], $\Delta a/a$ — відносне неспівпадіння параметрів ґратниці плівки та підкладки в напрямі, нормальному до її площини. Відповідно до [29], ростова анізотропія послаблюється пропорційно концентрації діамагнітних іонів заміщення, оскільки зменшується кількість іонів заліза як носіїв магнетизму, причому заміщення в октаедричній підґратниці впливає приблизно вдвічі сильніше, ніж у тетраедричній. При цьому у випадку Ga-заміщених плівок ЗІҐ виконується співвідношення: $K_{\mathrm{u}}^{g}(X) = K_{\mathrm{u}}^{g}(0)[1 - 0{,}57X]$, де X — ступінь заміщення іонами Ga^{+}. Для незаміщеного ЗІҐ/ГГҐ з площиною орієнтації (111) константа ростової анізотропії складає $-5{,}7{\cdot}10^3$ Дж/м^3 [27]. Густину енергії одновісної анізотропії, обмежуючись першим членом, можна представити як $E_{\mathrm{u}} = K_{\mathrm{u}}\sin^2\beta$, де $\beta = 90 - \theta$ — кут між напрямами вектора намагніченості насичення та кристалографічної осі [111]. Розрахунки енергії одновісної анізотропії як функції ступеня заміщення іонами Ga^3 показують, що умова $K_{\mathrm{u}} << 2\pi M_{\mathrm{s}}^2$ виконується для всіх досліджуваних систем.

Кут між вектором намагніченості та площиною плівки складає

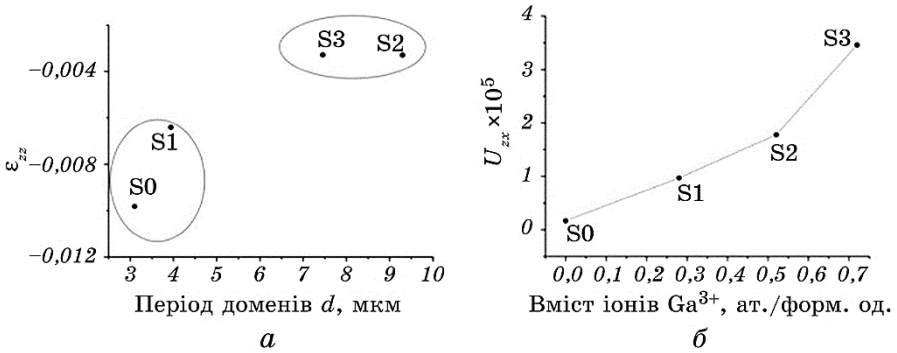

Рис. 7. Взаємозв'язок параметрів доменної структури плівок LaGa:ЗІГ/ГГГ з величинами компонент тензорів деформації ε_{zz} (*а*) та дисторсії U_{zx} (*б*).

Fig. 7. Dependences of the domain structure parameters for LaGa:YIG/GGG films on magnitudes of components of strain ε_{zz} (*a*) and distortion U_{zx} (*б*) tensors.

від 9° до 25°, що передбачає зниження магнітостатичної енергії плівки. Якщо припустити мінімальні (нульові) значення магнітостатичної енергії плівки, тоді вектор намагніченості плівки повинен орієнтуватися вздовж осей сімейства <111>, нормально до площини плівки або під кутом 19° (осі $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$ і $[11\bar{1}]$). Водночас спостережувані відхилення напряму намагніченості від осей легкого намагнічування зумовлюються наявністю ненульової магнітостатичної енергії, впливом доменних стінок та наявністю одновісної магнітної анізотропії. При цьому доменні стінки, що розмежовують сусідні світлі та темні смуги на МСМ мапах, є 180°-ними доменними стінками.

4. ВИСНОВКИ

1. Для незаміщеної плівки ЗІҐ/ҐҐҐ встановлено наявність двох магнітонееквівалентних тетракоординованих позицій ^{57}Fe з відмінними значеннями та орієнтаціями ефективних магнітних полів на ядрах, поява яких зумовлена порушенням стехіометрії аніонної підґратниці. Для частини тетракоординованих ядер ^{57}Fe зафіксовано збільшення вкладу 4*s*-електронів у густину електронного заряду, що, імовірно, є результатом збільшення міжіонних відстаней у ланцюжку $(Fe^{3+})_a$–O^{2-}–$(Fe^{3+})_d$.
2. Виявлено, що величина ефективного магнітного поля на октакоординованих ядрах ^{57}Fe в структурі LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ спадає з ростом вмісту іонів Ga^{3+} приблизно вдвічі швидше, ніж у випадку тетракоординованих ^{57}Fe (57 ± 6 кЕ/форм. од. та 30 ± 3 кЕ/форм. од. відповідно).
3. Простежено зміну орієнтації результуючого вектору намагніченості LaGa:ЗІҐ/ҐҐҐ в залежності від величини діамагнітного заміщення; виявлено, що кут нахилу результуючого вектору магнітного моменту до площини плівки з ростом вмісту іонів Ga^{3+} в діапазоні 0–0,72 форм. од. збільшується за близьким до лінійного законом зі швидкістю (22 ± 4)°/форм. од.
4. Період смугової доменної структури, визначений методом магнітно-силової мікроскопії, характеризується тенденцією до зростання при збільшенні вмісту іонів Ga^{3+} в структурі.
5. Для всіх досліджуваних плівок характерними є напруження стиску, причому порівняно вищі значення періоду смугової доменної структури характерні для плівок з відносно вищими значеннями компоненти тензора деформації ε_{zz}, які в свою чергу відповідають максимальним значенням енергії одновісної анізотропії та характеризуються відношенням періоду доменів до товщини плівки $d/h \approx 0{,}4$. Ймовірною причиною відмінностей між магнітною мікроструктурою плівок з $d/h \approx 0{,}4$ та $d/h \approx 0{,}9$ є відмінність в температурі переохолодження. Так, для зразків, вирощених при $\Delta T = 23$–24 К

(S2 та S3), спостерігається збільшення періоду доменної структури у порівнянні зі зразками, отриманими при $\Delta T = 14–16$ К (S0 та S1).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. T. Aichele, A. Lorenz, R. Hergt, and P. Görnert, *Cryst. Res. Technol.*, **38**, Nos. 7–8: 575 (2003).
2. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature*, **464**: 262 (2010).
3. A. I. Stognij, L. V. Lutsev, V. E. Bursian, and N. N. Novitskii, *J. Appl. Phys.*, **118**, No. 2: 023905 (2015).
4. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. B*, **89**, No. 13: 134404 (2014).
5. M. Shone, *Circuits, Systems, and Signal Processing*, **4**, No. 1: 89 (1985).
6. I. M. Fodchuk, I. I. Gutsuliak, V. V. Dovganiuk, A. O. Kotsyubynskiy, U. Pietsch, N. V. Pashniak, O. Yu. Bonchyk, I. M. Syvorotka, and P. M. Lytvyn, *Applied Optics*, **55**, Iss. 12: B144 (2016).
7. S. L. Blank and J. W. Nielsen, *J. Crystal Growth*, **17**: 302 (1972).
8. B. Strocka, P. Holst, and W. Tolksdorf, *Philips J. Res.*, **33**, Nos. 3/4: 166 (1978).
9. I. M. Fodchuk, I. I. Gutsuliak, R. A. Zaplitniy, S. V. Balovsyak, I. P. Yaremiy, O. Yu. Bonchyk, G. V. Savitskiy, I. M. Syvorotka, and P. M. Lytvyn, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **16**, No. 3: 246 (2013).
10. А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов, *Физика твёрдого тела*, **41**, № 11: 2034 (1999).
11. Б. К. Остафийчук, В. Д. Федорив, В. О. Коцюбинский, В. М. Пылыпив, В. В. Мокляк, В. В. Каспрук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 6: 765 (2005).
12. G. K. Wertheim, *Mössbauer Effect: Principles and Applications* (New York and London: Academic Press: 2013).
13. В. И. Гольданский, *Химические применения мёссбауэровской спектроскопии* (Москва: Мир: 1970).
14. F. Salvat and J. Parellada, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **1**: 70 (1984).
15. M. Niyaifar, A. Beitollahi, N. Shiri, M. Mozaffari, and J. Amighian, *J. Magnetism and Magnetic Materials*, **322**, No. 7: 777 (2010).
16. M. A. Gilleo, *Ferromagnetic Insulators: Garnets* (New Jersey: Nort-Holland Publishing Company: 1980).
17. С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (Москва: Наука: 1971).
18. G. Balestrino, S. Lagomarsino, B. Maturi, and A. Tucciarone, *IEEE Transactions on Magnetics*, **20**, No. 5: 1864 (1984).
19. R. F. Pearson, *J. Appl. Phys.*, **33**, No. 3: 1236 (1962).
20. P. Hansen, P. Röschmann, and W. Tolksdorf, J *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 6: 2728 (1974).
21. D. Nečas and P. Klapetek, *Open Physics*, **10**, No. 1: 181 (2012).
22. А. Л. Хвалин, *Антенны*, № 11: 51 (2011).
23. А. Л. Хвалин, *Вестник Тихоокеанского государственного университета*,

1: 28 (2013).
24. W. Szmaja, *Advances in Imaging and Electron Physics*, **141**: 175 (2006).
25. В. О. Коцюбинський, В. М. Пилипів, Б. К. Остафійчук, І. П. Яремій, О. З. Гарпуль, О. С. Скакунова, В. Б. Молодкін, С. Й. Оліховський, *Металлофиз. новейшие технол.*, **36**, № 8: 1049 (2014).
26. Ю. П. Хапачев, Ф. Н. Чуховский, *Кристаллография*, **34**, № 3: 776 (1989).
27. Н. Н. Евтихеева, Б. Н. Наумова, *Элементы и устройства на ЦМД. Справочник* (Москва: Радио и связь: 1987).
28. Л. М. Летюк, В. Г. Андреев, А. В. Гончар, И. И. Канева, В. Г. Костишин, Д. Г. Крутогин, *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники*, **3**: 59 (2005).
29. V. J. Fratello, S. E. G. Slusky, C. D. Brandle, and M. P. Norelli, *J. Appl. Phys.*, **60**, No. 2: 718 (1986).

REFERENCES

1. T. Aichele, A. Lorenz, R. Hergt, and P. Görnert, *Cryst. Res. Technol.*, **38**, Nos. 7–8: 575 (2003).
2. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature*, **464**: 262 (2010).
3. A. I. Stognij, L. V. Lutsev, V. E. Bursian, and N. N. Novitskii, *J. Appl. Phys.*, **118**, No. 2: 023905 (2015).
4. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, Phys. Rev. B, **89**, Iss. 13: 134404 (2014).
5. M. Shone, *Circuits, Systems, and Signal Processing*, **4**, Iss. 1–2: 89 (1985).
6. I. M. Fodchuk, I. I. Gutsuliak, V. V. Dovganiuk, A. O. Kotsyubynskiy, U. Pietsch, N. V. Pashniak, O. Yu. Bonchyk, I. M. Syvorotka, and P. M. Lytvyn, *Applied Optics*, **55**, Iss. 12: B144 (2016).
7. S. L. Blank and J. W. Nielsen, *J. Crystal Growth*, **17**: 302 (1972).
8. B. Strocka, P. Holst, and W. Tolksdorf, *Philips J. Res.*, **33**, Nos. 3/4: 166 (1978).
9. I. M. Fodchuk, I. I. Gutsuliak, R. A. Zaplitniy, S. V. Balovsyak, I. P. Yaremiy, O. Yu. Bonchyk, G. V. Savitskiy, I. M. Syvorotka, and P. M. Lytvyn, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **16**, No. 3: 246 (2013).
10. A. V. Vashkovskiy, E. G. Lokk, and V. I. Shcheglov, *Fizika Tverdogo Tela*, **41**, No. 11: 2034 (1999) (in Russian).
11. B. K. Ostafijchuk, V. D. Fedoriv, V. O. Kotsyubyns'ky, V. M. Pylypiv, V. V. Moklyak, and V. V Kaspruk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **27**, No. 6: 765 (2005) (in Russian).
12. G. K. Wertheim, *Mössbauer Effect: Principles and Applications* (New York and London: Academic Press: 2013).
13. V. I. Gol'danskiy, *Khimicheskie Primeneniya Messbauerovskoy Spektroskopii* [Chemical Applications of Mössbauer Spectroscopy] (Moscow: Mir: 1970) (in Russian).
14. F. Salvat and J. Parellada, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **1**: 70 (1984).
15. M. Niyaifar, A. Beitollahi, N. Shiri, M. Mozaffari, and J. Amighian, *J. Magnetism and Magnetic Materials*, **322**, No. 7: 777 (2010).

16. M. A. Gilleo, *Ferromagnetic Insulators: Garnets* (New Jersey: Nort-Holland Publishing Company: 1980).
17. S. V. Vonsovskiy, *Magnetizm* [Magnetism] (Moscow: Nauka: 1971) (in Russian).
18. G. Balestrino, S. Lagomarsino, B. Maturi, and A. Tucciarone, *IEEE Transactions on Magnetics*, **20**, No. 5: 1864 (1984).
19. R. F. Pearson, *J. Appl. Phys.*, **33**, No. 3: 1236 (1962).
20. P. Hansen, P. Röschmann, and W. Tolksdorf, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 6: 2728 (1974).
21. D. Nečas and P. Klapetek, *Open Physics*, **10**, No. 1: 181 (2012).
22. A. L. Khvalin, *Antenny*, No. 11: 51 (2011).
23. A. L. Khvalin, *Vestnik Tikhookeanskogo Gosudarstvennogo Universiteta*, **1**: 28 (2013) (in Russian).
24. W. Szmaja, *Advances in Imaging and Electron Physics*, **141**: 175 (2006).
25. V. O. Kotsyubynskyy, V. M. Pylypiv, B. K. Ostafiychuk, I. P. Yaremiy, O. Z. Garpul', E. S. Skakunova, V. B. Molodkin, and S. I. Olikhovskyy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 8: 1049 (2014) (in Ukrainian).
26. Yu. P. Khapachev and F. N. Chukhovskiy, *Kristallografiya*, **34**, No. 3: 776 (1989) (in Russian).
27. N. N. Evtikheeva and B. N. Naumova, *Elementy i Ustroystva na TsMD. Spravochnik* [Elements and Devices on CMD. Handbook] (Moscow: Radio i Svyaz': 1987) (in Russian).
28. L. M. Letyuk, V. G. Andreev, A. V. Gonchar, I. I. Kaneva, V. G. Kostishin, and D. G. Krutogin, *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Materialy Elektronnoy Tekhniki*, **3**: 59 (2005) (in Russian).
29. V. J. Fratello, S. E. G. Slusky, C. D. Brandle, and M. P. Norelli, *J. Appl. Phys.*, **60**, No. 2: 718 (1986).