

## ДЕФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ

PACSnumbers: 61.72.Dd, 61.72.up, 61.80.Jh, 68.55.Ln, 75.50.Dd, 75.70.Ak, 81.40.Wx

### Рентгеновская дифрактометрия структуры легированных лантаном железо-иттриевых гранатов после ионной имплантации

И. М. Фодчук, В. В. Довганюк, И. И. Гуцуляк, И. П. Яремий\*,  
А. Ю. Бончик\*\*, Г. В. Савицкий\*\*, И. М. Сыворотка\*\*\*, Е. С. Скакунова\*\*\*\*

*Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,  
ул. Коцюбинского, 2,  
50012 Черновцы, Украина*

*\*Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника,  
ул. Шевченко, 57,  
76025 Ивано-Франковск, Украина*

*\*\*Институт прикладных проблем механики и математики  
им. Я. С. Подстригача НАН Украины,  
ул. Научная, 3-б,  
79060 Львов, Украина*

*\*\*\*Научно-производственное предприятие «Карат»,  
ул. Стрийская, 202,  
79031 Львов, Украина*

*\*\*\*\*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии проведены исследования структурных изменений в приповерхностных слоях эпитаксиальных плёнок  $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$  до и после высокодозовой имплантации ионов азота. Проведено моделирование карт обратного пространства с использованием статистической кинематической теории дифракции. Определены количественные характеристики дефектной структуры плёнок. Показано, что распыление и аморфизация приповерхностного слоя в процессе высокодозовой имплантации ионами азота активирует диффузионные процессы, которые приводят к значительным изменениям магнитных свойств плёнок и существенному уменьшению ширины линии ферромагнитного резонанса.

Методами високороздільної Х-хвильової дифрактометрії проведено дослідження структурних змін у приповерхневих шарах епітаксійних плівок  $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$  до та після високодозової імплантації іонів азоту. Проведено моделювання мап оберненого простору з використанням статистич-

ної кінематичної теорії дифракції. Визначено кількісні характеристики дефектної структури плівок. Показано, що розпорошення та аморфізація приповерхневого шару в процесі високодозової імплантації іонами азоту активує дифузійні процеси, які призводять до значних змін магнітних властивостей плівок і суттєвого зменшення ширини лінії ферромагнітного резонансу.

Structural changes of the surface layers of  $Y_{2.95}La_{0.05}Fe_5O_{12}$  epitaxial films are studied by methods of high-resolution X-ray diffraction before and after the influence of high-dose implantation of nitrogen ions. The simulation of the reciprocal space maps is performed, using statistical kinematic theory of diffraction. The quantitative characteristics of the defect structure of films are obtained. As shown, the significant sputtering and amorphization of the surface layer during high-dose nitrogen-ions' implantation activate diffusion processes, which lead to significant changes of magnetic properties of films and substantial reduction of the width of ferromagnetic resonance line.

**Ключевые слова:** дефектная структура, высокодозовая имплантация, эпитаксиальные плёнки, железо-иттриевые гранаты, рентгеновская дифракция, карты обратного пространства.

*(Получено 23 августа 2013 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных инструментов модификации свойств приповерхностных слоев монокристаллических пленок феррит-гранатов является ионная имплантация. При этом определяющим в изменении микрокристаллической структуры пленки на этапе имплантации является количество и тип генерируемых налетающим ионом дефектов [1, 2]. Эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) обладают уникальным набором структурных и магнитных свойств, что дает возможность их широкого применения в качестве активной среды электронных устройств, например в качестве приборов сверхвысокочастотной техники, планарных волноводных структур и лазеров и т.д. [3–5]. Магнитные параметры пленок, такие как намагниченность насыщения ( $4\pi M_s$ ), ширина линии  $2\Delta H$  ферромагнитного резонанса (ФМР), поле анизотропии зависят от распределения катионов между подрешетками, присутствия кислородных вакансий, ионов двухвалентного железа, механических напряжений [6]. Чем меньше параметр  $2\Delta H$ , тем меньше электромагнитные потери [6]. Структурное совершенство пленки ухудшается дефектами, наличием примесей ионов и кислородных вакансий, неоднородностью толщины, что приводит к уширению линии ФМР и возрастанию электромагнитных потерь.

При анализе процессов, происходящих при имплантации ионов, возникают некоторые трудности, ведь радиационное дефектообра-

зование в многокомпонентных гетероэпитаксиальных пленках, по сравнению с массивными полупроводниками, имеет ряд характерных особенностей. Это связано с наличием в гетероструктуре упругих деформаций, обусловленных несопадением периодов решеток пленки и подложки, и существованием нескольких кристаллографических и магнитных подрешеток. В ряде случаев следует также учитывать изменение элементарной ячейки граната с кубической на ромбоэдрическую за счет несоответствия постоянных решеток деформированного и ненарушенного слоев [7].

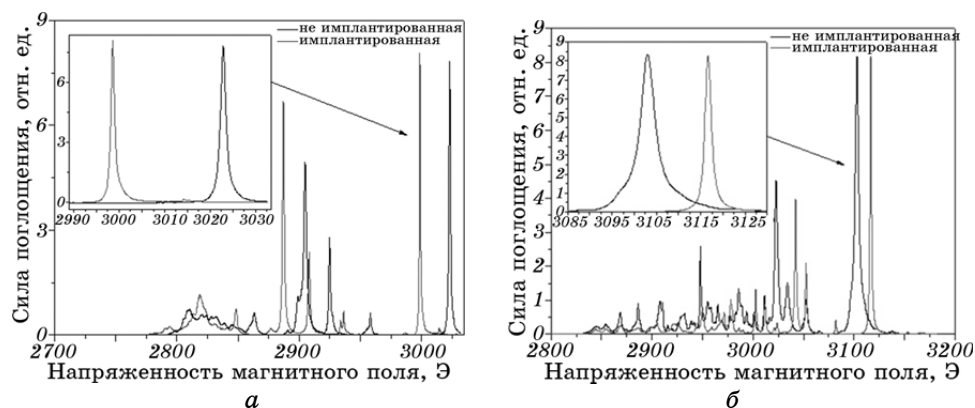
В данной работе для анализа структурных изменений в поверхностных слоях эпитаксиальных пленок легированного лантаном железо-иттриевого граната после высокодозовой имплантации ионов азота использованы методы двух- и многокристальной высококоразрешающей дифрактометрии, а также методы численного моделирования процессов кинематического и динамического рассеяния рентгеновских лучей.

## 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эпитаксиальные пленки феррогранатов состава  $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$  выращивались в НПП «Карат» (г. Львов) методом изотермической жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора гранатобразующих компонент ( $La_2O_3$ ,  $Y_2O_3$  и  $Fe_2O_3$ ) в расплаве растворителя на горизонтальную вращающуюся подложку (111)  $Gd_3Ga_5O_{12}$  [8]. Основой растворителя была эвтектическая композиция  $PbO + 15,6\%$  мол.  $В_2O_3$ . Процессы выращивания проводились в температурном диапазоне  $940-950^\circ C$  при скорости роста пленок  $0,35$  мкм/мин. Подложка в процессе роста вращалась вокруг экваториальной оси со скоростью  $60 \text{ мин}^{-1}$ . Ионы  $La^{3+}$ , которые имеют больший ионный радиус по сравнению с ионами  $Y^{3+}$ , вводились в пленку для уменьшения разницы параметров кристаллической решетки пленки и подложки (для  $Gd_3Ga_5O_{12}$   $a = 12,383 \text{ \AA}$ , для  $Y_3Fe_5O_{12}$   $a = 12,376 \text{ \AA}$ ). Толщины выращенных пленок составляли  $21,9$  мкм (образец № 1) и  $74,6$  мкм (образец № 2).

Для модификации поверхности эпитаксиальных слоев  $Y_{2,95}La_{0,05}Fe_5O_{12}$  применялась высокодозовая имплантация ионов азота. Энергия имплантации ионов составляла  $E = 50$  кэВ, доза облучения образцов толщиной  $21,9$  мкм:  $0,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (№ 1а),  $5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (№ 1б), а образцов толщиной  $76,4$  мкм —  $1,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> (№ 2а).

Ширина линии ферромагнитного резонанса измерялась на ФМР спектрометре ААЖС.468213.002 (НПП «Карат», Львов) с использованием метода локального возбуждения резонансного поглощения (метод «магнитной ямы») на частоте  $3,1$  ГГц (рис. 1). После высокодозовой ионной имплантации произошло значительное изме-



**Рис. 1.** Спектры ФМР пленок La:ЖИГ № 2а (а) и № 1б (б) до и после ионной имплантации азота.

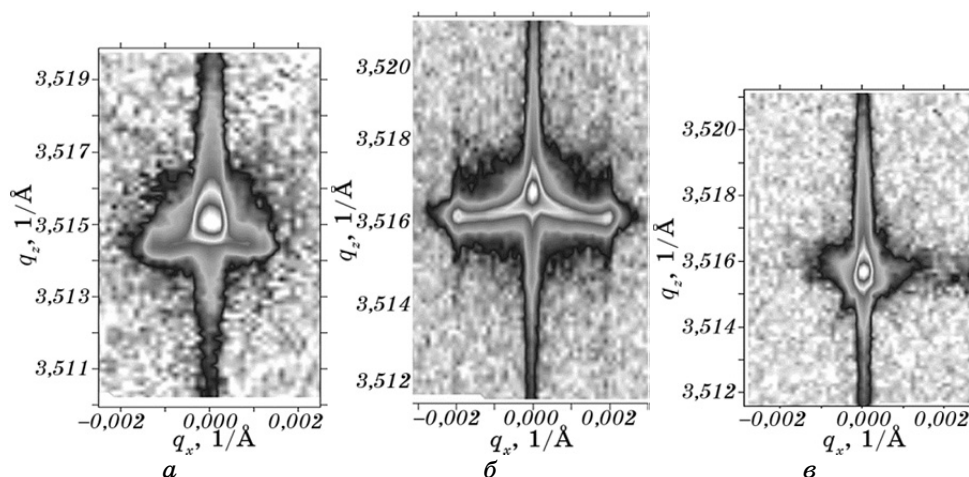
нение полуширины линии ФМР: для пленки № 1б она уменьшилась более чем в 2 раза, для пленки № 2а — на 18%. Такое уменьшение полуширины линии ферромагнитного резонанса после имплантации азота очень важно при использовании пленок как элементов сверхвысокочастотных приборов [9, 10].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

С помощью двух- и трехкристальной дифрактометрии получено кривые дифракционного отражения (КДО) и карты распределения интенсивности в координатах обратного пространства для рефлексов (444) и (888)  $\text{CuK}\alpha$ -излучения (рис. 2, 3). Экспериментальные исследования были проведены на установке XRD 3003 PTS в университете города Зиген (Германия).

Для образцов меньшей толщины на картах обратного пространства (КОП) в области узла (444) (рис. 2, а, б) наблюдается некоторое уширение максимума интенсивности в направлении координаты обратного пространства  $q_x$ , причем увеличение дозы имплантации ведет к увеличению ширины (почти вдвое) и интенсивности этого уширения. Это свидетельствует о значительных нарушениях в приповерхностном слое пленок вплоть до образования скрытого нарушенного слоя в пленке.

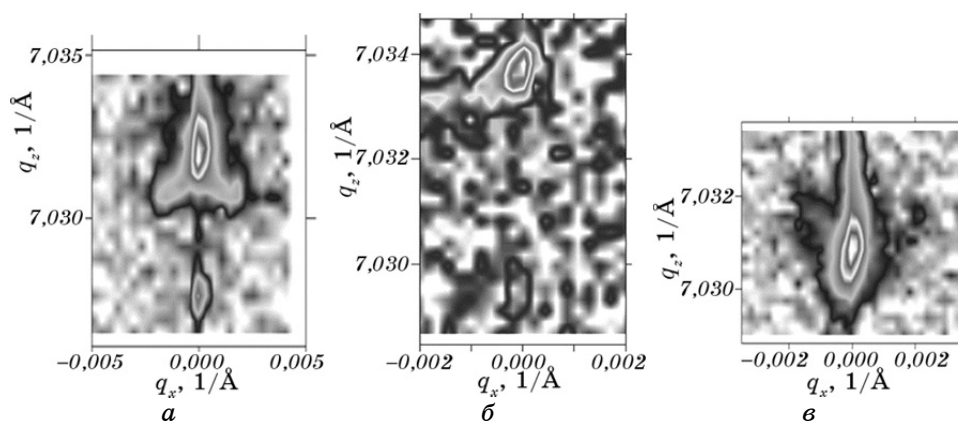
Для карт интенсивности обратного пространства пленок № 1а и № 1б в области узла обратной решетки (888) характерно наличие дополнительных областей интенсивности (рис. 3, а, б, нижняя часть карт), которые отвечают за вклад подложки в дифракционную картину. На полученных в режиме трехкристальной спектрометрии  $\theta/2\theta$ -сканах для рефлекса (888) от неимплантированного



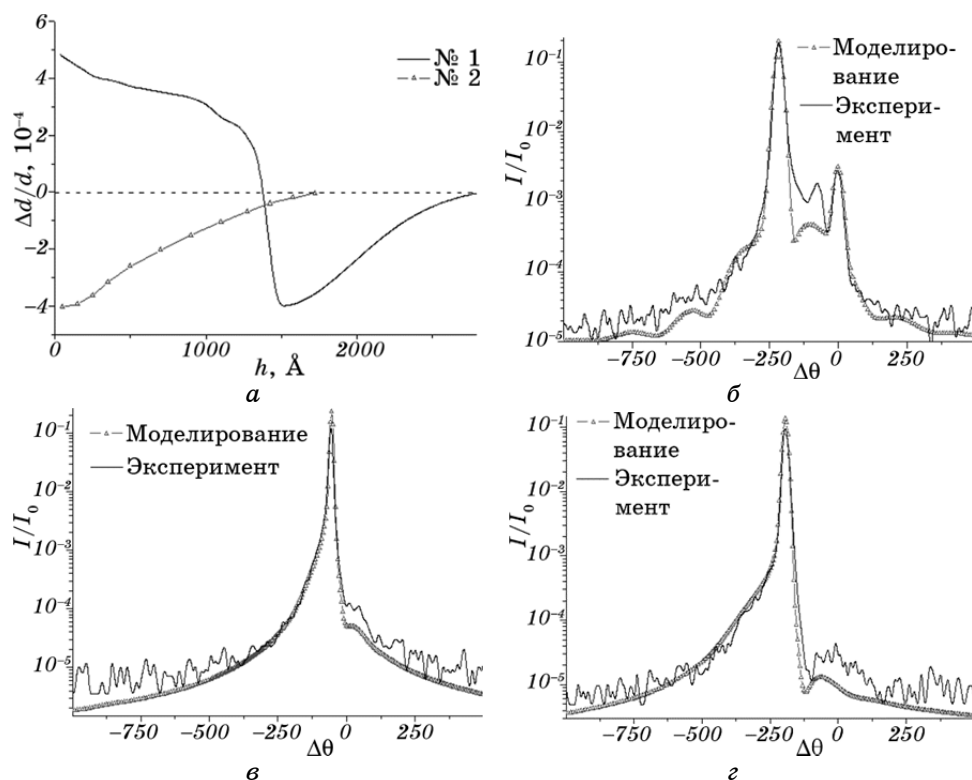
**Рис. 2.** Карты распределения интенсивности в координатах обратного пространства в области узла (444): образец № 1а (а), № 1б (б), № 2а (в).

образца (рис. 4, б) между пиком интенсивности от пленки и малоинтенсивным пиком от подложки есть еще один, соизмеримый по интенсивности с пиком от подложки наплыв интенсивности, который не наблюдается на картах от соответствующих по толщине имплантированных образцов. Вероятно, природа этого наплыва интенсивности состоит в отражении рентгеновских лучей от переходного слоя воздух–пленка [10], который деформируется, аморфизуется и распыляется при высокодозовой ионной имплантации.

В то же время, для пленки № 2а (рис. 2, в) такое уширение на



**Рис. 3.** Карты обратного пространства в области узла (888): образец № 1а (а), № 1б (б), № 2а (в).



**Рис. 4.** Профили деформации (а) для неимплантированных пленок № 1 и № 2. Теоретические (пунктирные линии) и экспериментальные (сплошные линии) КДО ( $\Delta\theta$  в угл. сек.) пленок до имплантации: № 1 (888) (б), № 2 (444) (в) и № 2 (888) (г).

КОП слабо выражено, что, вероятно, связано с особенностями структуры толстых пленок. Для КОП на рис. 3, в области, отвечающей за вклад подложки в дифракционную картину, не наблюдается из-за слишком большой толщины пленки.

Для оценки рассеянной интенсивности в области узла обратной решетки (рис. 2, 3) могут быть использованы различные подходы кинематической теории, основанные на решениях системы уравнений Такаги [11]. В частности в работе [12] применен формализм, основанный на функции взаимной когерентности, для исследования дефектов в эпитаксиальных слоях. Модифицированное кинематическое приближение Кривоглаза [13] использовано в работе [14] для оценки интенсивности диффузного рассеяния в обратном пространстве от гетероэпитаксиальных структур с дислокациями несоответствия. Если в поверхностном слое есть искажения структуры (например, микродефекты), то функцию атомных смещений

можно представить в виде суммы  $\mathbf{u}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{r}) \rangle + \delta \mathbf{u}(\mathbf{r})$ , где первое слагаемое описывает усредненные смещения, а второе — случайные отклонения от среднего [12–18]. При наличии дефектов в поверхностном слое интенсивность дифрагированной волны состоит из когерентной и диффузной компонент [12–18]. Если линейные размеры дефектов малы по сравнению с расстоянием, на котором волновые функции значительно меняются, то это позволяет ввести корреляционную функцию [15]:

$$G(\mathbf{r}, \rho) = \langle \langle \exp(-i\mathbf{h}[\delta \mathbf{u}(\mathbf{r} + \rho) - \delta \mathbf{u}(\mathbf{r})]) \rangle \rangle - f^2(\mathbf{r}) / [1 - f^2(\mathbf{r})], \quad (1)$$

и корреляционный объем

$$\tau(\mathbf{r}, \mathbf{q}) = |D(\mathbf{q})|^2 C / (4\pi^2 [1 - f^2(\mathbf{r})]), \quad (2)$$

$$D(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) D(\mathbf{r}) \exp[-i\mathbf{h}\langle \mathbf{u}(\mathbf{r}) \rangle], \quad (3)$$

где  $\rho = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ ,  $f(\mathbf{r}) = \langle \exp[-i\mathbf{h}\delta \mathbf{u}(\mathbf{r})] \rangle$  — статический фактор Дебая–Валлера,  $\mathbf{h}$  — вектор обратной решетки,  $C$  — концентрация дефектов.

Для сферических кластеров в рамках теории упругости для изотропной среды функция случайных смещений имеет вид [16]

$$\delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \text{произв. вел.}, & |\mathbf{r}| \leq R_d, \\ A\mathbf{r}/r^3, & |\mathbf{r}| > R_d, \end{cases}$$

где  $A$  определяется внутренним радиусом кластера  $R_d$  и его мощностью  $\varepsilon$ ,  $A = \varepsilon R_d^3$ . Мощность дефекта, в свою очередь, пропорциональна изменению объема кристалла в результате внедрения дефекта в кристалл.

С учетом функции атомных смещений статический фактор Дебая–Валлера  $f$  запишется в виде [15]:

$$f = \exp(-C(4\pi R_d^3/15)\{3 \sin(\tilde{A})/\tilde{A} + 2 \cos(\tilde{A}) - 4\tilde{A} \sin(\tilde{A}) + 4(2\pi\tilde{A}^3)^{1/2} \text{FresnelC}[(2\tilde{A}/\pi)^{1/2}]\}), \quad (4)$$

где  $\tilde{A} = A|\mathbf{h}|/R_d^2$ , а интеграл Френеля определяется выражением:

$$\text{FresnelC}(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt. \quad (5)$$

При  $\varepsilon R_d h \ll 1$ , точные выражения для  $D(\mathbf{r})$  и  $D(\mathbf{q})$  принимают вид [15]:

$$D(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & |\mathbf{r}| \leq R_d, \\ iA(\mathbf{h}\mathbf{r}/r^3), & |\mathbf{r}| > R_d, \end{cases} \quad (6)$$

$$D(\mathbf{q}) = V_{cl} 3[\sin(qR_d) - qR_d \cos(qR_d)]/(qR_d)^3 + [4\pi A(\mathbf{h}\mathbf{q})/q^3][\sin(qR_d)/R_d], \quad (7)$$

где функция  $D(\mathbf{r})$  зависит от поля упругих деформаций и описывает локальные нарушения кристаллической решетки, а  $D(\mathbf{q})$  — Фурье-образ функции  $D(\mathbf{r})$ .

Для определения и уточнения толщинного профиля деформаций по КДО (рис. 4, 6) использовано сочетание двух подходов, основанных на подгонке кривых качания, — это численное решение уравнений Такаги [11, 19] и теории, развитой в работе [16]. Расчеты коэффициентов Фурье поляризуемости проводились по алгоритму, разработанному в [17]. Минимизация отклонения теоретически рассчитанных КДО от экспериментальных проводилась одновременно для двух отражений (444) и (888) путем целенаправленного изменения параметров профиля деформации с помощью градиентных методов.

Моделирование КОП проводилось для эпитаксиальной пленки № 1а (рис. 5, б) с толщиной  $h = 21,9$  мкм и дозой имплантации  $0,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>. В качестве доминирующих типов микродефектов были выбраны мелкие и крупные сферические кластеры с характеристиками, приведенными в табл. 1. При моделировании использовалось предположение, что различные поля смещения точечных микродефектов не перекрываются. Тогда деформации вне микродефектов вызывают появление второй составляющей в  $D(\mathbf{q})$  (7), которая имеет особенность в точке  $|\mathbf{q}| = 0$ . Это устраняется, если предположить, что деформационные поля сферических кластеров исчезают на каком-то среднем расстоянии  $R_i$  от центра микродефекта.

На основании проведенного сравнения установлено, что высокодозовая имплантация приводит к перераспределению примесей из приповерхностного слоя вглубь пленки с одновременным измельчением доминирующих микродефектов. Это позволяет предположить, что исследуемые эпитаксиальные пленки La:ЖИГ имеют сложную слоистую структуру [10]. Основная часть пленки является монокристаллической, а приповерхностный слой имеет мозаичную структуру.

Оказалось, что «хвост» интенсивности, направленный вверх на КОП пленки № 2 (рис. 2, в и 3, в), связан с изменениями структуры

**ТАБЛИЦА 1.** Размерные и концентрационные характеристики дефектной структуры.

Сферические кластеры	Мелкие	Крупные
Размер	$R_1 = 68$ нм	$R_2 = 3,5$ мкм
Концентрация	$C_1 = 6 \cdot 10^7$ см <sup>-3</sup>	$C_2 = 1 \cdot 10^5$ см <sup>-3</sup>



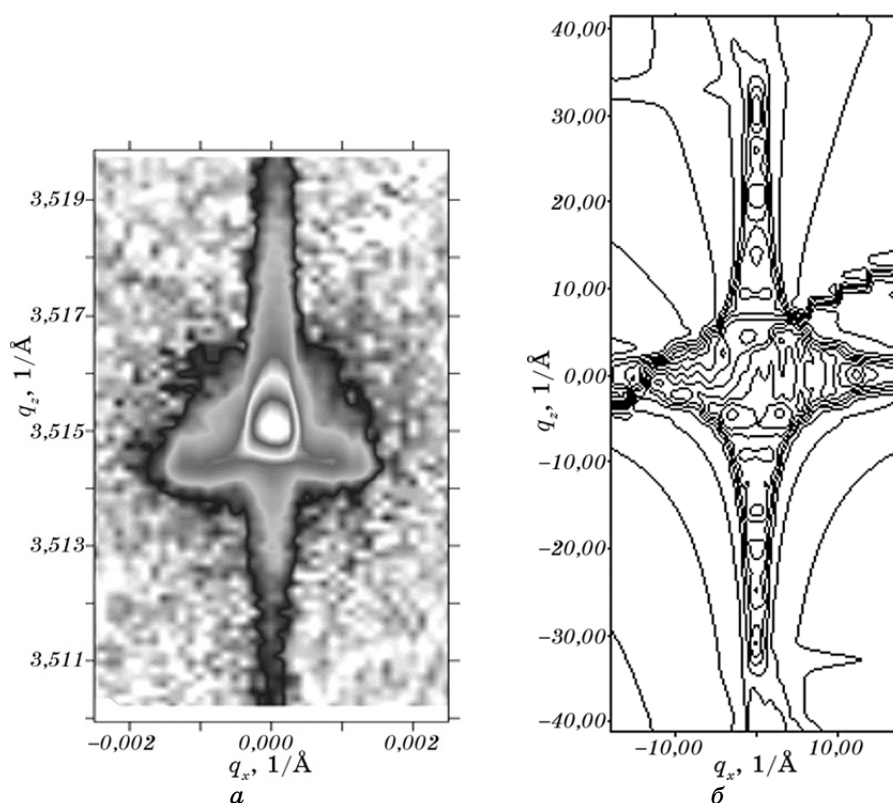


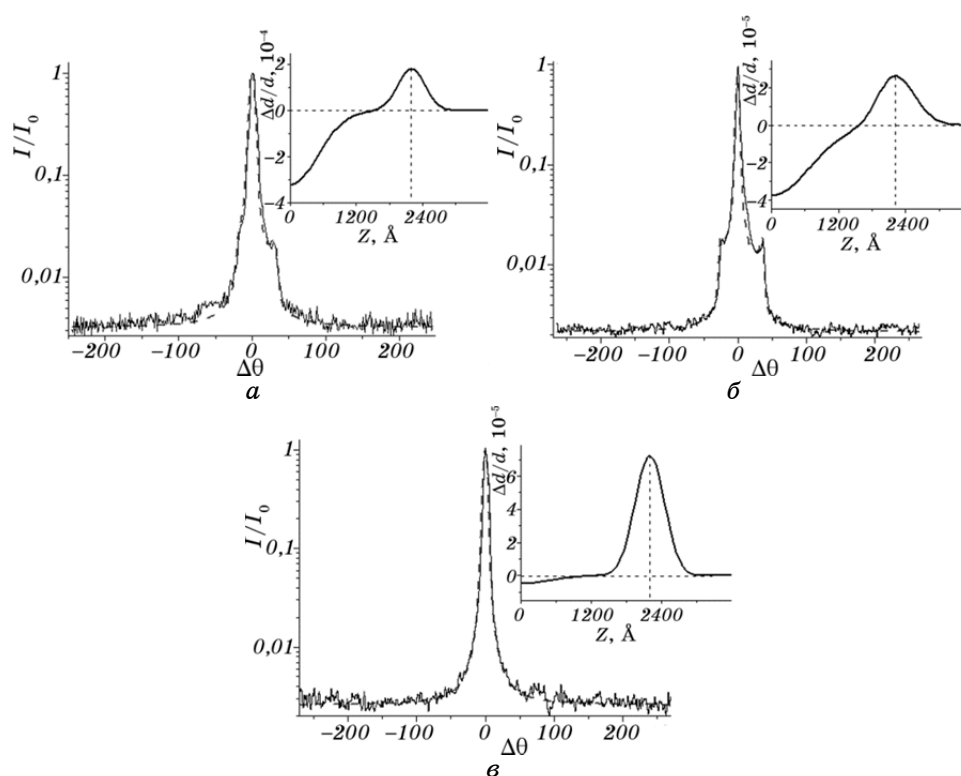
Рис. 5. Карты обратного пространства ( $\text{CuK}_\alpha$  (444)) для кристалла № 1а: экспериментальная (а), рассчитанная (б).

пленки в приповерхностном слое, точнее плавным уменьшением деформации к поверхности в слое толщиной около  $1800 \text{ \AA}$  (рис. 4, а). Этот слой формировался в термодинамически неравновесных условиях при вытягивании пленки из раствора-расплава и ее быстрого вращения вокруг нормальной к поверхности пленки вертикальной оси. Следует отметить, что некоторое увеличение интенсивности справа от главного брэгговского пика на экспериментальных КДО также отображено и на теоретических зависимостях (рис. 4, в, г). Это свидетельствует об адекватности выбранной модели дефектного слоя «пленка–воздух», существование которого обусловлено самим методом выращивания пленок и для железоиттриевых гранатов было изучено в [10]. Также на профиль деформации может влиять образование характерной для пленок ЖИГ с толщиной более  $36 \text{ мкм}$  колональной микроструктуры, которая ведет к образованию на поверхности магнитных страйп-структур [20].

Применение вышеуказанной модели приповерхностного слоя к

пленке № 1 дает хорошее совпадение для отражений (444) и (888) на участке слева от рефлексов пленки (более высокий пик), однако увеличения интенсивности между рефлексами пленки и подложки на теоретических зависимостях не наблюдается, как и в случае ионно-имплантированных пленок (рис. 6, в).

Для пленки № 1 моделирование соответствующих КДО показало (рис. 4, б), что кроме слоя со структурой, аналогичной структуре толстой пленки, существует еще один слой с положительной, относительно пленки деформацией (рис. 4, а). Толщина этого слоя  $\cong 1500 \text{ \AA}$ . Он полностью аморфизуется при  $D = 0,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> и поэтому рефлекс от него отсутствует на КДО имплантированных пленок (рис. 6, в). Такая сложная структура приповерхностных областей в пленках толщиной  $\cong 21,9 \text{ мкм}$  может быть объяснена



**Рис. 6.** Экспериментальные (сплошная линия) и теоретические (пунктир) КДО (отражение (444),  $\theta$ -сканирование,  $\Delta\theta$  в угл. сек.) и распределения деформации: а) № 1а ( $D = 0,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>,  $\Delta d_{\max}/d \cong 1,8 \cdot 10^{-4}$ ,  $z_{\max} \cong 2200 \text{ \AA}$ , толщина нарушенного слоя  $L \cong 2900 \text{ \AA}$ ); б) № 16 ( $D = 5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>,  $\Delta d_{\max}/d \cong 2,4 \cdot 10^{-4}$ ,  $z_{\max} \cong 2200 \text{ \AA}$ ,  $L \cong 3200 \text{ \AA}$ ); в) № 2а ( $D = 1,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>,  $\Delta d_{\max}/d \cong 7,3 \cdot 10^{-4}$ ,  $z_{\max} \cong 2200 \text{ \AA}$ ,  $L \cong 2950 \text{ \AA}$ ).

наличием в ней мозаичного приповерхностного слоя [21] и специфической формированием на нем в неравновесных условиях переходного слоя «пленка–воздух».

При ионной имплантации радиационные дефекты приводят к изменению межплоскостного расстояния в приповерхностных слоях пленок, что проявляется в появлении дополнительных осцилляций и наплывов на КДО (рис. 6, а, б). Стоит заметить, что для наименьшей и последующих доз имплантации дополнительные наплывы интенсивности наблюдаются по обе стороны от главного брэгговского пика «идеальной» части пленки (рис. 6, а, б), что может свидетельствовать о наличии как положительных, так и отрицательных деформаций в нарушенном слое. Отрицательные деформации связаны с выбиванием атомов матрицы с поверхности пленки. В процессе имплантации ионы азота выбивают около 60% атомов кислорода из решетки, увеличивая долю ионов железа  $\text{Fe}^{2+}$  и изменяя таким образом магнитные свойства [21–23]. Поскольку при данной дозе облучения распыление поверхности еще не является значительным ( $\cong 125 \text{ \AA}$ ), и, соответственно, максимально деформированный слой смещается на это же расстояние, основной вклад в деформацию, очевидно, будут вносить внедренные ионы азота.

При облучении образца № 2а происходит распыление нарушенного слоя толщиной  $\cong 400 \text{ \AA}$  (рис. 6, в), смещение максимума деформации в область с максимальной концентрацией азота и окончательная аморфизация всего деформированного (в том числе и из-за наличия внедренных ионов  $\text{N}^+$ ) нарушенного слоя.

Для образца № 1б (рис. 6, б) при дозе облучения  $5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> наблюдается полное распыление нарушенного слоя ( $\cong 1300 \text{ \AA}$ ) и продвижение деформированной области в глубину пленки. Это, в свою очередь, приводит к возникновению максимальных деформаций на глубинах 1500–3000  $\text{ \AA}$ . В отличие от первого этапа деформации приповерхностного слоя, когда имплантация происходила по всей толщине нарушенного слоя, при дозах больших  $1,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, продвижение максимума распределения ионов  $\text{N}^+$  и генерируемых ими дефектов происходит последовательно, по мере распыления поверхности.

На экспериментальных КДО от образцов № 1а и № 1б (рис. 6, а, б) имеются интенсивные наплывы по бокам от главного брэгговского пика «идеальной» части пленки. При этом наблюдается удовлетворительная корреляция между кривыми  $\theta/2\theta$ - и  $\theta$ -сканирования с КОП в окрестности соответствующих узлов обратной решетки (рис. 2). Следует отметить, что  $\omega/2\theta$ -КДО, полученные в режиме трехкристальной спектрометрии и двухкристальной спектрометрии с широко открытым окном перед детектором существенно отличаются. На трехкристальных КДО вышеуказанные наплывы отсутствуют. Для объяснения такого несоответствия необходимо рас-

смотреть особенности сканирования для указанных случаев.

При получении трехкристалльных КДО сканирование осуществляется вдоль направления  $q_z$  и экспериментальная КДО для рефлекса (444) состоит из асимметрического пика, а для рефлекса (888) еще и из малоинтенсивного пика подложки (рис. 4, б).

При получении КДО с помощью двухкристалльного спектрометра с широко открытым окном перед детектором происходит интегрирование интенсивности по дуге, наклоненной относительно КОП под определенным углом. На КОП как имплантированных, так и не имплантированных пленок № 1 у основного максимума наблюдаются два сателлита (рис. 2, 3). При интегрировании интенсивности по дуге сначала фиксируется один сателлит, затем главный брэгговский пик, а потом другой сателлит. Различное расстояние между наплывами интенсивности также связано с направлением сканирования и согласуется с вышеуказанным объяснением. Из полученных распределений деформации вытекает, что на формирование КДО значительно влияют неоднородное распределение легирующей компоненты по толщине, смещенные ионы матрицы, а также деформации на границе раздела воздух–пленка.

Напряжения, возникающие в каскадах атомных столкновений, являются источниками микродефектов (например, сферических кластеров и дислокационных петель) с их последующим движением вглубь кристалла. Дислокационные петли могут появляться и как результат взаимодействия точечных дефектов, в основном вакансий, причем устойчивые вакансионные петли имеют размер  $\approx 1$  нм, а вероятность образования петель на один каскад находится в пределах 0,1–5% [17, 19]. Скорость рекомбинации дефектов с увеличением дозы облучения возрастает и пропорциональна, чаще всего, их концентрации, которая с ростом дозы также непрерывно растет.

В целом, в имплантированной ионами зоне можно условно выделить три слоя: эмиссионный (толщиной до  $10 \text{ \AA}$ ), измененный (в нем внедрены ионы имплантаты) и возбужденный. В возбужденном слое происходит образование напряжений и процессы радиационно-стимулированной диффузии. Толщина возбужденного слоя в нашем случае существенно превышает проективный пробег ионов, а его свойства определяются процессами, которые происходят в измененном, и даже в эмиссионном слоях.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии проведены исследования структурных изменений в приповерхностных слоях эпитаксиальных пленок  $\text{Y}_{2,95}\text{La}_{0,05}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  до и после высокодозовой имплантации ионов азота. Определены физические параметры, необходимые для расчета кривых качания и карт об-

ратного пространства и их сопоставления с экспериментальными данными. Проведено моделирование карт обратного пространства с использованием статистической кинематической теории дифракции, определены количественные характеристики дефектной структуры пленок, а именно, обнаружены мелкие и крупные сферические кластеры размерами 68 нм и 3,5 мкм с концентрациями  $6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$  и  $1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$  соответственно.

2. Для пленки № 2 (до имплантации) характерно плавное уменьшение деформации к поверхности в слое толщиной  $\cong 1800 \text{ \AA}$ . Такой профиль деформации может быть обусловлен коллоидальной микроструктурой ЖИГ. Для образца № 2а ( $D = 1,5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) происходит распыление нарушенного слоя толщиной  $\cong 400 \text{ \AA}$ , смещение максимума деформации в область с максимальной концентрацией азота и окончательная аморфизация всего деформированного нарушенного слоя.

3. На поверхности La:ЖИГ № 1 (до имплантации) обнаружен слой толщиной  $\cong 1500 \text{ \AA}$  с положительной относительно пленки деформацией. Этот слой полностью аморфизируется в процессе ионной имплантации. Для пленки № 1а распыление поверхности не является значительным ( $\cong 125 \text{ \AA}$ ), основной вклад в деформацию вносят внедренные ионы азота. Для пленки № 1б ( $D = 5 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) наблюдается полное распыление нарушенного слоя на глубину  $\cong 1300 \text{ \AA}$  и продвижение максимума деформации вглубь пленки. Это приводит к возникновению максимальных деформаций на глубинах 1500–3000  $\text{ \AA}$ . Значительное распыление и аморфизация приповерхностного слоя активируют диффузионные процессы, что приводит к значительным изменениям магнитных свойств пленок и существенному уменьшению ширины линии ФМР.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. Gerard, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **19/20**: 843 (1987).
2. Б. К. Остафийчук, В. А. Олейник, В. М. Пылыпив, Б. Т. Семен, Л. М. Смеркло, Б. И. Яворский, В. И. Кравец, И. В. Коваль, *Кристаллическая и магнитная структура имплантированных слоёв монокристаллических плёнок железо-иттриевого граната* (Киев: 1991) (Препр. 1.91/ Институт металлофизики АН Украины, 1991).
3. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны* (Москва: Наука: 1994).
4. Х. Л. Глас, *Труды института инженеров по электронике и радиоэлектронике*, **76**, № 2: 64 (1988).
5. А. М. Прохоров, Г. А. Смоленский, А. Н. Агеев, *Успехи физ. наук*, **143**, № 1: 33 (1984).
6. С. И. Ющук, В. О. Коцюбинский, С. О. Юр'ев, И. П. Яремий, *Фізика і хімія твердого тіла*, **2**, № 4: 735 (2001).
7. Б. К. Остафийчук, И. П. Яремий, В. И. Кравец, С. Я. Клюка, С. И. Яремий,

- Фізика і хімія твердого тіла*, **7**, № 3: 436 (2006).
8. С. О. Юр'єв, В. Й. Николаичук, С. И. Ющук, П. С. Костюк, *Вестник ДУ «Львовская политехника». Элементы теории и примеры твердотельной электроники*, **393**: 37 (2000).
  9. В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика* (Москва: Энергоатомиздат: 1990).
  10. С. И. Ющук, *Журн. техн. физ.*, **69**, № 12: 62 (1999).
  11. S. Takagi, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **26**, No. 5: 1239 (1969).
  12. V. Holy, K. Wolf, M. Kastner, H. Stanzl, and W. Gebhardt, *J. Appl. Crystallogr.*, **27**: 551 (1994).
  13. М. А. Krivoglaz, *X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals* (Berlin: Springer-Verlag: 1996).
  14. V. M. Kaganer, R. Kohler, M. Schmidbauer, R. Opitz, and B. Jenichen, *Phys. Rev. B*, **55**: 1793 (1997).
  15. Y. I. Nesterets and V. I. Punegov, *Acta Crystallogr. A*, **56**: 540 (2000).
  16. C. Teodosiu, *Elastic Models of Crystal Defects* (Berlin: Springer-Verlag: 1982).
  17. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. N. Kislovskii, E. G. Len, and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **231**: 199 (2002).
  18. Є. М. Кисловский, С. Й. Олиховский, В. Б. Молодкин, Б. К. Остафийчук, Т. П. Владимирова, Є. Г. Лень, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 2: 217 (2005).
  19. A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction* (Oxford: Science Publications: 2001).
  20. N. Amos, R. Fernandez, R. Ikkawi, B. Lee, A. Lavrenov, A. Krichevsky, D. Litvinov, and S. Khizroev, *J. Appl. Phys.*, **103**: 07E732 (2008).
  21. И. М. Фодчук, И. И. Гуцуляк, Р. А. Заплитный, И. В. Яремий, А. Ю. Бончик, И. И. Сыворотка, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 7: 999 (2013).
  22. I. M. Fodchuk, R. A. Zaplitnyi, I. I. Gutsulyak, I. P. Yaremii, O. Yu. Bonchik, G. V. Savitskiy, U. O. Tomyn, *Фізика і хімія твердого тіла*, **14**, № 3: 547 (2013).
  23. Б. К. Остафийчук, И. М. Будзуляк, И. П. Яремий, Л. С. Яблонь, *Фізика і хімія твердого тіла*, **9**, № 1: 19 (2008).