

Б.К. Остафійчук¹, В.І. Кравець¹, І.П. Яремій¹, С.Я. Клюка²

Профілі деформації імплантованих йонами бору монокристалічних плівок ферум-ітрієвого гранату на гадоліній-галієвому гранаті, які обчислені з одночасним використанням результатів симетричної та асиметричної геометрій зйомки

¹*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76025, Україна*
²*Івано-Франківський національний медичний університет,
вул. Галицька, 2, м. Івано-Франківськ, 76025, Україна*

Монокристалічна плівка ферум-ітрієвого гранату, яка вирощена методом рідкофазної епітаксії на монокристалах гадоліній-галієвого гранату з площиною зрізу (111) та імплантована йонами бору з енергією 80 кеВ і дозою $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, досліджувалась методом двокристалічного спектрометра в геометрії Бреґґа. Обчислено профіль деформацій плівки з одночасним використанням результатів симетричної та асиметричної геометрій зйомки. Показано важливість того, що для коректного обчислення профілів необхідно наперед визначитися з характером деформації плівки, а також вказано методи, якими це можна зробити. Одержано точні формули для кута пристосування під час нормальної деформації шарунки у випадку відбиваючої площини (110) і площини зрізу (111).

Ключові слова: ферум-ітрієвий гранат, йонна імплантація, X-промінева дифрактометрія, профілі деформацій.

В.К. Ostafiychuk¹, V.I. Kravets¹, I.P. Yaremiy¹, S.Ya. Klyuka²

The Profiles of the Deformation of the Monocrystalline Films Iron-Yttrium Garnet on Gadolinium-Gallium Garnet Implanted by Boron's Ions, Calculated with the Simultaneous Usage of the Results of the Symmetric and Asymmetric Geometries of the Surveyor

¹*Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University,
57, Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine*
²*Ivano-Frankivsk National Medical University,
2, Halytska Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine*

The monocrystalline films of the iron-yttrium garnet grown by the method of the liquid phase epitaxy on the monocrystalline Gadolinium-Gallium garnet with the plane-cut (111) and implanted by boron's ions with the energy of 80 keV and the dose of $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ was investigated by the method of two crystalline spectrometer in Bragg's geometry. The profile of the deformation of the film with the simultaneous usage of the results of the symmetric and asymmetric geometries of the surveyor is calculated. The importance of the preceding determination of the character of the tape's deformation, in order to calculate the profiles accurately is shown, and the methods of the possible actions are indicated. The accurate formula of the angle of the plane in case of the normal deformation of the unit in case of the reflecting surface (110) and the plane-cut (111) is obtained.

Key words: iron-yttrium garnet, ion implantation, X-ray diffractometry, deformation profiles.

Стаття поступила до редакції 15.12.2011; прийнята до друку 25.01.2012.

Вступ

Одним із можливих способів зміни структурних і, відповідно, магнітних параметрів приповерхневих шарів епітаксійних ферит-гранатових плівок (ФГП) є їх йонна імплантація. Важливим практичним завданням під час розробки фізичних основ науково-обґрунтованого керування структурними і магнітними властивостями плівок та прогнозування їх поведінки в процесі експлуатації є встановлення закономірностей формування структури приповерхневої зони плівки в процесі йонного опромінення [1, 2].

З метою одержання інформації великого обсягу про порушений внаслідок імплантації приповерхневий шар отримують дифракційні криві від кількох відбиваючих площин. У цьому випадку можна відновити профілі зміни міжплощинної відстані у відповідних кристалографічних напрямках – нормальному до поверхні та під кутом до нормалі. Якщо вважати, що кристалічна ґратка не руйнується, а тільки спотворюється, що має місце при малих дозах імплантованих йонів, то обчислення профілів за кривими дифракційного відбивання (КДВ) від різних непаралельних між собою площин дає можливість визначити глибинні залежності відносної зміни сталої ґратки та кута при вершині ромбоєдра, а також наявність і густину дислокацій, які можуть виникнути в монокристалі внаслідок його розширення у напрямку, рівнобіжному до поверхні.

Зрозуміло, що для площини зрізу (111) профілі деформацій, які відповідають відбиванням (444) і (888), повинні бути однаковими. Та далеко не завжди під час розрахунків можна досягти повного співпадіння таких профілів, що пояснюється не тільки труднощами розв'язування оберненого завдання дифракції, але й неточностями експериментального визначення дифракційних кривих. Тоді, виникає питання, який з одержаних профілів вважати правдивим. До того ж, при виборі тільки одного з профілів не враховується вся одержана інформація. Додаткові труднощі виникають під час обробки КДВ від косої площини за результатами асиметричної зйомки. Тому, для коректного використання інформації, одержаної при зйомці КДВ від непаралельних площин (наприклад, (444) і (888)), виникла необхідність провести додаткові теоретичні та розрахункові дослідження.

I. Теоретична частина

1. При імплантації плівка може спотворюватися як у нормальному до поверхні напрямку, так і в рівнобіжній до поверхні площині. У випадку однакового у всіх напрямках спотворення (кубічного), для будь-якої відбиваючої площини виконується умова Бреґга для відхилення дифрагованого променя від бреггівського напрямку:

$$\Delta\Theta = -\frac{\Delta d}{d} \operatorname{tg}\Theta_B, \quad (1)$$

де $\frac{\Delta d}{d}$ – відносна зміна міжплощинної відстані;

Θ_B – відповідний кут Бреґга для недеформованої частини плівки.

При цьому, форма елементарної чарунки не змінюється, тобто залишається кубічною (для зрізу (111) кут при вершині рівний 90°). В іншому граничному випадку, коли плівка деформується тільки в нормальному до поверхні напрямку (рис. 1), змінюються не тільки відстані між сусідніми відбиваючими площинами, але й кут нахилу непаралельних до поверхні площин, що призводить до зміни кутового відхилення дифрагованого променя (так званого кутового пристосування). Тоді кутова відстань між головним бреггівським піком (ГБП) і додатковим піком від порушеного шару визначається за формулою:

$$\Delta\Theta = -\frac{\Delta d}{d} (\operatorname{tg}\Theta_B \pm \operatorname{tg}\psi), \quad (2)$$

де $\psi = \Theta_B - \Theta_m$;

$\frac{\Delta d}{d}$ – відносна зміна міжплощинної відстані косої площини;

Θ_m – кут ковзання падаючого променя.

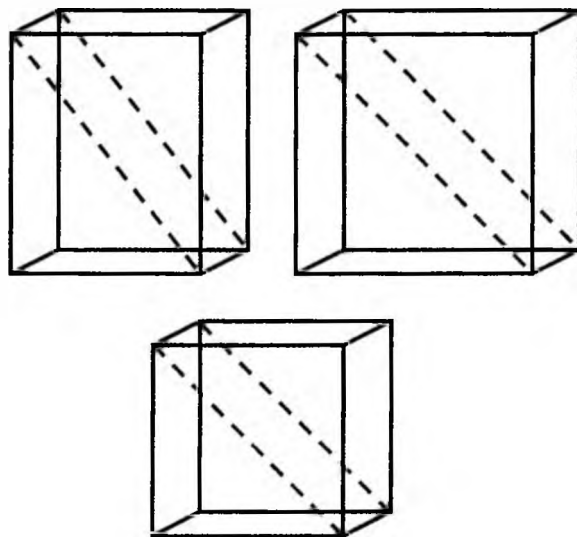


Рис. 1. Варіанти спотворення плівки для зрізу (100), відбиваюча площина – (110).

При цьому, елементарна чарунка (для зрізу (111)) з кубічної перетворюється в ромбоєдричну із змінними за глибиною сталою ґратки та кутом при вершині (рис. 2). У більш загальному випадку, коли і нормальна $\frac{\Delta d^\perp}{d}$, і тангенціальна $\frac{\Delta d^\parallel}{d}$ складові деформації залежать від глибини, кутове відхилення визначається за формулою:

$$\Delta\Theta = -\left(\frac{\Delta d^I}{d} + \frac{\Delta d^{II}}{d} \frac{\operatorname{tg}\psi}{\cos\psi}\right) \operatorname{tg}\Theta_B \pm \left(\frac{\Delta d^I}{d} - \frac{\Delta d^{II}}{d}\right) \operatorname{tg}\psi. \quad (3)$$

Звичайно, для симетричної зйомки під час обчислення профілю деформації (точніше, профілю зміни міжплощинної відстані) байдуже, чи елементарна чарунка розширюється у боки, однак й інформацію про таке розширення одержати неможливо. Щодо асиметричної зйомки, то виникає питання: котрий з трьох вищевказаних випадків реалізується у досліджуваній плівці, оскільки від цього залежить спосіб обчислення профілю?

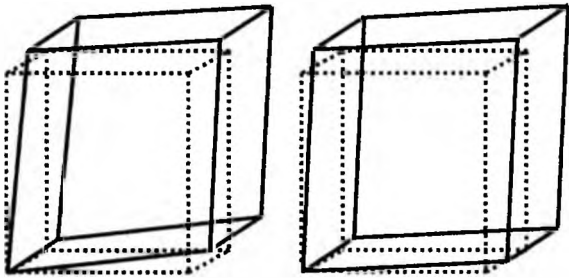


Рис. 2. Варіанти спотворення плівки, вирішеної на площині (111).

2. У [3] приведено розв'язок системи рівнянь Такагі для кристалу, в якому спотворення є функцією тільки однієї координати глибини, відраховуваної вздовж внутрішньої нормалі до поверхні. На монокристал падає монохроматизована неполяризована Х-промінева хвиля під кутом, близьким до бреггівського для однієї з відбиваючих площин. Для характеристики структури кристалу введено такі змінні за товщиною порушеного шару параметри: усереднена за площиною, рівнобіжною до поверхні кристалу; міжплощинна відстань; аморфізація (фактор Дебая-Валлера), що характеризує хаотичні зміщення атомів у середині елементарної чарунки. Для випадку Бреґга приведено диференціальне рівняння Такагі-Топена для комплексної амплітуди дифрагованої хвилі $A(z', y)$:

$$iL_{ex} \frac{dA(z', y)}{dz'} = 2[y - iy_0 - Y(z')] \times A(z', y) + \tilde{C} \exp[-W(z')] [1 + A^2(z', y)], \quad (4)$$

де $L_{ex} = \lambda \frac{\sqrt{\gamma_o \gamma_n}}{\pi |\chi_{hr}|}$ – довжина екстинкції;

$z' = L - z$;

L – товщина порушеного шару;

z – глибина від поверхні кристалу;

$y = -\sqrt{\beta} \frac{\sin 2\theta_B}{|\chi_{hr}|} \Delta\theta$ – приведений кут;

$$y_0 = \frac{\chi_{on}}{|\chi_{hr}|} \frac{1 + \beta}{2\sqrt{\beta}};$$

$$\beta = \frac{\gamma_o}{\gamma_n};$$

$$Y(z') = \pi \frac{L_{ex}}{d} \frac{\Delta d(z')}{d};$$

$\Delta d/d$ – зміна міжплощинної відстані;

$$\tilde{C} = C \frac{\sqrt{\chi_h \chi_h}}{|\chi_{hr}|};$$

$$C = \begin{cases} 1, & \sigma - \text{поляризація} \\ |\cos 2\theta_B|, & \pi - \text{поляризація} \end{cases}$$

$W(z)$ – фактор аморфізації.

В якості граничної умови для диференціального рівняння (4) використовується амплітуда інтенсивності дифрагованої від ідеального монокристалу хвилі, яку можна одержати з (4) за умовою $dA/dz' = Y = W = 0$:

$$A(0, y) = A_0(y) = -\left[y - iy_0 \pm \sqrt{(y - iy_0)^2 - \tilde{C}^2} \right] / \tilde{C}. \quad (5)$$

3. У частинному випадку бікристалу, який складається з товстої досконалої підкладки ($Y=W=0$) і шару товщиною L з постійними значеннями $Y \neq 0$ і $W \geq 0$, тобто шар частково однорідно аморфізований і має відмінну від підкладки міжплощинну відстань, рівняння (4) має аналітичний розв'язок у ділянці $0 < z < L$ з граничною умовою (5):

$$A(z, y) = \frac{x_1 - x_2 x_3 \exp[-2\sigma(L - z)]}{1 - x_3 \exp[-2\sigma(L - z)]}, \quad (6)$$

де $x_{1,2} = -\frac{1}{\tilde{C} \exp(-W)} \left[b \pm \sqrt{b^2 - \tilde{C}^2 \exp(-2W)} \right]$;

$b = y - iy_0 - Y$;

$x_3 = \frac{x_1 - A_0}{x_2 - A_0}$;

$\sigma = \frac{1}{iL_{ex}} \sqrt{b^2 - \tilde{C}^2 \exp(-2W)} = \sigma_r + i\sigma_i$.

4. Експериментально вимірний коефіцієнт відбивання зразка пов'язаний з амплітудою (6) таким чином:

$$I(y) = \frac{I^\sigma(y) + I^\pi(y) |\cos 2\theta_B|}{1 + |\cos 2\theta_B|}. \quad (7)$$

Профілі деформацій, що відповідають нерівнобіжним площинам, на загал, відрізняються між собою. Відрізняються також і міжплощинні відстані в ідеальній та спотвореній ґратці:

- міжплощинна відстань у напрямку $\langle 111 \rangle$:

$$d_{111} = a \sqrt{1 - \frac{4}{3} \sin^2 \frac{\alpha}{2}}; \quad (8)$$

- міжплощинна відстань у напрямку $\langle 110 \rangle$:

$$d_{110} = a \sqrt{3} \sin \frac{\alpha}{2} \sqrt{1 - \frac{4}{3} \sin^2 \frac{\alpha}{2}}. \quad (9)$$

Для випадку, коли ґратка не розширюється у рівнобіжній до поверхні площині (111) (нормальна деформація) (рис. 3), на параметри ромбоєдра накладається додаткова умова:

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{a_0}{a}, \quad (10)$$

тоді вирази для міжплощинних відстаней дещо спрощуються:

$$d_{111} = \sqrt{a^2 - \frac{2}{3} a_0^2}; \quad (11)$$

$$a = \sqrt{d_{111}^2 + \frac{2}{3} a_0^2}; \quad (12)$$

$$d_{110} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{a_0}{a}} \sqrt{a^2 - \frac{2}{3} a_0^2}, \quad (13)$$

а профілі зміни міжплощинних відстаней однозначно визначаються профілями відносної зміни сталої кристалічної ґратки $\frac{\Delta a}{a}$:

$$\left(\frac{\Delta d}{d} \right)_{111} = \sqrt{1 + 6 \frac{\Delta a}{a} + 3 \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2} - 1 \approx 3 \frac{\Delta a}{a}; \quad (14)$$

$$\left(\frac{\Delta d}{d} \right)_{110} = \frac{a_0}{a} \sqrt{1 + 6 \frac{\Delta a}{a} + 3 \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2} - 1 \approx 2 \frac{\Delta a}{a}, \quad (15)$$

і в цьому випадку їх легко привести до нормального до поверхні напрямку.

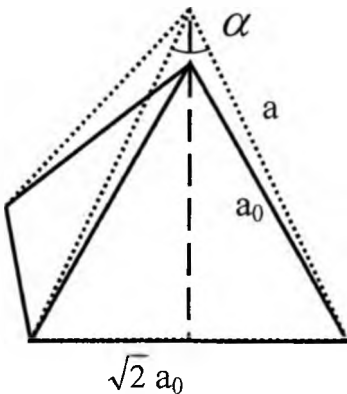


Рис. 3. Нормальна деформація у напрямку $\langle 111 \rangle$.

5. Кут між відбиваючою площиною (110) та площиною зрізу (111) в ідеальній чарунці становить:

$$\psi_0 = \arccos \left(\frac{hh' + kk' + ll'}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \sqrt{h'^2 + k'^2 + l'^2}} \right) = \arccos \left(\frac{2}{\sqrt{6}} \right) \approx 35,26^\circ, \quad (16)$$

де h, k, l та h', k', l' – кристалографічні індекси цих площин відповідно.

Під час нормальної деформації площина (110) повертається на кут пристосування (рис. 4):

$$\Delta \psi \approx \sin \Delta \psi = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\delta_{111}}{\sqrt{3 + 2\delta_{111} + \delta_{111}^2}}, \quad (17)$$

де $\delta = \frac{a_0}{3} \delta_{111}$.

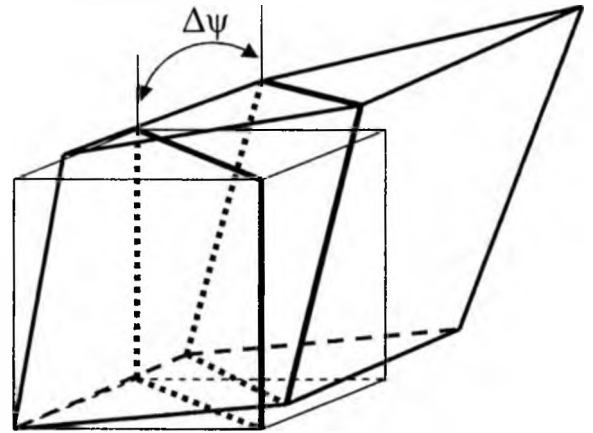


Рис. 4. Кутове пристосування площини (110) для площини зрізу (111).

Тут кожна координата вершини куба змінюється на величину 3δ по відношенню до його протилежної вздовж нормалі вершини. Таким чином, кут між (110) та (111) змінюється і становить:

$$\psi = \arccos \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3 + 2\delta_{111} + \delta_{111}^2}} > \psi_0. \quad (18)$$

Останні формули дають можливість визначити точний кут пристосування для будь-якої заданої деформації чарунки.

6. Дифракція X-променів від косої площини може відбуватись як при падінні променя під малим кутом до поверхні кристалу $\Theta_B - \psi_0$ (падаючий промінь 1 на рис. 5), так і під великим $\Theta_B + \psi_0$ (падаючий промінь 2). Деформація ґратки призводить до зміни кута Бреґга на величину:

$$\Delta \Theta' = - \frac{\Delta d}{d} \operatorname{tg} \Theta_B \quad (19)$$

і появи додаткових осциляцій на КДВ поза ГБП. Поворот відбиваючої площини зміщує ці осциляції: при меншому куті падіння (промінь 1') відсуває їх ще далі від ГБП на кут $\Delta \psi$, при більшому куті падіння (промінь 2') – підсуває на

9. При частковому чи повному розширенні ґратки в боки змінюється пристосування, що приводить до зміни форми експериментальної КДВ і неспівпадання її з розрахованою. Але якщо правильно задати глибинну залежність тангенціальної деформації, то співпадання КДВ у принципі досягти можна. Це позначиться на зміні кутових положень додаткових осциляцій КДВ. Так, наприклад, при введенні у кутову змінну множника $\frac{|y_h| \cos \psi}{\sin \Theta_h}$ реалізується випадок кубічної

деформації по всій товщині порушеного шару.

10. Диференціальне рівняння Такаґі-Топена (4) встановлює зв'язок між профілем зміни міжплощинної відстані та кутовою залежністю амплітуди дифрагованої Х-променевої хвилі. Експериментально визначається КДВ, яка являє собою кутову залежність інтенсивності відбитих Х-про-

$$D = \begin{cases} D_{\max}^H \exp[-(z - R_p^H)^2 / \sigma_1^{H2}], & \text{якщо } z < R_p^H \\ D_{\max}^L \exp[-(z - R_p^L)^2 / \sigma_2^{L2}], & \text{якщо } z \geq R_p^H + D_{\max}^L \exp[-(z - R_p^L)^2 / \sigma_2^{L2}], \end{cases} \quad (20)$$

де $D = \frac{\Delta d}{d}$;

z – відстань, яка відраховується від поверхні в глибину кристалу;

R_p^H – точка зшивки асиметричної гавсіани;

σ_1^H , σ_2^L і σ^L – параметри гавсіан, які характеризують їх ширину на піввисоті.

Перший доданок – асиметрична гавсіана – складова профілю, яка пов'язана з ядерними втратами. У другому доданку $R_p^L < 0$, тобто складова профілю, яка пов'язана з електронними втратами, є монотонно-спадною.

12. Порушений шар умовно поділявся на підшари, в кожному з яких відносна деформація вважалася сталою. У зв'язку з тим, що рівняння Такаґі в загальному випадку аналітичного розв'язку немає, то амплітуда інтенсивності дифрагованої хвилі обчислювалася за допомогою рекурентних співвідношень, причому для кожного наступного підшару використовувалась амплітуда дифрагованої хвилі від підкладки, ідеальної частини плівки та всіх нижчезалегаючих підшарів.

13. У [10, 11] наведено профіль деформації для плівки ферум-ітрієвого гранату (ФІГ) на підкладці гадоліній-галієвого гранату (ГГГ) з площинною зрізу (111), імплантованої йонами бору з енергією 80 кеВ і дозою $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, який обчислений за експериментальною КДВ, знятою в симетричній геометрії Бреґга від площини (444). Завдяки удосконаленню методики обчислення профілів деформації [8], що дало змогу провести добре наближення додаткової осциляційної структури на всьому кутовому діапазоні, отримано уточнений профіль деформації, який представлений на рис 7. З рис. 7 видно, що спостерігається дуже добре співпадіння як кутових положень додаткових осциляцій, так і їх інтенсивностей.

менів, причому, фазу дифрагованої хвилі дифрактометричним методом одержати неможливо [7]. Крім того, не існує можливості прямого обчислення профілю за відомою КДВ, у чому й полягає основна проблема при відновленні профілів деформації. Їх доводиться шукати методом підбору або за допомогою спеціальної методики, яка, наприклад, викладена в [8].

11. У [9] показано, що профіль дефектів має дві складові: дефекти, які утворюються внаслідок зіткнень ядер мішені та дефектів, що є результатом збудження електронної підсистеми. Зважаючи на те, що при невеликих дозах профіль деформації пропорційний профілю дефектів, який можна описати сумою асиметричної та спадної гавсіан, профіль деформації $\frac{\Delta d}{d}(z)$ також вибирався у вигляді суми асиметричної та спадної гавсіан:

14. Обчислено також профіль деформації для тієї ж плівки по експериментальній КДВ, знятій в асиметричній геометрії Бреґга від площини (880) при падінні променя під малим кутом до поверхні кристалу $\Theta_B - \psi$ (промінь 1 на рис. 5). На рис. 8 наведено профіль, приведений до нормального напрямку [111], а також експериментальну і розраховану за цим профілем КДВ. Отримана товщина порушеного шару виявилась несуттєво більшою, ніж у профілю, обчисленому для відбивання (444), але сама форма профілів, а також величина і глибина залягання максимальної деформації досить добре співпадають між собою.

Перерахунок максимальної деформації на напрямок [110] за умови нормальної деформації з використанням формул (14) дав значення 0,0037. Відхилення від кута Бреґга за рахунок зміни міжплощинної відстані для відбивання (880) за формулою (1) становить 12,4 мін., кутове пристосування за умови нормальної деформації, що обчислена за формулами (17), (18) – 8,7 мін. Таким чином, ширина осциляційної структури КДВ повинна становити ~21 мін., що і спостерігаємо на КДВ для (880). Для випадку кубічної деформації вона становить 18,7 мін., і це означає, що результати зйомки тільки під малим кутом падіння не дають гарантованої відповіді на питання про характер деформації. Та ґрунтуючись на результатах дослідження карти оберненого простору для імплантованих йонами гелію плівок із значно більшою дозою, які показали на відсутність розширення плівки в боки [12], можна зробити висновок про нормальний характер деформації і для бору. Підтвердженням нормального характеру деформації досліджуваної плівки також є те, що ширина осциляційної структури експериментальної КДВ для відбивання (880) за кутом падіння $\Theta_B + \psi$ (промінь 2 на рис. 5) є набагато меншою і

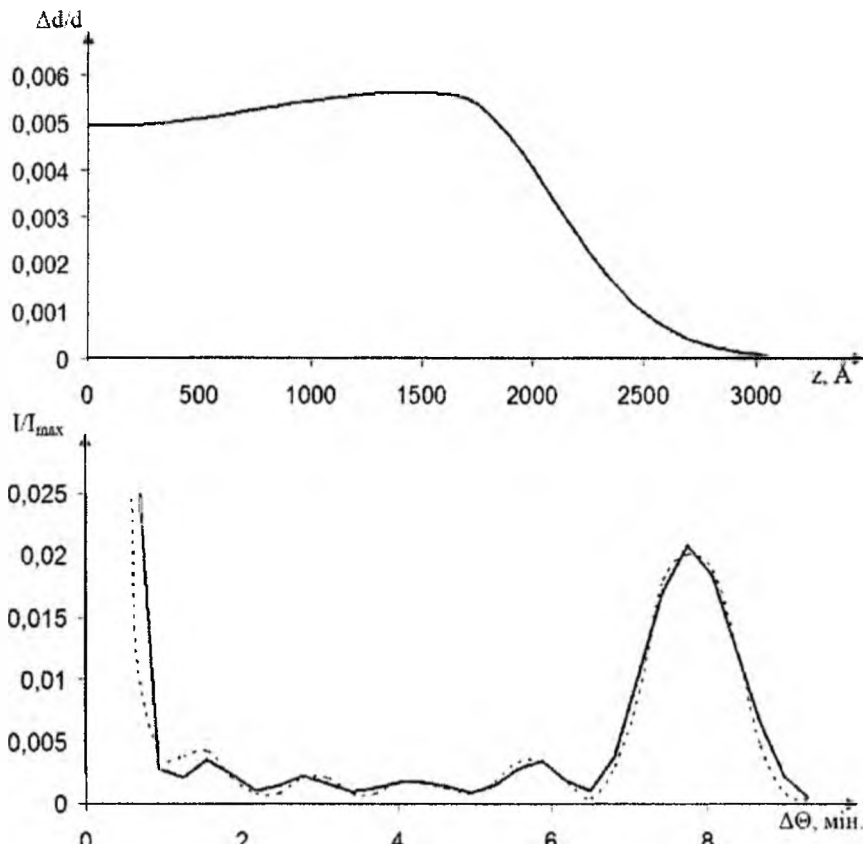


Рис. 7. Профіль деформації, експериментальна (- - -) та розрахована (—) КДВ плівки ФІГ/ГІГ з площиною зрізу (111), імплантованої йонами бору з енергією 80 кеВ і дозою $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, відбиваюча площина – (444).

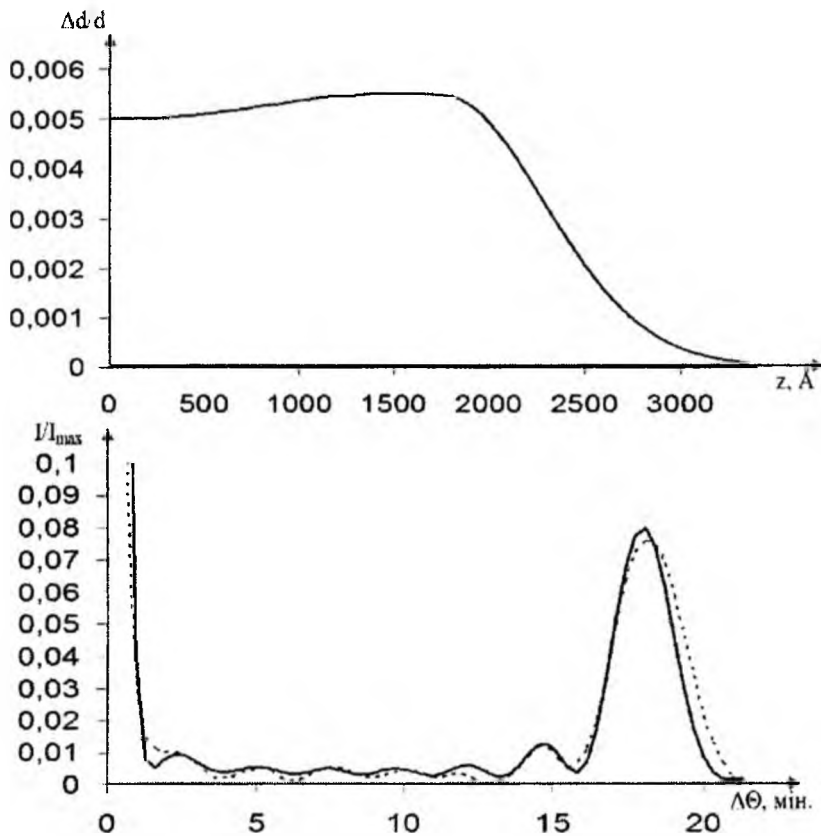


Рис. 8. Профіль деформації, експериментальна (- - -) та розрахована (—) КДВ плівки ФІГ/ГІГ з площиною зрізу (111), імплантованої йонами бору з енергією 80 кеВ і дозою $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, відбиваюча площина – (880).

приблизно відповідає обчисленій за формулою (2). Цей факт надав можливість обчислити профіль деформації для даної плівки одночасно за результатами зйомки двох КДВ, при цьому середнє квадратичне відхилення (СКВ) розрахованої КДВ від експериментальної мінімізується з урахуванням питомого вкладу кожної з них. У результаті

обчислення отримано профіль деформації, який найоптимальніше відповідає результатам обох зйомок (рис. 9). З рис. 10 видно добре співпадіння експериментальних КДВ з розрахованими за знайденим профілем теоретичними КДВ для відбивань (444) та (880).

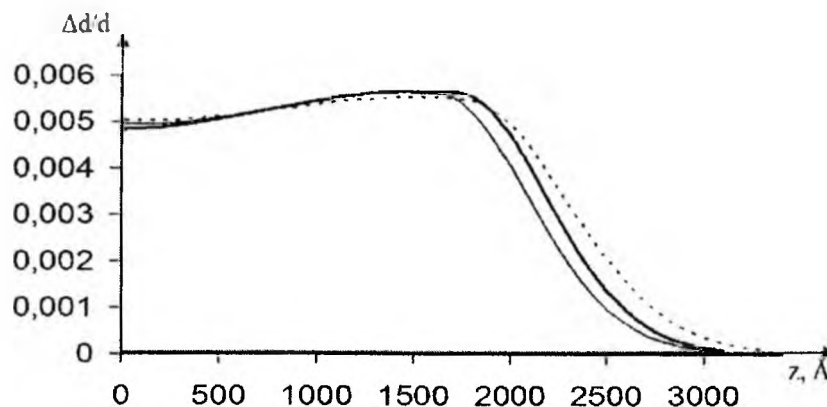


Рис. 9. Профілі деформації: обчислені для відбиваючої площини (444) (—), (880) (- - -) та одночасно за результатами обох зйомок (—).

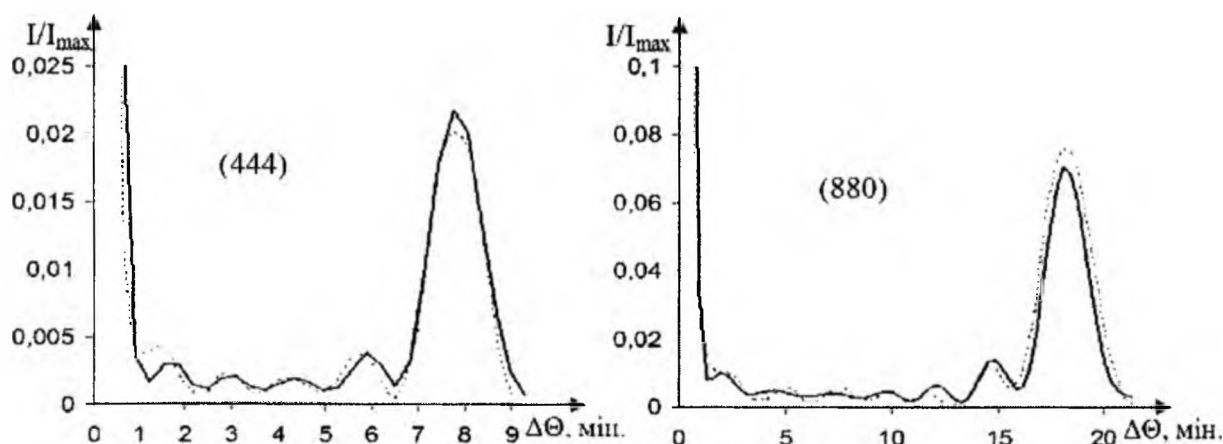


Рис. 10. Експериментальні (- - -) та розраховані (—) за профілем деформації, обчисленим одночасно за результатами обох зйомок, КДВ для відбиваючої площини (444) та (880).

Висновки

1. Під час деформації імплантованої плівки може змінюватись орієнтація площин, непаралельних до поверхні, що призводить до зміщення кутового положення додаткових осциляцій на КДВ. Тому, для коректного обчислення профілю деформації за результатами асиметричної зйомки насамперед необхідно визначитися щодо характеру деформації плівки. Для визначення характеру деформації плівки важливо використовувати результати асиметричної зйомки для обох випадків падіння X-променів на монокристалічний зразок.

2. Встановлено залежності між відносними змінами міжплощинних відстаней у різних кристалографічних напрямках для нормальної деформації та одержано точні формули для кута пристосування для будь-якої заданої деформації

чарунки у випадку відбиваючої площини (110) і площини зрізу (111).

3. Введення множника $\cos(\Theta_v - \Theta_{in})$ у формулу для проекції вектора оберненої ґратки дало можливість порівнювати між собою профілі деформації, які розраховані за КДВ від різних відбиваючих площин, оскільки приведені до нормалі профілі обов'язково є однаковими і не залежать від розширення плівки в боки. Також з'явилася можливість дати оцінку кутового пристосування і, відповідно, величини тангенціальної деформації, принаймні в найбільш деформованому шарі.

4. Обчислено профіль деформації плівки ферум-ітрієвого гранату на гадоліній-галієвому гранаті, імплантованої йонами бору (енергія 80 кеВ, доза $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), одночасно за результатами двох зйомок: (444) і (880) та одержано добре співпадіння розрахованих КДВ з експериментальними.

Література

1. **Kostishyn V.G.** Hard bubble suppression in (Ca, Ge)-substituted magnetic epigarnets by high-dose gamma-irradiation / V.G. Kostishyn, L.M. Letyuk, A.G. Kirpenko, A.T. Morchenko, M.N. Shipko // J. Magn. And Magnet. Mater. – 1996. – V. 160. – P. 365-366.
2. **Kalandadze L.** The influence of dielectric permittivity of the medium on the magneto-optical properties of the magnetite // J. of IEEE Transactions on Magnetics. – 2008. – Vol. 44, N 11. – P. 3293-3296.
3. **Kohn V.G., Kovalchuk M.V.** On the Theory of External Photoeffect Accompanying X-Ray Diffraction in an Ideal Crystal with Disturbed Surface Layer / Kohn V.G., Kovalchuk M.V. // Phys. stat. sol. A. – 1981. – Vol. 64, N 2. – P. 359-366.
4. **Ковальчук М.В., Кон В.Г., Лобанович Э.Ф.** Измерение малых деформаций в тонких эпитаксиальных пленках кремния методом фотоэлектронной эмиссии, возбужденной стоячей рентгеновской волной // ФТТ. – 1985. – Т. 27, Вып. 11. – С. 3379-3387.
5. **Динамічна дифракція X-променів у багат шарових структурах** / О.М. Єфанов, В.П. Кладько, В.Ф. Мачулін, В.Б. Молодкін. – Київ: Наукова думка, 2008. – 220 с.
6. **Рентгенодифракционная диагностика упруго-напряженного состояния наногетероструктур** / Под. ред. Б.С. Карамурзова, Ю.П. Хапачева // Кабардино-Балкарский государственный университет. – Нальчик. – 2008. – 205 с.
7. **Гончарский А.В., Степанов А.А.** Математические модели и фазовая проблема в обратной задаче рентгеновской дифракции // Математическое моделирование. – 1994. – Т. 6, N 12. – С. 117-127.
8. **Структурна діагностика приповерхневих шарів іонно-імплантованих монокристалів та плівок зі структурою гранату** / І.П. Яремій, В.І. Кравець, В.М. Пилипів та ін. // Вісник Прикарпатського університету. Математика. Фізика. – Вип. 3. – 2007. – С. 59-65.
9. **Механізми дефектоутворення при імплантації монокристалів ГГГ іонами В⁺ та Не⁺** / Б.К. Остафійчук, В.Д. Федорів, С.І. Яремій та ін. // Металлофізика и новейшие технологии. – 2008. – Т. 30, № 8. – С. 1061-1068.
10. **Кравець В.И., Остафійчук Б.К., Олиховский С.И.** Определение профиля деформации в ионно-имплантированных пленках железо-иттриевого граната с помощью кинематической теории рассеивания // Металлофізика. – 1991. – Т. 13, № 6. – С. 102-106.
11. **Структура приповерхностного слоя феррит-гранатовой пленки, имплантированной ионами бора** / Б.К. Остафійчук, В.Д. Федорив, В.И. Кравець и др. // Металлофізика и новейшие технологии. – 1995. – Т. 17, № 2. – С. 67-72.
12. **Вплив опромінення іонами Не⁺ на дефектну структуру монокристалів ГГГ** / С.І. Яремій, В.Д. Федорів, І.П. Яремій та ін. // Науковий вісник Чернівецького національного університету: збірник праць. Фізика. Електроніка. – Чернівці: Рута, 2009. – Вип. 438 – С. 89-94.

Остафійчук Богдан Костянтинович – доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри матеріалознавства та новітніх технологій.

Кравець Володимир Іванович – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри матеріалознавства та новітніх технологій.

Яремій Іван Петрович – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри матеріалознавства та новітніх технологій.

Клюка Світлана Ярославівна – асистент кафедри медичної інформатики, медичної та біологічної фізики.

Рецензент

Сіренко Г.О. – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри неорганічної та фізичної хемії Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника.