

© 2000 р. І.М. Фодчук, М.Д. Раранський, Я.М. Струк,  
І.В. Фесів, В.Є. Регульський

Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича, Чернівці

## МУАРОВІ ЗОБРАЖЕННЯ ДЕФЕКТІВ У РЕНТГЕНІВСЬКІЙ ТРИКРИСТАЛЬНІЙ ІНТЕРФЕРОМЕТРІЇ

Проведено дослідження закономірностей і механізмів формування рентгенівських муарових зображень деформаційних полів при дії зосередженої сили на аналізатор трикристального *LLL*-інтерферометра. Встановлено вплив різноманітних факторів на формування муарових картин. Подано основи теорії формування муарових зображень дефектів у *LLL*-інтерферометрі.

The research of regularities and mechanisms of forming x-ray moire images of strain fields at the acting point force on the analyzer of threecrystal *LLL*-interferometer is carried out. The influence of the various factors on forming moire pattern is determined. The theory fundamentals of moire images of defects in *LLL*-interferometer are represented.

### Вступ

Успіхи у розвитку динамічної теорії розсіяння рентгенівських променів стали важливими передумовами для розробки високочутливих методів дослідження структурної досконалості кристалів (рентгенівський дифракційний муар, дифракційне фокусування, маятникові смуги) [1-13]. Ці методи не пов'язані з вимірами енергетичних характеристик розсіяння, тобто інтенсивності, що дозволяє визначати дисперсійні поправки до структурних амплітуд за геометричними параметрами інтерференційної картини. Водночас рентгенівська інтерферометрія є потужним засобом дослідження медичних і біологічних зразків у фазовій томографії [7]. При цьому дефекти структури і макродеформації в пластинах інтерферометра суттєво впливають на якість інтерференційних зображень [10-13]. Тому встановлення загальних принципів і механізмів формування муарових розподілів інтенсивності має важливе наукове і практичне значення, оскільки дає змогу уникати помилкових тлумачень отриманих інтерференційних картин і значно полегшує інтерпретацію причин утворення складних муарових картин.

У даній роботі викладені основи теорії формування муарових зображень дефектів у трикристальній інтерферометрії. Використано ейкональне двоххвильове наближення, в якому вектор дифракції є функцією просторових координат і відіграє роль повільно змінного показника заломлення (як в оптиці) [14]. На базі отриманих співвідношень

проведено теоретичні дослідження закономірностей і механізмів формування інтерферометричних зображень дефектів у реальних кристалах.

### Теоретична частина

У загальному випадку розсіяння рентгенівських променів на дефектах у кристалах і формування дифракційного контрасту описуються системою диференціальних рівнянь гіперболічного типу, що отримали назву рівнянь Такагі [15]. За видом функції, що описує локальні розорієнтації відбивних площин  $\alpha(\vec{r})$  поблизу дефектів, можна розрахувати хвильові поля всередині кристала і побудувати їх дифракційні зображення. Проте такі задачі не завжди можна розв'язати аналітичними методами. Тому, як правило, використовуються чисельні методи розв'язання рівнянь Такагі [16].

Якщо в одному з компонентів інтерферометра (рис.1) існують порушення ідеальності кристалічної ґратки, то це призводить до локальної зміни вектора дифракції з  $\vec{H}$  на  $\vec{H} + \Delta\vec{H}$ , а, отже, і до зміни розподілу інтенсивностей  $R_0$  і  $R_h$  пучків у площині розсіяння і формування відповідної геометрії інтерференційної картини. При цьому принципове значення має різниця фаз  $\phi$ , з якою інтерферуючі хвилі приходять на поверхню кристала-аналізатора. Знаючи її та зміну періодів муарових смуг, можна досліджувати вплив тих чи інших факторів на формування інтерферометричного хвильового поля.

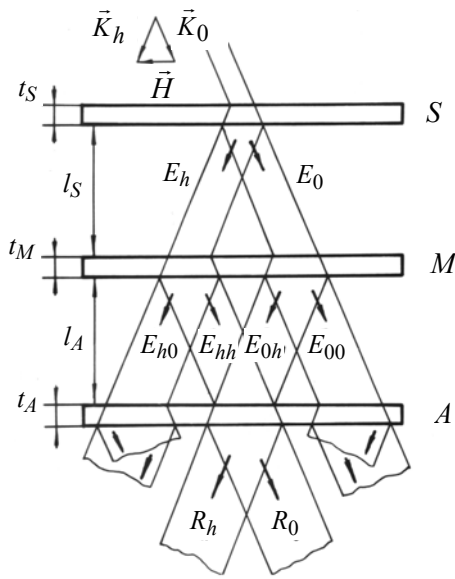


Рис.1. Схема рентгенівського LLL-інтерферометра: S – розщеплювач, M – дзеркало, A – аналізатор.

Зауважимо, що теорія Джіверса [8], розвинута для дифракції електронів, може бути застосовна і для розсіяння рентгенівських променів у випадку симетричних відбивань, тоді

$$R_h = E_{0h}^I E_{0h}^{I*} = (E_0^I + E_h^I)(E_0^{II*} + E_h^{II*}), \quad (1)$$

$$R_0 = E_{0h}^{II} E_{0h}^{II*} = (E_0^I + E_h^{II})(E_0^{I*} + E_h^{II*}), \quad (2)$$

де

$$E_0^I = E_0^S E_h^M E_0^A, \quad E_h^I = E_h^S E_h^M E_h^A,$$

$$E_0^{II} = E_h^S E_0^M E_0^A, \quad E_h^{II} = E_0^S E_h^M E_h^A.$$

Для спрощення розрахунків можна вважати, що після проходження перших пластинок у третьому кристалі-аналізаторі накладаються лише дві плоскі когерентні хвилі з однаковою інтенсивністю:

$$(E_h^S E_0^M)(E_h^S E_0^M)^* = (E_0^S E_h^M)(E_0^S E_h^M)^*,$$

тобто  $R_h^S R_0^M = R_0^S R_h^M$ . Тоді муарова картина виникатиме при такій суперпозиції хвильових полів:

$$\begin{aligned} R_h &= (E_0^A(-\vec{H}) + E_h^A(\vec{H}))(E_0^{A*}(-\vec{H}) + E_h^{A*}(\vec{H})) = \\ &= R_0^A(-\vec{H}) + R_h^A(\vec{H}) + \text{Re}(E_0^A(-\vec{H})E_h^{A*}(\vec{H}) + \\ &+ E_h^A(\vec{H})(E_0^{A*}(-\vec{H}))\cos(2\pi i\varphi) + \text{Im}(E_0^A(-\vec{H})E_h^{A*}(\vec{H}) \\ &+ E_h^A(\vec{H})(E_0^{A*}(-\vec{H}))\sin(2\pi i\varphi), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} R_0 &= (E_0^A(\vec{H}) + E_h^A(-\vec{H}))(E_0^{A*}(\vec{H}) + E_h^{A*}(-\vec{H})) = \\ &= R_0^A(\vec{H}) + R_h^A(-\vec{H}) + \text{Re}(E_0^A(\vec{H})E_h^{A*}(-\vec{H}) + \\ &+ E_h^A(-\vec{H})(E_0^{A*}(\vec{H}))\cos(2\pi i\varphi) + \text{Im}(E_0^A(\vec{H})E_h^{A*}(-\vec{H}) \\ &+ E_h^A(-\vec{H})(E_0^{A*}(\vec{H}))\sin(2\pi i\varphi). \end{aligned} \quad (4)$$

У слабо деформованих кристалах амплітуди  $E_{0,h}$  хвильових полів є повільно змінними і формування муарової картини пов'язано, в основному, з фазовою невідповідністю інтерферуючих в аналізаторі хвильових полів. Це дає змогу використати ейкональне наближення теорії Като [17], в якій  $\vec{H}$  є функцією просторових координат і відіграє роль повільно змінного показника заломлення. В оптиці для середовищ з повільно змінними характеристиками неоднорідностей широко використовується так зване хвильове наближення (розмір неоднорідності  $L$  повинен значно перевищувати довжину хвилі  $\lambda$ ). У випадку рентгенівського випромінювання такий критерій має дещо жорсткіші умови. Тут необхідно, щоб  $L > \Lambda$ , де  $\Lambda$  – екстинкційна довжина. Такий підхід дає змогу виділити в амплітудах  $E_0$  і  $E_h$  швидко змінні фазові множники:

$$\tilde{E} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_h \end{pmatrix} = e^{iS^+(x,z)} \tilde{\Psi}^+(x,z) + e^{iS^-(x,z)} \tilde{\Psi}^-(x,z), \quad (5)$$

де  $S^+$ ,  $S^-$  - два ейконала (фази), що відповідають двом різним листам дисперсійної поверхні, перший з яких пов'язаний з сильним поглинанням випромінювання, а другий – зі слабким [2,3].

Для опису хвильового поля всередині однієї з пластинок інтерферометра, слід, по-перше, ввести деякий постійний приріст  $\Delta\vec{r}$  до радіус-вектора  $\vec{r}$ , що відповідає або зміщенню, або повороту пластини, а по-друге, для того, щоб зберегти незмінним коефіцієнт Фур'є-поляризованості  $\chi_h$ , використаємо відоме наближення [16]

$$\chi_h^A = \chi_h \exp[-2\pi i(\vec{H} + \Delta\vec{H}, \vec{r} + \Delta\vec{r})]$$

і замінимо  $(\vec{H} + \Delta\vec{H}, \vec{r} + \Delta\vec{r})$  на  $(\vec{H}\Delta\vec{r}) + (\vec{r}\Delta\vec{H})$ , беручи до уваги, що  $\vec{H}\Delta\vec{r} = -(\vec{r}\Delta\vec{H})$ .

Для знаходження комплексних амплітуд  $E_{0,h}$  хвиль на виході з аналізатора можна використати такий хід розв'язання рівнянь Такагі [18]:

$$(D_S + D)\tilde{E} = 0. \quad (6)$$

Існування нетривіального нульового розв'язку рівняння  $D_s \bar{\psi} = 0$  вимагає, щоб детермінант матриці  $D_s$  дорівнював нулю, тобто

$$D_s = \begin{pmatrix} -\left(\frac{\partial S}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial z}\right) & \frac{1}{2}\chi_h C \\ \frac{1}{2}\chi_h C & \left(\frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\partial S}{\partial z}\right) - 2\alpha(\bar{r}) \end{pmatrix},$$

$$D = \begin{pmatrix} i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\right) & 0 \\ 0 & i\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\right) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

У розгорнутому вигляді ця умова для ейконалів  $S^+$  і  $S^-$  є рівнянням у частинних похідних першого порядку:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial z} + \alpha(\bar{r})\right)^2 - \left(\frac{\partial S}{\partial x} - \alpha(\bar{r})\right)^2 = \tilde{\chi}^2, \quad (8)$$

де  $\tilde{\chi} = |C|(\chi_h \chi_{\bar{h}})/2$ ,  $\alpha(\bar{r}) = \alpha_0 - 2\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\right)(\vec{H}\vec{U})$ ,

$\alpha_0$  – характеризує розорієнтацію кристала як цілого,  $\vec{H}$  – вектор дифракції,  $\vec{U}$  – векторне поле зміщень.

Рівняння (8) аналогічне до одновимірного релятивістського рівняння Гамільтона-Якобі для частки масою  $\pm\tilde{\chi}$  у деякому змінному зовнішньому полі. Відмінність полягає в тому, що у формулі (6) цей коефіцієнт комплексний  $\tilde{\chi} = \chi - i\gamma$  і, як наслідок, траєкторії та ейконал також комплексні. Фізично це обумовлено затуханням хвильового поля у кристалі. У випадку довільних  $\chi$  і  $\gamma$  рівняння (8) є системою двох нелінійних рівнянь відносно дійсної і уявної частини ейконала  $S = s + iq$ . Та обставина, що для рентгенівських хвиль  $s > q$ , дозволяє вважати уявну ейкональну частину малою в порівнянні з її дійсною частиною. Використовуючи загальний метод теорії збурень і опускаючи громіздкі проміжні викладки, отримаємо рівняння, які дозволяють однозначно визначити в нульовому і першому наближенні зміну амплітуди поля вздовж траєкторії, якщо відомі початкові значення  $E_0$  і  $E_h$  на вхідній поверхні кристала:

$$\tilde{E} \approx \sum_{\delta=1,2} e^{i\chi_h S^{(\delta)}} (\tilde{E}^{(\delta,0)} + \tilde{E}^{(\delta,1)}). \quad (9)$$

У загальному випадку фаза дифрагованого муарового пучка пов'язана з фазою структурної

амплітуди діючих брегівських відбивань. Якщо відбивні площини спотворені, то ефективна фаза структурної амплітуди локально модифікується. Коли така дифрагована хвиля на межі кристала інтерферує з іншою хвилею, то локальні зміни інтенсивності спостерігатимуться вздовж перерізу пучка. Отримане зображення буде топографічною картиною розподілу локальних спотворень ґратки. Зміна фази на  $\pi$  повторює максимальну зміну інтенсивності, що є результатом зміни періоду ґратки на  $d_{hkl}$  (наприклад,  $d_{hkl} = 0,1$  нм для (220) Si [4]). Це дало можливість у роботі [4] із умов експерименту встановити, що вектор Бюргерса крайової дислокації відповідає найменшій міжплощинній відстані в кремнії.

Для зручності аналізу вважатимемо, що трикристальний "сендвіч" дає картину муару внаслідок зміщень атомних площин у кристалі-аналізаторі по відношенню до двох перших пластин LLL-інтерферометра. Ці зміщення описуються функцією

$$\Delta \vec{r} = \vec{U}(\bar{r}). \quad (10)$$

Фазовий зсув між хвилями, що дифрагують в аналізаторі, дорівнює

$$\varphi = 2\pi \vec{H}\vec{U}. \quad (11)$$

Якщо зміщення  $\Delta \vec{r} (\equiv \vec{U})$  таке, що  $\Delta \vec{H}$  не залежить від  $\bar{r}$ , а вираз (11) аналогічний до  $2\pi(x-x_0)/\Lambda$ , то контури однакової інтенсивності – це прямі лінії, перпендикулярні до вектора  $\Delta \vec{H}$ . Оскільки  $\varphi$  входить в аргумент експоненціальної функції, така система ліній буде періодичною. При цьому, якщо в інтерферометрі відстані між пластинами не однакові або є зміщення компонент інтерферометра, то контрастність смуг у цьому випадку суттєво залежить від розмірів джерела, а структурні муарові смуги викривляються.

Якщо поле зміщень дефекту складним чином залежить від координат, то фаза  $\varphi$ , що набігає вздовж одного з шляхів розповсюдження, визначається функцією зміщень атомних площин, яка не володіє парністю щодо зміни напрямку вектора дифракції  $\vec{H}$ .

Зазначимо, що у відомих опублікованих працях інтерпретація експериментальних результатів зводиться, в основному, до використання простих геометричних співвідношень зміни періода ґратки. Розглядають три характерних випадки залежності періоду смуг  $\Lambda$  муару від величини  $\Delta \vec{H}$ . Перший випадок – змінюється лише модуль  $\vec{H}$ , тобто ґратка одного з кристалів стиснута або

розтягнута; такий муар називають дилатаційним, при цьому  $|\Delta\vec{H}|=1/d_1-1/d_2$ , а період смуг

$$\Lambda_D = \frac{1}{|\Delta H_D|} = \frac{1}{1/d_1 - 1/d_2} = \frac{d_1 d_2}{d_2 - d_1} \cong \frac{d}{\Delta d/d}$$

Другий випадок – змінюється лише напрямок  $\vec{H}$  на кут  $\varepsilon$ , а абсолютна величина  $\vec{H}$  залишається постійною, тобто  $d_1=d_2$ , це – ротаційний муар, і

$$\Lambda_R = \frac{1}{\Delta H_R} = \frac{1}{(1/d)2\sin\varepsilon/2} = \frac{d}{\varepsilon}$$

Третій випадок –  $\Delta\vec{H} = \Delta\vec{H}_D + \Delta\vec{H}_R$ , тобто  $\vec{H}$  змінюється за величиною і за напрямком, це – змішаний муар. Тоді:

$$\frac{1}{\Lambda_M} = \sqrt{\left(\frac{1}{\Lambda_D}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Lambda_R}\right)^2}$$

Смуги дилатаційного муару паралельні до напрямку брегівської площини, а для ротаційного муару смуги інтерференції перпендикулярні до напрямку брегівської площини. У випадку змішаного муару напрямок смуг визначається відношенням величин  $\Delta\vec{H}_D$  і  $\Delta\vec{H}_R$ . Як витікає з наведених співвідношень, період муару не залежить від довжини хвилі рентгенівського випромінювання. Проте при отриманні картин муару на різних довжинах хвиль їх зміна може відбуватись внаслідок зміни опромінених областей кристала. Водночас, період муару завжди зменшується при переході до вищих порядків відбивань, тоді як період маятникових смуг збільшується, якщо структурні амплітуди відповідних відбивань зменшуються.

Отже, підставляючи (9) у співвідношення (3) і (4) з врахуванням (8), отримуємо можливість моделювання інтерферометричних зображень дефектів у аналізаторі трикристального рентгенівського інтерферометра.

### Експериментальна частина

Знання основних механізмів і особливостей формування рентгеноінтерферометричного зображення дефектів дозволяє однозначно інтерпретувати одержані експериментальні інтерферограми. Існують значні труднощі при інтерпретації муарових картин, оскільки ще не в'яяснена роль усіх факторів, які впливають на розподіл інтенсивності на муарових картинах. Як правило, не завжди відомі результуюча дія кількох факторів, хоча вплив кожного з них може бути відомий.

У даній частині роботи досліджено механізми формування муарових смуг у клиноподібному і плоскопаралельному кристалах-аналізаторах LLL-інтерферометра (рис.1). Муарові зображення деформаційного поля є досить складними і різноманітними через взаємодію у кристалі восьми хвильових полів (при врахуванні двох поляризацій). Якщо дві перші пластини інтерферометра досконалі і досить товсті ( $\mu t > 4$ ), то хвильові поля, пов'язані з  $\pi$ -поляризацією, до уваги можна не брати, а сформовані хвильові пакети вважати когерентними, плоскими і монохроматичними, зміни їх фаз за величиною однаковими, але протилежними за знаком. Це дозволяє значно спростити співвідношення (3) і (4) при моделюванні муарових розподілів інтенсивності в реальних кристалах. Причому у випадку ідеальної геометрії інтерферометра, досконалих його компонент і падаючої плоскої хвилі на вихідній поверхні клиноподібного аналізатора маятникові смуги не спостерігатимуться. Це відбувається внаслідок зміщення максимумів маятникових осциляцій інтенсивності на половину екстинкційної довжини в заломленому пучку по відношенню до дифрагованого.

На рис.2-5 наведені експериментальні і теоретично розраховані муарові картини для модельних зображень зосередженої сили [19], розглянутих у роботах [20-21] за однакових умов дифракції на клиноподібному і плоскопаралельному аналізаторі інтерферометра. На експериментальних

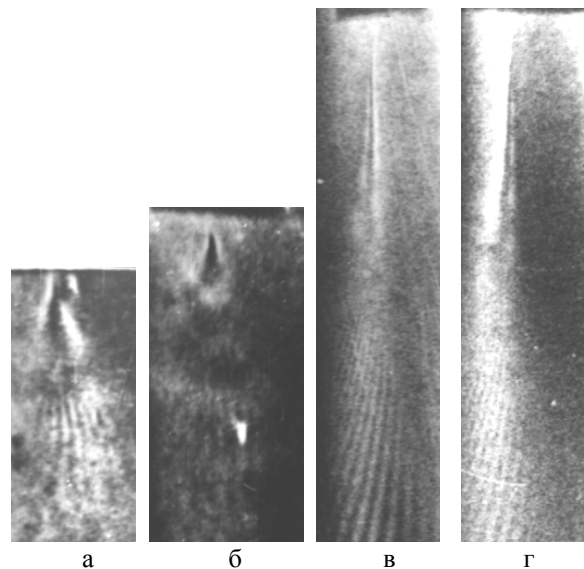


Рис.2. Муарові і топографічні картини дії зосередженого навантаження на клиноподібний кристал-аналізатор інтерферометра. Si, (220),  $CuK\alpha$ :  $R_h, P=2,2$  г (а),  $R_h, P=3,6$  г (б),  $R_h, P=35$  г (в),  $R_0, P=35$  г (г). Збільшення \*20.

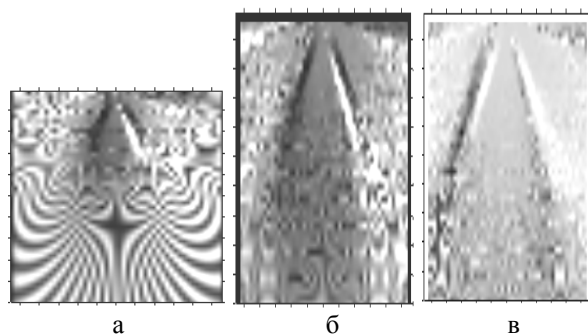


Рис.3. Муарове і топографічне зображення від верхньої частини клиноподібного кристалу Si. (220),  $\text{CuK}\alpha$ :  $R_h, P=10 W$  (а),  $R_h, P=20 W$  (б),  $R_0, P=20 W$  (в),  $W$  – півширина кривої гоїдання.

топограмах (рис.2а,б) від тонкої частини клиноподібного аналізатора спостерігаються дві сім'ї смуг: звичайні муарові смуги, направлені радіально до точки прикладання сили, і смуги, що їх перетинають майже перпендикулярно. Із ростом прикладеного навантаження збільшується кількість "деформаційних" смуг, дещо покращується їх контрастність. Характерно, що з ростом навантаження вони набувають випуклої форми, їх вершини розміщені по лінії дії сили і направлені в товсту частину кристала (рис.2а,б). Появу на топограмах від тонкої частини клиноподібного аналізатора "деформаційних" смуг можна пояснити зміною в деформованому кристалі фазових співвідношень між хвильовими полями, що інтерферують в аналізаторі. В цілому, така сама картина спостерігається і на теоретичних топограмах (рис.3а).

В області слабких деформацій, подалі від точки прикладання сили, муарова картина відображає поле зміщень відбивних площин відносно своїх положень для ненавантаженого кристала. В області значних деформацій, де сильно порушені фазові співвідношення між інтерферуючими пакетами, кожний з них розповсюджується незалежно і на топограмах має місце накладання їх інтенсивностей (квадратів модулів амплітуд), тобто матимемо топографічне відображення функції локальних розорієнтацій  $\alpha(\vec{r})$ .

Зазначимо, що для даного інтерферометра на топограмах відсутній так званий структурний муар. Це означає, що фазовий набіг дифрагуючих і заломлених хвиль в усіх пластинах інтерферометра при накладанні в аналізаторі однакової величини, але протилежний за знаком.

Отже, форма "деформаційних" смуг на рис.2а,б свідчить про відповідність їх фазових співвідношень характеру зміни поля деформацій. Смуги

такої самої природи спостерігаються при дії зосередженого навантаження і на плоскопаралельну пластину кристала-аналізатора (рис.4,5). Збільшення прикладеної сили приводить до зменшення періоду муарових смуг. Дилатаційна складова деформації зростає, що відображається у "випрямленні" муарових смуг відносно напрямку  $\vec{H}$ .

Досить цікавим є дифракційне зображення на рис.2в,г, що виникає при дії зосередженої сили на тонку частину клиноподібного аналізатора. Тут спостерігається одночасно стрілоподібне топографічне і муарове зображення сильно деформованої області. При чому муарові смуги продовжують дифракційне зображення і віялом направлені у товсту частину кристала. Зображення сильно деформованої області в заломленому (рис.2в) і дифрагованому (рис.2г) пучках повністю ідентичне. Із збільшенням навантаження поперечні розміри топографічного зображення відносно відбивних площин зменшуються, а по вздовжні – збільшуються. Таке стрілоподібне зображення з різко інтенсивними краями сильно деформованої області зумовлене, напевно, специфічним характером зміни деформаційного поля між областями стиску і розтягу кристала, що призвело, очевидно, до спільного прояву ефектів каналювання і міжгілкового розсіяння.

Відзначимо не тільки якісний, але й задовільний кількісний збіг розподілів інтенсивності як в області сильних деформацій (топографічне зображення), так і розподілу та видимості муарових смуг в області слабких пружних деформацій (рис.2-5). Крім того, що відповідні топографічні зображення дії зосередженої сили доповнюють інтерференційну картину і в принципі допомагають встановити області когерентної суперпозиції хвильових полів.

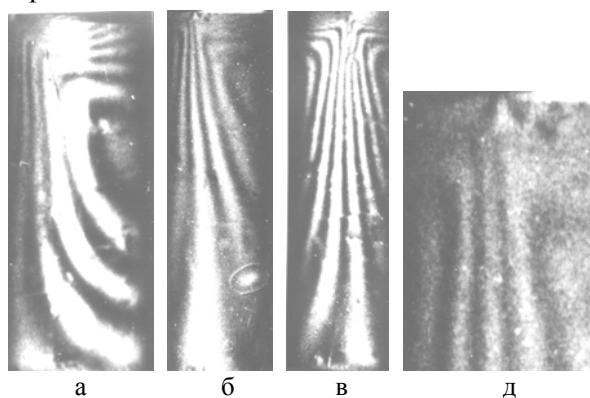


Рис.4. Муарові зображення дії зосередженого навантаження на плоскопаралельний аналізатор. Si, (220),  $\text{CuK}\alpha$ ,  $R_h, P=16 \text{ г}$  (а),  $P=18 \text{ г}$  (б),  $P=21 \text{ г}$  (в), збільшене зображення верхньої частини (б)-топограми (д).

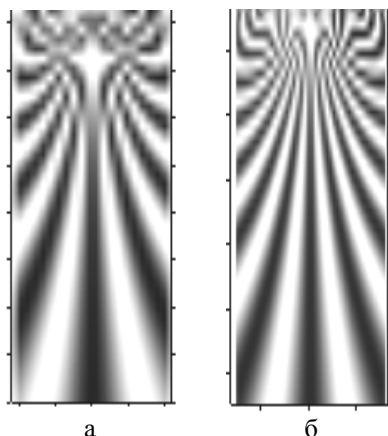


Рис.5. Розраховані муарові картини. Si, (220),  $CuK_{\alpha}$ ,  $R_h$   $P=16$  г (а),  $P=18$  г (б).

### Висновки

Розроблено основні принципи моделювання рентгенівських інтерферограм, які полягають у визначенні комплексних амплітуд заломленої і дифрагованої хвиль у кожній точці кристала і різниці фаз між ними.

Проведено моделювання картин муару для випадків дії зосередженої сили на кристал-аналізатор інтерферометра. Встановлені механізми формування муарових смуг та дифракційних зображень деформаційних полів у клиноподібному і плоскопаралельному аналізаторі інтерферометра, які пов'язані зі зміною фазових співвідношень між хвильовими пакетами.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Раранський М.Д., Фодчук І.М., Бобровник С.В. Моделювання рентгенівських муарових зображень дефектів в кремнію // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 30: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.80-84.
2. Bonse U., Hart M. X-ray interferometr // Appl. Phys. Letters. - 1965. - 6, No.8. - P.155-156.
3. Christiansen G., Gerward L., Lindegaard A. A study of the strain field of gravnin dislocations in a silicon X-ray interferometr // J.Appl.Cryst. - 1971. - 4. - P.370-375.
4. Hart M. A complete determination of dislocation Burgers vectors by X-ray interferometry // Phil. Mag. - 1972. - 26, No.4. - P.821-831.
5. Bonse U., Materlik G. Dispersionskorrektur  $f'$  für Nickel nahe der K-Absorptionskante // Z.Phys. - 1972. - 253, No.3. - S.232-239.
6. Deslattes R.D., Henins A. X-ray to visible wave-length rations // Phys.Rev.Letters. - 1973. - 31, No.16. - P.972- 973.

7. Momose A., Takeda T. and Itai Y. Phase-contrast X-ray computed tomography for observing biological specimens and organic materials // Rev. Sci. Instrum. - 1995. - 66, No.2. - P.1434-1436.
8. Geverse R. Phil. Mag., 1962, 7. 1681.
9. Раранський Н.Д., Шафранюк В.П. Изображение дефектов упаковки в рентгеновском дифракционном муаре // УФЖ. - 1982. - 27, №6. - С.901-904.
10. Раранський Н.Д., Шафранюк В.П., Фодчук І.М. Рентгеноинтерферометрическое изображение полей деформаций вокруг дислокационных скоплений // Металлофизика. - 1985. - 7, №5. - С.63-71.
11. Раранський Н.Д., Шафранюк В.П., Фодчук І.М. Муаровые изображения полос роста в бездислокационном монокристалле Si // УФЖ. - 1985. - 30, №1. - С.133-135.
12. Раранський Н.Д., Шафранюк В.П. Дефекты границ сопряжений и релаксация напряжений в эпитаксиальных системах Si-Si, Ge-Si, Ge-Si // УФЖ. - 1985. - 30, №1. - С.127-132.
13. Раранський Н.Д., Фодчук І.М., Сергеев В.Н., Гимчинский О.Г. и др. Влияние ультразвуковых деформаций на муаровые картины // Металлофизика. - 1993. - 15, №2. - С.72-79.
14. Островский Ю.И., Щепинов В.П., Яковлев В.В. Голографические интерференционные методы измерения деформаций. - М.: Наука, 1988.
15. Takagi S. A dynamical theory of diffraction for a distorted crystal // J. Phys. Soc. Japan. - 1969. - 26, No.5. - P.1239-1253.
16. Epelboin Y. Simulation de Topographies en Pose Fixe Par la methode de Lang au moyen d'un ordinateur. Influence du Vecteur de Burgers // J.Appl.Cryst. - 1974. - 7, part 3. - P.372-377.
17. Kato N. Dynamical diffraction theory of waves in distorted crystals // Acta Cryst. - 1963. - 16, No.4. - P.122-125.
18. Инденбом В.Л., Чуховский Ф.Н. Проблема изображения в рентгеновской оптике // УФН. - 1972. - 107, №2. - С.229-265.
19. Ляв А. Математическая теория упругости. - М.: Физ.-мат. ГИЗ, 1936.
20. Raransky M.D., Fodchuk I.M., Struk Ya.M., Bobrovnik S.V. Pendellösung fringes in the distorted ctystals // Proc. SPIE. Bellingham. - 1999. - 3904. - P.442-447.
21. Раранський Н.Д., Фодчук І.М., Струк Я.М., Бобровник С.В. Маятниковые полосы в искаженных кристаллах // Металлофизика и новейшие технологии. - 2000.- 22, №9. - С.39-45.