

© 2000 р. **О.Г.Гімчинський, Т.Г.Гуцуляк, В.Б.Гевик, В.Т.Маслюк\*, М.Д.Раранський, І.М.Фодчук**

Чернівецький національний університет ім.Ю.Федьковича, Чернівці

\*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород

## РЕНГЕНОАКУСТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ КРИСТАЛІВ Si, ОПРОМІНЕНИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ

Досліджено вплив високоенергетичного електронного і гамма-опромінення на ступінь структурної досконалості кремнію. Визначені інтегральні параметри структурної досконалості  $L$  і  $\mu_d$  опромінених кристалів. Показано, що такого роду опромінення спричиняє як поліпшення, так і погіршення структурної досконалості кристалів.

The influence of high-energy electron and gamma irradiation on the degree of structural perfection of Si was investigated. Integral parameters of structural perfection  $L$  and  $\mu_d$  for irradiated crystals are defined. It is shown that such irradiation caused both improvement and worsening of crystal structural perfection.

Переважає більшість макроскопічних властивостей кристалів визначається статичними (усередненими) характеристиками реальної структури. Тому важливого значення набуває розширення можливостей рентгенодифрактометричних методів дослідження ступеня дефектності кристалічних напівпровідникових матеріалів, яке полягає у використанні не тільки традиційних підходів у випадку Брега і Лауе дифракцій рентгенівських променів, але й у використанні методів рентгеноакустичної взаємодії [1-7].

Об'єктами досліджень у даній роботі – бездислокаційні зразки Si, вирощені методом Чохральського з концентрацією кисню  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , що містять смуги росту та мікрodefekти. Орієнтація вхідної поверхні – (100),  $p$ -тип, легування бором, питомий опір 7,5 Ом·см.

Високоенергетичне електронне і гамма-опромінення здійснювались в Інституті електронної фізики НАНУ (м.Ужгород). Для досліджень підготовлено чотири серії зразків, кожна з яких у свою чергу складалася з трьох кристалів, отриманих з одного вихідного злитку. Кожна серія мала приблизно однакову товщину, а один із зразків використовувався як еталон. По два кристали серій №1, №2, №4 були опромінені такими дозами високоенергетичних електронів – 1,8, 3,6, 2,7, 5,4 кГрей з енергією 18 МеВ. Доза і енергія опромінення вибрані для дослідження гранично можливої дози і енергії, яка має суттєвий вплив на структурну досконалість кристала. Кристали

серії №3 опромінювались гамма-променями.

Оскільки єдиний підхід до дифрактометричної діагностики ступеня структурної досконалості високодосконалих монокристалів перебуває на стадії формування, то практичне поширення одержали підходи, що враховують лише випадки, коли у середовищі домінують локалізовані дефекти різної природи (мікрodefekції) або макрodefekції. З технологічних причин у кристалах, як правило, присутні як локалізовані дефекти, так і макрodefekції.

Для отримання інформації про загальний стан дефектної структури, зразки досліджувались топографічними методами Ланга і Бормана. На отриманих топограмах спостерігаються як радіальні, так і повздожні смуги росту з періодом порядку 150-200 мкм (рис.1а). Після селективного травлення зразків серії №1 виявлено ростові дислокації густини  $N_d \sim 2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ . Водночас, вибіркоче травлення зразків серій №2-4 виявило характерні для мікрodefekтів ямки травлення концентрації  $\sim 2,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Деякі із мікрodefekтів мали значні розміри  $\sim 30-40 \text{ мкм}$ .

Для дифрактометричних вимірів вибиралися ділянки кристалів з однорідним розподілом ямок травлення на вхідній поверхні зразка. Аналіз інтегральної відбивної здатності (ІВЗ)  $R_i$  показав, що, присутні у кристалах дефекти, призводять до збільшення  $R_i$  у порівнянні з досконалим кристалом. Ставилась задача встановлення окремого і сумарного впливу полів мікро- і макрospotво-

рень у реальному кристалі на рентгеноакустичну взаємодію. Це обумовлено характером впливу тих чи інших спотворень структури, пов'язаних з принципово важливим питанням про можливість введення середньої ґратки в реальному кристалі на відстані екстинкційної довжини. Для розв'язку такої проблеми нами визначалась величина екстинкційної довжини кристалів  $\Lambda$ .

Даний вибір зроблений за цілим рядом причин. Перерахуємо найважливіші:

1. Величина  $\Lambda$  – фундаментальний параметр, оскільки є основою для розрахунку структурних факторів, визначається з допомогою різноманітних загальноновизнаних методами (із кривих ґойдання, періодів маятникових смуг [8] і т.д.).

2. Параметр  $\Lambda$  по-різному реагує на присутність в об'ємі мікро- і макроспотворень [1-7], на відміну, до прикладу, від ІВЗ [9-13]. Макродеформації приводять до зменшення екстинкційної довжини спотвореного кристала у порівнянні з ідеальним.

3. Аналіз профілю товщинного розподілу інтенсивності дифрагованого випромінювання в умовах рентгеноакустичного резонансу дозволяє визначати  $\Lambda$  із високою точністю і невеликими трудозатратами [7], що також вказує на користь зробленого вибору.

Дослідження опроміненних кристалів і відповідних еталонів проводились з допомогою створеного на базі рентгенівського дифрактометра ДРОН-3М апаратно-програмного комплексу для проведення експериментів в автоматизованому режимі в однокристалній схемі на рефлексах (220) і (440)  $\text{MoK}_{\alpha 1}$ -випромінювання. Для виключення впливу кратної гармоніки характеристичного спектра дослідження проводились в диференціальному режимі рахунку імпульсів. Відстань від джерела до кристала  $\sim 0,2$  м. При цьому рентгенівські промені пропускалися через пару колімуючих щілин шириною 50 і 100 мкм відповідно. Це дозволило отримати горизонтальну розбіжність пучка не більше 5'. Джерелами високочастотних синусоїдальних коливань були генератори Г4-151, Г4-158. Для перетворення високочастотних електричних коливань у поперечні ультразвукові використані п'єзоперетворювачі з ніобата літія ( $\text{LiNbO}_3$ , зріз YZ-ДЛЯ) визначення домінуючого типу дефектів структури в опроміненних високоенергетичними електронами і гамма-променями кристалах кремнію реєструвалися залежності відстані  $\Delta x$  між провалами  $\sigma$ -компоненти інтенсивності  $I_h(x)$  на

вихідній поверхні кристала від частоти ультразвукових коливань  $\nu_s$ . Відстань  $\Delta x$  між провалами для  $\sigma$ -,  $\pi$ -поляризації визначається для гіперболічної дисперсійної поверхні виразами:

$$\Delta x_{\sigma, \pi} = 2T \cdot \text{tg}(\theta_B) \left[ 1 - \left( \lambda_S / \Lambda_0^{\sigma, \pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

де  $T$  – товщина кристала,  $\lambda_S$  – довжина хвилі ультразвуку,  $\theta_B$  – кут дифракції. Використаний в експерименті діапазон частот ультразвукових коливань забезпечує необхідну статистику і точність вимірів, оскільки відхилення  $\Lambda$  від теоретичного значення для неопроміненого кристала  $\Lambda_p$  становлять  $\sim 0,1\%$ .

Величина  $\Delta x(\nu_s)$  за фіксованої частоти ультразвуку визначається за значеннями кута  $\alpha$ , що складає вектор Пойнтінга з нормаллю до поверхні кристала товщиною  $t$  у реальному просторі, що відповідає селективним провалам інтенсивності на рис.2. Використавши зв'язок цього кута між нормаллю до дисперсійної поверхні і межі зони Брілюена –  $\text{tg} \alpha = dY/dX$ , одержимо рівняння дотичної до дисперсійної поверхні в оберненому просторі [6]:

$$\frac{dY}{dX} = \frac{\Delta x(\nu_s)}{2t}.$$

Відзначимо, що у випадку реального кристала, дисперсійна поверхня якого є ефективною внаслідок усереднення відповідних величин за товщиною зразка, така процедура повинна застосовуватися з відомою обережністю, оскільки рівняння поверхні у математичному змісті вже – не гіперболічні.

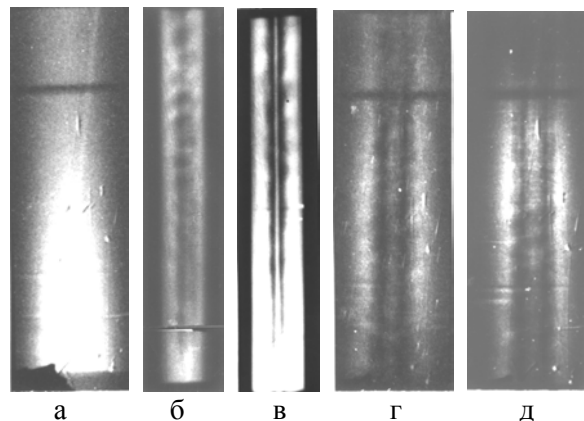


Рис.1. Топограми кристала Si у геометрії Лауе, симетричне (220) відбивання,  $\text{MoK}_{\alpha}$ -випромінювання. Без УЗК зразок 1а (а),  $\nu_s=138,1$  МГц,  $U=1,031$  В для зразка 1а (б), 2а (в), 3а (г), 4а (д).

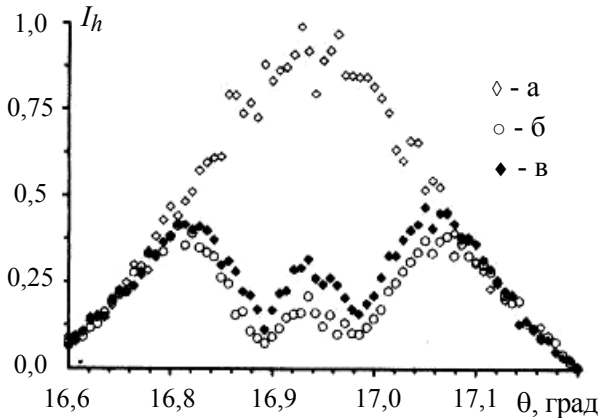


Рис.2. Просторові розподіли інтенсивності  $I_h(2\theta)$ . Симетричне (220) відбивання,  $AgK_{\alpha}$ -випромінювання. Без УЗК, еталонний зразок БЗП (а),  $v_s = 149,8$  МГц,  $U=2$  В: зразок БЗП (б), зразок 1а (в).

Таблиця 1. Параметри рентгеноакустичної взаємодії для (220)  $MoK_{\alpha 1}$ -випромінювання.

№	$T, \text{ мм}$	$\Lambda_{\text{екс}}, \text{ мкм}$	Доза, кГрей	опромінювання	$L, 10^{-2} *$
1	4,27	36,28	–	Еталон	2,56
1а	4,23	36,18	1,8	Електр.	2,45
1б	4,27	36,68	3,6	Електр.	3,78
2	6,21	36,41	–	Еталон	3,07
2а	6,16	36,20	1,8	Електр.	2,50
2б	6,09	36,58	3,6	Електр.	3,52
3	6,47	36,39	–	Еталон	3,01
3а	6,47	36,24	0,004	Гамма	2,61
3б	6,43	36,45	0,008	Гамма	3,17
4	10,42	36,42	–	Еталон	3,09
4а	10,51	36,32	2,7	Електр.	2,83
4б	10,45	36,13	5,4	Електр.	2,31

\* Параметр  $L$  розрахований відносно  $\Lambda_p$  для досконалого кристала, вирощеного методом безтигельної зонної плавки (БЗП)  $\Lambda_{bp}=36,28$  мкм.

Розраховані за експериментально визначеними залежностями  $\Delta x(v_s)$  значення екстинкційних довжин для всіх зразків зведені у таблицю 1, із якої випливає, що знайдені значення  $\Lambda_{\text{екс}}$  відхиляються від відповідних значень неопромінених зразків  $\Lambda_p$  як у бік збільшення, так і в бік зменшення. Зазначимо, що  $\Lambda_p$  для неопромінених зразків значно перевищує теоретичні значення для ідеального кристала ( $\Lambda_{\text{ід}}=36,08$  мкм). Тому для порівняння і визначення параметра Дебая-Валера  $L$  із співвідношення  $\Lambda = \Lambda_{bp} e^{-L}$  використали значення екстинкційної довжини для кристала, вирощеного методом безтигельної зонної плавки –  $\Lambda_{bp}=36,28$  мкм.

Таблиця 2. Оцінка відносної деформації

№	$\Lambda_{\text{екс}}, \text{ мкм}$	$v, \text{ МГц}$	$\epsilon, 10^{-7}$
1а	36,18	140,72	42
1б	36,68	140,039	64
2а	36,20	144,299	45
2б	36,58	142,356	60
3а	36,24	138,81	39
3б	36,45	139,58	51
4а	36,32	143,976	59
4б	36,13	144,160	75

Топограми на рис.1в-г, одержані за умови реалізації рентгеноакустичного резонансу при ширині колімуючої щілини 50 мкм. На них чітко виявляється тонка інтерференційна структура контрасту у вигляді системи майже паралельних розмитих ліній абсорбції для  $\sigma$ - і  $\pi$ -поляризацій, на яку накладається ледь помітна дрібна періодична система муарових смуг. Мабуть кристал в даному випадку є неоднорідним багат шаровим "сендвічем", що породжує "нові" хвильові поля, інтерференція яких із вихідними хвильовими полями і створює муарові ефекти [15].

На рис.2 зображені розподіли  $I_h(\Delta\theta)$  від кристала-еталона, вирощеного методом безтигельної зонної плавки. Відзначимо, що для даного кристала еталонне значення  $\Lambda_p$  і експериментальне  $\Lambda_{\text{екс}}$  добре узгоджуються ( $\Lambda_p=36,26$  мкм для  $MoK_{\alpha}$ -випромінювання і 40,89 мкм для  $MoK_{\beta}$ ). Очевидно, що для кристалів такої товщини, де розмазування поляризаційних провалів значне, використання монохроматичного випромінювання  $K_{\beta}$  більш вигідне з точки зору точності визначення значення  $x$ , а отже, і  $\Lambda$ .

Із таблиці 1 випливає, що для зразків серії №1 спочатку спостерігається деяке зменшення екстинкційної довжини відносно еталонного  $\Lambda_p$ , а при збільшенні дози високоенергетичного електронного опромінення вона наростає. Це можна пов'язати з утворенням деформаційних полів значної протяжності, що характерно для мікродефектів великих розмірів або протяжних макрополів [5].

Більш складний характер залежності  $\Delta x(v_s)$  спостерігається для зразків серій №2 і №4. Для неопроміненого кристала серії №3 профіль розподілу інтенсивності  $I_h(\theta)$  (рис.3) збігається у межах похибки експерименту з аналогічним розподілом для ідеального кристала.

Найбільшу дозу опромінення отримали кристали четвертої серії. Як випливає з таблиць 1,2,

для них характерні ті самі тенденції, що мали місце для кристалів першої і другої серій. Величина  $R_i$  виявилася істотно ( $\sim$  на 10%) вищою від ІВЗ еталонного кристала [17]. Зокрема, на значення фактора  $L$  значно впливає ступінь пошкодженості поверхні кристала, тобто величина дози опромінення. Це дозволяє зробити висновок про наявність у кристалі розвинутої дефектної структури. Можна припустити, що для даного рефлексу має місце компенсація внесків мікро- і макродеформацій у величину  $\Lambda$ , тобто для зразків серії №2а і №4б (в більшій мірі) після електронного опромінення ослаблення впливу макродеформацій на екстинкційну довжину відбулося не в результаті релаксації макродеформації, тому що в цьому випадку мало би місце зменшення ІВЗ у порівнянні з вихідним структурним станом, а в результаті появи нових мікродефектів.

Останній факт важливий і пов'язаний з достовірністю інформації про дефектну структуру (тип, розмір і концентрацію дефектів), одержуваної з аналізу характеру залежностей різноманітних дифракційних параметрів від порядку рефлекса [17].

Як показано в праці [17], перехід до інших порядків дифракції, коли умова "компенсації" може порушуватись, дозволяє одержати більш повне уявлення про реальну структуру кристала.

Для зразків серії №3 порівняно значна  $\Lambda_{\text{екс}}$ , напевно, є результатом комбінованого впливу на рентгенівське хвильове поле в кристалі хаотично розподілених пружних деформацій, які виникають при гамма-опроміненні, і макродеформацій відбиваючих площин, викликаних неоднорідним перерозподілом мікродефектів. На жаль, з отриманих даних не можна зробити висновок про домінуючий вплив на характер вимірюваних величин. Наявність такої складної деформаційної картини, мабуть, обумовлена неоднорідним розподілом атомів кисню, а також локалізованих спотворень структури (мікродефектів), що утворюються у процесі електронного і гамма-опромінення [16]. Нерівноважні умови, що виникають при опроміненні, також впливають на зарядовий стан міжвузлових атомів, а, отже, і на енергію активації термічно активованої дифузії [14].

Отже, можливий вплив взаємокомпенсуючої взаємодії локальних деформацій і макродеформацій на величину екстинкційної довжини змушує з більшою обережністю поставитися до

результатів діагностичних методів визначення статичного фактора Дебая-Валера за величиною зміни  $\Lambda$  у недосконалому кристалі. Врахування поправки до  $\Lambda$ , пов'язаної із наявністю в об'ємі локалізованих дефектів і макродеформацій, можна зробити лише за наявності об'єктивних даних про характер розподілу і величини цих спотворень.

З огляду на це, заслуговує на увагу метод визначення величини відносної деформації кристалічної ґратки, який базується на вивченні закономірностей трансформації форми профілю просторового розподілу інтенсивності на вихідній поверхні кристала при зміні частоти ультразвуку. Нагадаємо суть методу. Міграція точок збудження по дисперсійній поверхні, пов'язана з макрозгином атомних площин, приводить до виконання умови резонансного поглинання рентгенівських променів в умовах ефекту Бормана вже для визначеного набору блохівських хвиль. Наслідок цього – наявність двох розмитих мінімумів на профілі замість пари гострих провалів, характерних для досконалого кристала (рис.2). При деякій частоті  $\nu_s^*$  зазначені мінімуми зливаються, що відповідає перекриттю інтервалів селективного пригнічення на межі зони Брілюена. Це дає змогу пов'язати частоту  $\nu_s^*$  та величину деформації  $\epsilon$  [6]:

$$\epsilon = \omega \left[ \left( \Lambda \nu_s^* / C_s \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}},$$

де  $\omega = 2d/\Lambda$ ,  $d$  – міжплощинна відстань,  $C_s$  – швидкість ультразвуку.

Зауважимо, що даний метод був розроблений у праці [7], проте застосовувався до дуже обмеженого кола об'єктів.

$I_h$ , імп-30 с

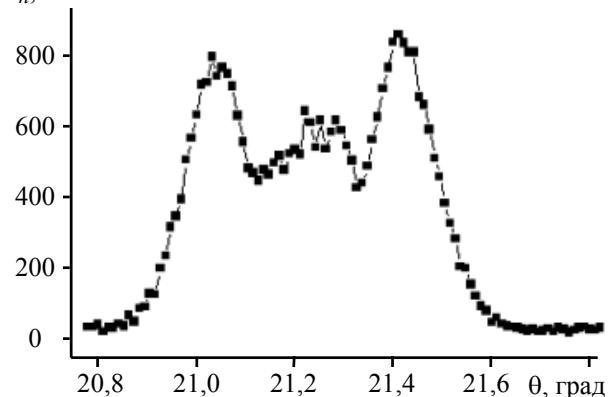


Рис.3. Кристал серії №3.  $\text{MoK}_{\alpha 1}$  відбивання (220),  $\nu_s = 139,589$  МГц.

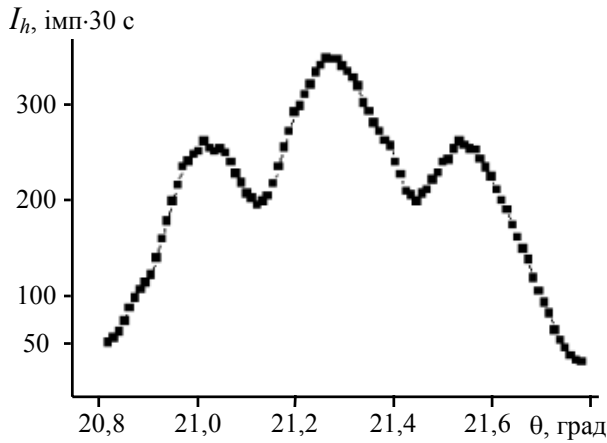


Рис.4. Кристал серії №4.  $MoK_{\alpha 1}$  відбивання (220),  $v_s=144,160$  МГц.

Згідно з даними таблиці 2 очевидно, що рівень деформації  $\epsilon$  у зразках майже прямопропорційно залежить від дози опромінення. Максимальна величина деформації  $\epsilon$  зафіксована для кожної серії у зразках, для яких доза опромінення найбільша, наприклад, для зразка №2б і №4б. Разом з тим, деяке зменшення екстинкційної довжини відносно еталонного (неопроміненого зразка) спостерігається у кожній серії, наприклад, майже для всіх зразків при малій дозі опромінення. Виняток – зразок №4б при найбільшій дозі електронного опромінення. Очевидно, що в цьому випадку на рентгенодифракційні параметри впливають локалізовані дефекти, оскільки при дифракції рентгенівських променів в умовах ефекту Бормана ( $\mu T > 6$ ) значення  $R_i$  практично повністю визначається величиною вкладу в інтенсивність рефлексу дифузною складовою розсіяння. При цьому, як показано в [9-10], можливий ефект аномального проходження для дифузного розсіяного випромінювання. Даний ефект особливо помітний, коли дефекти великі (їх розміри співрозмірні з екстинкційною довжиною), тобто дифузно дифраговані рентгенівські промені концентруються в порівняно вузькій кутовій області навколо вузла оберненої ґратки. При цьому хвильове поле, прийшовши в когерентну відповідність із середовищем, починає відчувати не фотоелектричне, а менш значне, інтерференційне поглинання.

Проте без додаткової інформації про характер реальної дефектної структури бездислокаційного матеріалу допущення присутності в кристалі порушень періодичності ґратки тільки одного типу не можна вважати обґрунтованим. Як уже відзначалося раніше, значення екстинкційної довжини реального кристала в результаті взаємо-

компенсації впливу локалізованих дефектів та макродеформацій можуть збігатися з  $\Lambda_p$ .

Наявність більш сильних напруг для зразка №1б, ніж у бездислокаційних кристалах, обумовлено присутністю дислокацій. Оскільки цей зразок має найменшу товщину (~4 мм), то одною з причин виникнення макродеформацій в об'ємі може бути неоднорідний розподіл дислокацій по товщині. Важливо наголосити, що поле деформацій у цьому випадку носить все-таки майже однорідний характер, адже відсутній значний градієнт деформацій відбивних площин, що проявляється у незначному порушенні закону Фріделя.

Розрахунок величини  $\epsilon$  для зразків серії 4 і характер залежностей  $\Delta x(v_s)$  відповідає домінуючим мікродеформаціям (рис.4). Для них значення  $\Lambda_{екс} > \Lambda_p$ , а рівень макродеформацій не перевищував  $10^{-5}$ .

Слід відзначити, що для однакових доз опромінення різної товщини кристали мають різні значення інтегральних параметрів. Це також підтверджує неоднозначну картину розподілу деформаційних полів.

В цілому спостерігається задовільне узгодження отриманих результатів з даними незалежного визначення  $\epsilon$ , які отримані із запису кривої дифракційного відбивання, а також з аналізу залежностей інтенсивності рефлексу від амплітуди ультразвуку.

Отже, аналіз форми профілів просторового розподілу інтенсивності рефлекса в умовах рентгеноакустичного резонансу дозволяє проводити аналіз слабких макродеформацій у масивних реальних кристалах, що містять комбіновані спотворення структури. Високоенергетичне електронне опромінення кремнію може істотно змінювати рівень макродеформацій у кристалах. Особливо це добре спостерігається, коли застосовуються методики, які базуються на вимірюванні періоду екстинкційних биттів інтенсивності рентгенівських променів. І справа тут не тільки в тому, що макродеформації, зменшуючи значення  $\Lambda$ , призводять до одержання занижених оцінок статичного фактора Дебая-Валера. Слабкий ефект зміни типу домінуючих полів деформації з підвищенням порядку дифракції  $H$  [17] дозволяє зробити висновок, що наявність макродеформації призводить до зміни самого характеру залежності  $L(H)$ . Нагадаємо, що залежність  $\Lambda(H)$  [5-8,17] використовується для визначення типу мікродефектів. Аналіз спектральної про-

пускної здатності кристалів серії №2 в інфрачервоній області спектра показав, що в опроміненних високоенергетичними електронами кристалів ширина забороненої зони зменшилась на 0,04 eV і практично не залежить від дози опромінення.

### Висновки

Використання методу рентгеноакустичної взаємодії для кристалів із високим рівнем макродеформацій, що виникають після опромінення високоенергетичними електронами і гамма-променями із значними енергіями і дозами, дозволяє підвищити точність визначення статичного фактору Дебая-Валера, а також отримати величину макродеформації  $\epsilon$ . Водночас залишається відкритим питання про отримання інформації про концентрацію і розмір мікрodefektів у кристалах, що містять макродеформації.

Перебіг процесів структурного впорядкування, які відбуваються на домішковому рівні у кристалах кремнію під впливом електронного і гамма-опромінення суттєво залежить від вихідної структури кристалу, характеру розподілу залишкових деформацій та домішкових атомів.

Виявлено поліпшення і погіршення структурної досконалості кристалів до і після високоенергетичного електронного опромінення. Встановлено неоднорідний вплив величини дози опромінення на структурну досконалисть кристала.

При використаних енергіях електронів і дозах опромінення інверсії провідності у кремнію, вирошеного методом Чохральського, не спостерігається, а має місце поява більш вираженого  $p$ -типу провідності, ніж до опромінення.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Энтин И.Р.* О динамической дифракции рентгеновских лучей на кристаллах с периодическим полем смещений // *ЖЭТФ.* - 1979. - **77**, №1. - С.214-222.
2. *Энтин И.Р.* Исследование дисперсионной поверхности для рентгеновского излучения в совершенном кристалле методом рентгеноакустического резонанса // *ФТТ.* - 1978. - **20**, вып.7. - С.2130-2133.
3. *Мачулин В.Ф., Хрупа В.И.* Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабоискаженных кристаллов. - Киев, Наукова думка, 1995.
4. *Раранский Н.Д., Фодчук И.М., Гимчинский А.Г., Маслюк В.Т., Мармус П.Е.* Рентгенодифракционные исследования структурных изменений в монокристаллах Si, облученных высокоэнергетическими электронами // *Неорганические материалы.* - 1997. - **33**, №2. - С.33-35.
5. *Раранский Н.Д., Фодчук И.М., Новиков С.Н., Коровяно О.Ж., Гимчинский А.Г.* Особенности рассеяния рентгеновских лучей в акустически возбужденном кристалле, содержащем микродефекты // *Металлофизика и новейшие технологии.* - 1994. - **16**, №4. - С.33-36.
6. *Хрупа В.И., Энтин И.Р., Даценко Л.И.* Влияние структурных дефектов на рентгеноакустический резонанс в кристаллах кремния // *УФЖ.* - 1990. - **35**, №9. - С.1379-1381.
7. *Мачулин В.Ф., Хрупа В.И.* Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабоискаженных кристаллов. - Киев, Наукова думка, 1995.
8. *Раранський М.Д.* Маятниковые и муаровые полосы в реальных монокристаллах: Дис. ... док. фіз.-мат. наук. - Черноголовка, 1987.
9. *Даценко Л.И., Молодкин В.Б., Осинковский М.Е.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами. - Киев: Наукова думка, 1988.
10. *Кривоглаз М.А.* Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах. - Киев: Наукова думка, 1984.
11. *Dederichs P.* Dynamical diffraction theory by optical potential method // *Solid State Phys.* - 1972. - **27**. - P.135-236.
12. *Молодкин В.Б.* Динамическая теория диффузного рассеяния в кристаллах с хаотически распределенными дефектами // *Металлофизика.* - 1981. - **3**, №4. - С.27-38.
13. *Барьяхтар В.Г., Гуреев А.Н., Кочелав В.В. и др.* Полное интегральное Брэгг-отражение рентгеновских лучей и определение структурного совершенства реальных монокристаллов // *Металлофизика.* - 1989. - **11**, №3. - С.73-78.
14. *Мармус П.Е., Маслюк В.Т., Олійнич А.В., Раранський М.Д., Фодчук І.М.* Вплив високоенергетичного електронного і гамма-опромінення на внутрішнє тертя в кремнії // *Науковий вісник ЧДУ.* Вип. 57: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1999. - С.50-55.
15. *Bonse U., Hart M.* X-ray interferometr // *Appl. Phys. Letters.* - 1965. - **6**, No.8. - P.155-156.
16. *Бабич В.М., Блецькая Н.И., Венгер Е.Ф.* Кислород в кристаллах кремния. - Киев: Интерпрес ЛТД, 1997.
17. *Гімчинський О.Г., Гуцуляк Т.Г., Караушу В.Р., Мармус П.Е., Раранський М.Д., Фодчук І.М.* Структурна досконалисть кристалів кремнію після високоенергетичного електронного опромінення // *Науковий вісник ЧДУ.* Вип. 86: Фізика.Електроніка. - Чернівці: ЧДУ, 2000. - С.87-91.