

Д.В. Миронюк<sup>1</sup>, Г.В. Лашкаръов<sup>1</sup>, А.С. Романюк<sup>3</sup>, В.Й. Лазоренко<sup>1</sup>,  
І.І. Штеплюк<sup>1</sup>, В.О. Скуратов<sup>2</sup>, І.І. Тімофєєва<sup>1</sup>, В.В. Стрельчук<sup>3</sup>,  
О.Ф. Коломис<sup>3</sup>, В.В. Хомяк<sup>4</sup>

## Вплив швидких важких іонів $\text{Xe}^{26+}$ на властивості плівок оксиду цинку, осаджених на підкладках кремнію

<sup>1</sup>Інститут проблем матеріалознавства ім. І.М. Францевича НАН України,  
вул. Кржижановського 3, Київ Україна, e-mail: [denysmyroniuk@gmail.com](mailto:denysmyroniuk@gmail.com),

<sup>2</sup>Об'єднаний інститут ядерних досліджень, вул. Жоліо-Кюрі 6, Дубна, Російська Федерація,

<sup>3</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкаръова НАН України, просп. Науки, 45, Київ, Україна

<sup>4</sup>Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича, вул. Коцюбинського 2, Чернівці, Україна

Плівки оксиду цинку, вирощені методом магнетронного осадження при постійному струмі на підкладках п-кремнію, були опромінені до різних флюєнсів іонами  $\text{Xe}^{26+}$  з енергією 167 МеВ. Вихідні та опромінені зразки були досліджені методами рентгенівського структурного аналізу, фотолюмінесценції та спектроскопії резонансного комбінаційного розсіювання світла. Встановлено, що опромінення високоенергетичними іонами ксенону викликає зменшення розміру областей когерентного розсіювання, переорієнтацію кристалітів та зростання інтенсивності дефектної смуги ФЛ.

**Ключові слова:** Оксид цинку, ZnO, опромінення, швидкі важкі іони, точкові дефекти, рекристалізація.

*Стаття постуила до редакції 02.03.2013; прийнята до друку 15.06.2013.*

### Вступ

Оксид цинку є важливим напівпровідниковим та п'єзоелектричним матеріалом, що володіє високим потенціалом для використання в якості прозорих провідних плівок [1], лазерів [2], сонячних елементів [3, 4], детекторів ультрафіолетового (УФ) випромінювання [5], приладів на поверхнево-акустичних хвилях [6]. ZnO – прямозонний широкозонний напівпровідник з енергетичною щільною 3,4 еВ і великою енергією зв'язку екситону (60 меВ при 300 К), що дає йому перспективу для використання в якості УФ та синіх джерел випромінювання [7]. До переваг оксиду цинку також відносять низьку вартість, великі природні запаси матеріалів та високу радіаційну стійкість [8]. Останнє робить його одним з перспективних матеріалів, придатних для експлуатації в умовах підвищеного радіаційного фону, наприклад, в умовах космічного простору.

Як відомо, доля важких іонів у спектрі галактичного космічного випромінювання складає ~1%, проте саме вони володіють найбільшою здатністю до пошкодження за рахунок високого рівня питомих іонізаційних втрат [9]. Крім того, опромінення швидкими важкими іонами (ШВІ) є

ефективним засобом модифікації структури та властивостей матеріалів [наприклад, 10, 11]. ШВІ, проходячи крізь речовину, збуджує її електронну систему у вузькому циліндрі вздовж своєї траєкторії. Релаксація електронних збуджень в цій області може приводити до формування структурних порушень, що не спостерігаються при інших видах радіаційного впливу. Так, у роботах [12, 13, 14] описується, що опромінення ШВІ ZnO з магнітними домішками сприяє процесу заміщення домішкових іонів металів у його катіонній підгратці і приводить до гомогенізації матеріалу. Крім цього, опроміненню ШВІ властива генерація широкого спектру дефектів, таких як вакансії кисню, цинк у міжвузлях та антиструктурний кисень, що знижує кристалічну досконалість плівок [13, 14, 15].

Незважаючи на дослідження взаємодії ШВІ з ZnO протягом останнього десятиліття [12 - 15], знання основних фундаментальних механізмів утворення радіаційних пошкоджень в даному матеріалі є явно недостатніми. Метою цієї роботи є дослідження впливу опромінення високоенергетичними іонами ксенону на структуру та оптичні властивості нелегованих плівок оксиду цинку, осаджених на підкладках кремнію.

## I. Експеримент

Плівки оксиду цинку були осаджені методом магнетронного розпилення при постійному струмі на підкладках n-кремнію товщиною 0,5 мм та орієнтацією (100) (при температурі підкладки 250 °С). Суміш високочистих газів аргону та кисню у співвідношенні  $Ar:O_2 \sim 4:1$  (тиск  $10^{-1}$  Па) використовували в якості робочого та реактивного газів.

Структуру плівок досліджували методом РФА, в умовах одночасного обертання зразка і лічильника (криві  $\theta$ - $2\theta$ ) на рентгенівському дифрактометрі ДРОН-4 (працюючому при 40 кВ і 30 мА). В якості джерела використовували випромінювання  $CuK_{\alpha 1}$  ( $\lambda = 0,154056$  нм). В типовому експерименті сканування проводилось з кроком  $0,05^\circ$ . Спектри ФЛ та КРС досліджували на спектрометрі Jobin-Yvon T64000. В якості джерела оптичного збудження використовували дискретну лінію випромінювання He-Cd лазера ( $\lambda = 325$  нм), потужністю 10 мВт. В якості приймача випромінювання в установці використовується ПЗС-матриця ANDOR, що охолоджується мікрохолодильником Пельтье. Вимірювання проводили при кімнатній температурі.

Плівки ZnO були опромінені іонами ксенону  $He^{26+}$  з енергією 167 MeV при інтенсивності  $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  і до флюенсів  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  та  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Опромінення проводили на циклотроні ШЦ-100 Лабораторії ядерних реакцій Об'єднаного інституту ядерних досліджень, Дубна. Як впливає, з розрахунків по програмі SRIM-2013 іонів Хе з енергією 167 MeV на електронне гальмування припадає  $S_e(E) = 25,9$  кеВ/нм, тоді як втрати енергії на пружну взаємодію –  $S_n(E) = 0,124$  кеВ/нм. Проективний пробіг іонів  $P_r = 11,54$  мкм, що майже на порядок більше товщини плівки. Отже, ШВІ проходять плівку, зупиняючись в підкладці. Як видно із значень втрат енергії, зміни властивостей речовини очікуються, в основному, за рахунок значного електронного збудження електронної підсистеми матеріалу.

## II. Результати і обговорення

Рентгенограма (рис. 1), демонструє, що вихідна (вих.) плівка оксиду цинку є полікристалічною і має структуру вюртциту. Наявність лише одного рефлексу плівки ZnO (002), при  $2\theta \approx 34,44^\circ$ , свідчить, що вихідний зразок текстурований вздовж осі *c*. Після опромінення (опр.) ШВІ спостерігається суттєве зниження інтенсивності основного рефлексу (002) ( $I_{(002)\text{вих.}} / I_{(002)\text{опр.}} \approx 28$ ). При збільшенні дози опромінення прослідковується подальше зниження інтенсивності. Поряд із зниженням інтенсивності домінантного рефлексу (002) після опромінення з'являються та підвищують свою інтенсивність додаткові рефлекси від площин (100), (101), (102), (103), (110), тобто втрачається текстура плівки.

Зміни, що спостерігаються (рекристалізація і

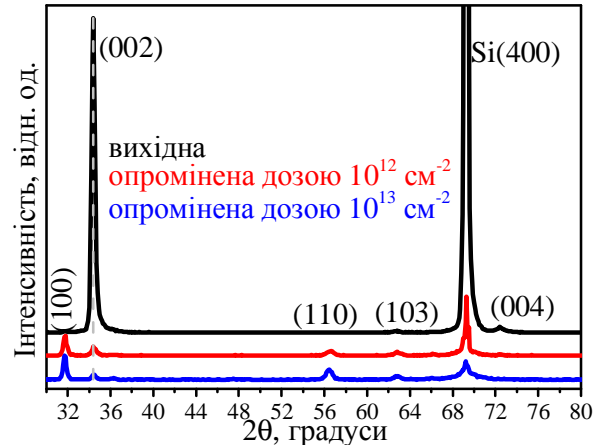


Рис. 1. Рентгенограма вихідних та опромінених іонами  $He^{26+}$  плівок ZnO, осаджених на підкладки n-кремнію.

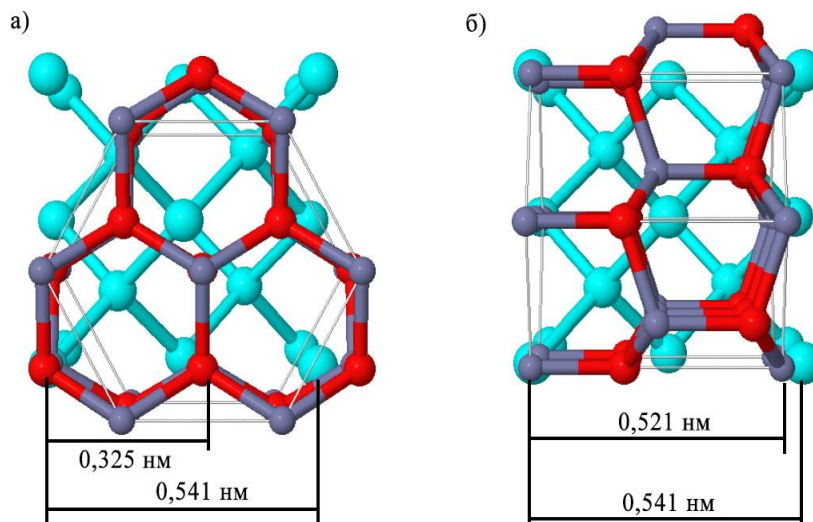
Таблиця 1

ОКР розраховані з рефлексів основних кристалографічних площин вихідних та опромінених плівок ZnO, осаджених на кремнії, розмірність нм

Площина	Доза опромінення, $\text{см}^{-2}$		
	0	$10^{12}$	$10^{13}$
(100)	-	22,21	21,77
(002)	19,26	14,23	15,58
(101)	-	9,07	21,74
(102)	-	-	13,31
(110)	-	9,44	11,71
(103)	-	11,73	11,40

укрупнення мікрозерен) можуть бути пояснені в рамках моделі термічного піку. Передбачається, що енергія, що втрачається високоенергетичним іоном викликає збудження електронної підсистеми кристалу, а потім за допомогою електрон-фононної взаємодії енергія від збуджених електронів передається атомам ґратки і призводить до локального плавлення зразка. Внаслідок високої швидкості охолодження розплавлена область не встигає епітаксійно рекристалізуватись і застигає в аморфному, або дрібнокристалічному стані, утворюючи латентний трек. Можливий також і зворотний процес - рекристалізація аморфного матеріалу. У нашому випадку, наслідком локального нагрівання в області іонної траєкторії, може бути прискорена рекристалізація зерен.

Нерівноважні умови, нестехіометрія складу [16] пов'язана з дефіцитом кисню та невідповідність періодів кристалічних ґраток між ZnO та Si(100) (~ 40 % [17]) (рис. 2,a)) і велику відмінність коефіцієнтів лінійного розширення ( $\alpha_{ZnO} = 4,75 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $\alpha_{Si} = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ), сприяють рекристалізації – утворенню і укрупненню мікрозерен з переважаючими напрямками, при яких кристалографічна вісь *c* оксиду цинку стає паралельною до площини підкладки. Це сприяє



**Рис. 2.** Модель співставлення періодів кристалічних ґраток. Бірюзові сфери – Si, червоні – Zn, сірі – O. а) вісь  $c$  ZnO перпендикулярна до площини підкладки, б) вісь  $c$  ZnO паралельна до площини підкладки.

зменшенню невідповідності періодів кристалічних ґраток ZnO та Si (~ 15 %) (рис. 2,б)) [17] та коефіцієнтів лінійного розширення ( $\alpha_{\text{ZnO}} = 2,92 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{Si}} = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ).

Kaḡappasamy та ін. [18], показали, що процес електронного опромінення може приводити до кристалізації аморфної плівки ZnO. З'являються рефлекси (100), (002), (101), (102) та (110). Gur та ін. [19] спостерігали зміну домінуючих напрямків та інтенсивності рефлексів плівки після бомбардування електронами. Автори припускають, що відбувається рекристалізація тонких плівок, внаслідок взаємодії високоенергетичних електронів з кристалічною ґраткою оксиду цинку.

Використовуючи формулу Дебая-Шеррера [20],

$$D = \frac{0,9\lambda}{b \cos \theta},$$

де  $D$  – розмір області когерентного розсіювання,  $\lambda$  – довжина хвилі рентгенівського випромінювання,  $b$  – напівширина рефлексу,  $\theta$  – бреггівський кут, ми визначили розміри областей когерентного розсіювання для основних кристалографічних рефлексів. Результати представлені в таблиці 1.

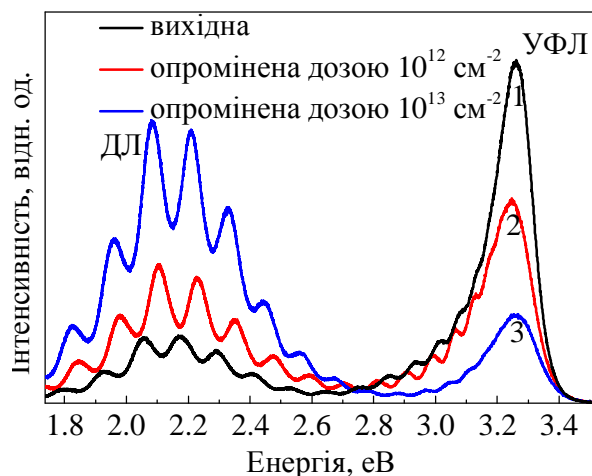
При порівнянні величин ОКР вихідних та опромінених зразків видно, що після опромінення розмір ОКР основного рефлексу (002) зменшується. Розміри ОКР, визначені для піків (100), (110), (101), (102), (103), стають співмірними або навіть більшими за розміри ОКР, розраховані для рефлексів (002).

На рис.3 зображено спектри ФЛ вихідної (крива 1) та опромінених іонами ксенону  $\text{Xe}^{26+}$  до флюенсів  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  та  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  (криві 2 і 3), відповідно, плівок оксиду цинку, осаджених на підкладки п-кремнію.

В спектрах ФЛ вихідного зразка спостерігається інтенсивна смуга крайового випромінювання з максимумом при  $\approx 3,26 \text{ eV}$  і напівшириною  $\approx 150 \text{ meV}$ , яка обумовлена випромінювальною

рекомбінацією локалізованих екситонів, зв'язаних на нейтральних донорах і/або акцепторах [21]. Енергетичне положення смуги ФЛ для неопроміненої плівки ZnO зміщене в низькоенергетичну область на  $\approx 100 \text{ meV}$  в порівнянні з монокристалічним оксидом цинку (3,37 eV при 300 K), що обумовлено пружними деформаціями розтягу. В спектрі також присутня широка смуга випромінювання з максимумом при  $\approx 2,1 \text{ eV}$  обумовлена структурними дефектами, а саме вакансіями кисню [22] та цинку [23] та цинком [24] у міжвузлях. На фоні дефектної смуги ФЛ реєструються інтерференційні лінії пов'язані з багаторазовим відбиванням випромінювання від границь шарів гетероструктури.

При опроміненні плівок ZnO іонами ксенону  $\text{Xe}^{26+}$  спостерігається значне зменшення інтегральної інтенсивності смуги крайового випромінювання та зростання інтенсивності дефектної ФЛ. Опромінення



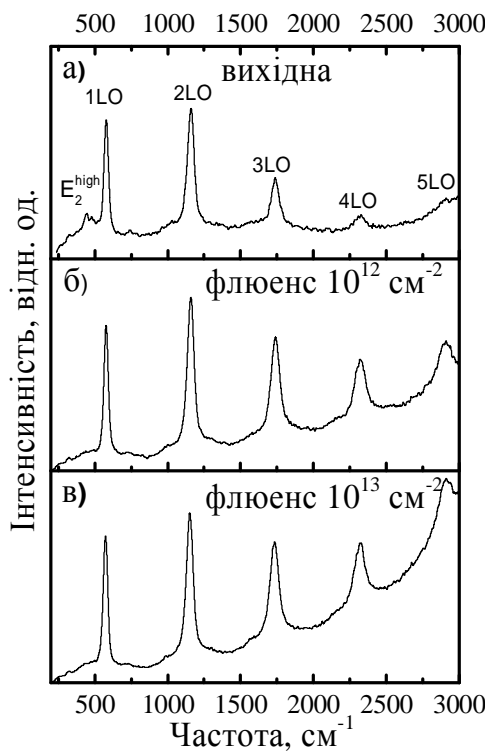
**Рис. 3.** Спектри ФЛ вихідної та опромінених різними дозами плівок оксиду цинку, осаджених на підкладку п-кремнію.

плівки ZnO іонами ксенону  $\text{Xe}^{26+}$  до флюенсу  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  призводить до низькоенергетичного зсуву смуги крайової ФЛ ZnO плівки до  $\approx 3,25 \text{ eV}$  та збільшення її напівширини до  $\approx 200 \text{ meV}$ . Така поведінка смуги крайової ФЛ може бути пов'язана із зміною деформацій і розмірів кристалітів ZnO та збільшенням концентрації дефектів. При збільшенні флюенсу до  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  відбувається незначне зменшення напівширини крайової смуги ФЛ до  $\approx 180 \text{ meV}$  та високоенергетичний зсув її максимуму до  $\approx 3,27 \text{ eV}$ , що може бути обумовлено температурними ефектами перекристалізації ZnO плівки при опроміненні високими флюенсами.

Якісну інформацію про структуру плівки можна отримати з співвідношення інтенсивності випромінювання смуг крайової ультрафіолетової люмінесценції (УФЛ) та дефектної люмінесценції

$$(ДЛ) [25], S = \frac{I_1(\text{ОФЛ})}{I_1(\text{АЕ})}, \text{ де } I_{\lambda(\text{УФЛ})} - \text{інтегральна}$$

інтенсивність смуги УФЛ,  $I_{\lambda(ДЛ)}$  – інтегральна інтенсивність смуги ДЛ. Для неопроміненої плівки  $S = 5,5$ . Після опромінення інтенсивність крайової УФЛ знижується, а ДЛ – зростає. При флюенсі  $10^{12} \text{ см}^{-2}$   $S = 1,56$ , а у випадку опромінення дозою  $10^{13} \text{ см}^{-2}$   $S = 0,37$ . При опроміненні можуть виникати дефекти по Френкелю, що можуть призводити до зниження інтенсивності крайової люмінесценції та зростання безструктурної дефектної смуги. Зменшенням розміру мікрочастінок ZnO



**Рис. 4.** Спектри РКР вихідної та опромінених різними дозами плівок оксиду цинку, осаджених на підкладку n-кремнію.

(збільшення відношення поверхні до об'єму) також призводить до зменшення інтенсивності крайової УФЛ [26].

Згідно теоретико-групового аналізу оптичні фониони ZnO описуються незвідними представленнями в центрі зони Брілюена:  $\Gamma_{\text{опт}} = A_1 + 2B_1 + E_1 + 2E_2$  [27]. Полярні  $A_1$  і  $E_1$  фонионні коливання розщеплюються на поздовжню оптичну (LO) і поперечну оптичну (TO) фонионні моди, які проявляються у спектрах комбінаційного розсіяння світла (КРС) та інфрачервоних (ІЧ) спектрах. Непружне розсіяння на  $E_2^{\text{low}}$  і  $E_2^{\text{high}}$  фонионних коливаннях є дозволим в спектрах КРС, тоді як розсіяння на коливаннях  $B_1$  симетрії (німі моди, silent modes) є забороненим і не проявляються в оптичних спектрах.

На рис. 4. представлено типові спектри резонансного комбінаційного розсіювання для вихідної та опромінених плівок ZnO, осаджених на підкладці n-кремнію. В спектрі вихідної ZnO плівки також спостерігається слабка і широка смуга в області  $\approx 442 \text{ см}^{-1}$ , яка відповідає розсіюванню на неполярних  $E_2^{\text{high}}$  фонах плівки ZnO. Для  $E_2^{\text{high}}$  фонионної смуги має місце високочастотне зміщення ( $\Delta\omega \approx 5 \text{ см}^{-1}$ ) в порівнянні з монокристалічним ZnO ( $437,0 \text{ см}^{-1}$ ), що зумовлено пружними деформаціями стиску в площині росту плівки. Інтенсивна фонионна смуга в області  $\approx 578 \text{ см}^{-1}$  і напівшириною  $\approx 33 \text{ см}^{-1}$  та її обертони аж до 5 порядку для вихідного і опромінених зразків відповідають розсіюванню на

$A_1^{\text{LO}}$ -фонах оксиду цинку. Порушення закону збереження хвильових векторів внаслідок порушення трансляційної симетрії кристала (наявності структурних дефектів) можна розглядати як головний механізм зростання інтенсивності забороненого 1LO-розсіяння, тоді як дозволене двофонионне LO-розсіяння не залежить так сильно від дефектів. Тому, наявність інтенсивної однофонионної  $A_1^{\text{LO}}$ -смуги у резонансних спектрах КРС ZnO плівок можна пояснити значним збільшенням структурних дефектів. При опроміненні плівки ZnO іонами ксенону до флюенсу  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  спостерігається низькочастотний зсув  $A_1^{\text{LO}}$  фонионної смуги до  $\approx 574 \text{ см}^{-1}$ , що може бути пов'язано з релаксацією пружних деформацій стиску і зменшення розмірів мікрочастінок областей при опроміненні іонами ксенону. При збільшенні дози опромінення збільшується дефектність, отже підвищується інтенсивність 1LO фонуна (рис. 4,в). Результати корелюють з даними рентгеноструктурного аналізу.

## Висновки

В роботі досліджено вплив високоенергетичних іонів  $\text{Xe}^{26+}$  на структуру та оптичні властивості

плівок оксиду цинку, осаджених на кремнієві підкладки. Вперше показано, що тривала дія опромінення ШВІ створює точкові дефекти та дислокації, що приводять до розорієнтації та подальшої рекристалізації плівок ZnO/Si.

**Подяки.** Автори висловлюють щирі подяки доктору фізико-математичних наук Г.С. Олійник за допомогу в обговоренні результатів.

**Миронюк Д.В.** - аспірант відділу № 35;  
**Лашкар'єв Г.В.** – професор, доктор фізико-математичних наук, керівник відділу № 35 "Фізика і технології фотоелектронних та магнітоактивних матеріалів";  
**Романюк А.С.** - аспірант лабораторії № 48;

**Лазоренко В.Й.** – кандидат технічних наук, старший науковий співробітник відділу № 35;  
**Штеплюк І.І.** – кандидат фізико-математичних наук, науковий співробітник відділу № 35;  
**Скуратов В.О.** - доктор фізико-математичних наук, керівник сектору № 8 "Іонної імплантації нанотехнологій і радіаційного матеріалознавства";  
**Тимофєєва І.І.** – кандидат технічних наук, старший науковий співробітник відділу № 16;  
**Стрельчук В.В.** - доктор фізико-математичних наук, керівник лабораторії № 48 "Оптична субмікронна спектроскопія", провідний науковий співробітник;  
**Коломис О.Ф.** - кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник лабораторії № 48;  
**Хомяк В.В.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри електроніки і енергетики.

- [1] D.R. Sahu, S.-Y. Lin, J.-L. Huang, Applied Surface Science 252, 7509 (2006).
- [2] J.C. Johnson, H. Yan, P. Yang, R.J. Saykally, J. Phys. Chem. B 107, 8816 (2003).
- [3] J.-B. Yoo, A.L. Fahrenbruch, R.H. Bube, J. Appl. Phys. 68, 4694 (1990).
- [4] J.B. Baxter, E.S. Aydil, Solar Energy Materials & Solar Cells 90, 607 (2006).
- [5] L.A. Kosyachenko, G.V. Lashkarev, V.M. Sklyarchuk, A.I. Ievtushenko, O.F. Sklyarchuk, V.I. Lazorenko, A. Ulyashin. J. Phys. Stat. Sol. (a) 207(8), 1972 (2010).
- [6] W. Water, S.-Y. Chu, Y.-D. Juang, S.-J. Wu, Materials Letters 57, 998 (2002).
- [7] G.V. Lashkarev, V.A. Karpyna, V.I. Lazorenko, A.I. Ievtushenko, I.I. Shteplyuk, V.D. Khranovskyy, Low Temp. Phys. 37, 226 (2011).
- [8] D.C. Look, C. Coskun, B. Claflin, G.C. Farlow, Physica B 340-342, 32 (2003).
- [9] Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко, Радиационные изменения параметров полупроводниковых материалов (Москва, 1988).
- [10] A. Benyagoub, F. Couvreur, S. Bouffard, F. Levesque, C. Dufour, E. Paumier, Nucl Instr Meth Phys Res Sec B 175–177, 417 (2001).
- [11] P. Shah, S. Kumar, A. Gupta, D.K. Avasthi, Nucl Instr Meth Phys Res Sec B 156, 222 (1999).
- [12] S. Kumar, R. Kumar, D.P. Singh, Structural and optical studies Appl.Surf.Sci. 255, 8014 (2009).
- [13] S.K. Neogi, S. Chattopadhyay, A. Banerjee, S. Bandyopadhyay, A. Sarkar, R. Kumar, J. Phys. Cond. Mat. 23(20), 205801 (2011).
- [14] P.M.R. Kumar, C.S. Kartha, K.P. Vijayakumar, F. Singh, D.K. Avasthi, J. Appl. Phys. 97, 013509 (2005).
- [15] D.C. Agarwal, A. Kumar, S.A. Khan, D. Kabiraj, F. Singh, A. Tripathi, J.C. Pivin, R.S. Chauhan, D.K. Avasthi, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 244, 136 (2006).
- [16] N. Fujimura, T. Nishihara, S. Goto, J. Xu, T. Ito, Journal of Crystal Growth 130, 269 (1993).
- [17] N. Gopalakrishnan, B.C. Shin, H.S. Lim, G.Y. Kim, Y.S. Yu, Physica B 376-377, 756 (2006).
- [18] A. Karuppasamy, A. Subrahmanyam, Mater. Lett. 61, 1256 (2007).
- [19] E. Gur, H. Asil, C. Coskun, S. Tuzemen, K. Meral, Y. Onganer, K. Serifoglu, Nucl Instr Meth Phys Res B 266, 2021 (2008).
- [20] B.D. Cullity, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1956.
- [21] Y.W. Chen, Y.C. Liu, S.X. Lu, et al., J. Chem. Phys. 123, 134701 (2005).
- [22] F. Leiter, H. Zhou, F. Henecker, A. Hofstaetter, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, Physica B 308–310, 908 (2001).
- [23] A.F. Kohan, G. Ceder, D. Morgan, C.G. Van de Walle, Phys. Rev. B 61, 15019 (2000).
- [24] N.O. Korsunskaya, L.V. Borkovskaya, B.M. Bulakh, L.Yu. Khomenkova, V.I. Kushnirenko, I.V. Markevich, J. Lumin. 102–103, 733 (2003).
- [25] V. Khranovskyy, G.R. Yazdi, G. Lashkarev, A. Ulyashin, R. Yakimova, Phys. Stat. Sol. (a) 205(1), 144 (2008).
- [26] T. Matsumoto, H. Kato, K. Miyamoto, M. Sano, E.A. Zhukov, T. Yao, Appl. Phys. Lett. 81, 1231 (2002).
- [27] T.C. Damen, S.P.S. Porto, B. Tell, Phys. Rev. 142, 570 (1966).

D.V. Myroniuk<sup>1</sup>, G.V. Lashkarev<sup>1</sup>, A.S. Romaniuk<sup>3</sup>, V.Y. Lazorenko<sup>1</sup>, I.I. Shtepliuk<sup>1</sup>,  
V.A. Skuratov<sup>2</sup>, I.I. Timofeeva<sup>1</sup>, V.V. Strelchuk<sup>3</sup>, O.F. Kolomys<sup>3</sup>, V.V. Khomyak<sup>4</sup>

## Effect of Swift Heavy Ion Xe<sup>26+</sup> on the Properties of ZnO Films Deposited on Silicon Substrates

<sup>1</sup>Frantsevich Institute for Problems of Materials Science of NAS of Ukraine, 3, Krzhizhanovsky str.,  
03680, Kyiv, Ukraine, e-mail: [denysmyroniuk@gmail.com](mailto:denysmyroniuk@gmail.com)

<sup>2</sup>Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, 41, pr.Nauki, 03028, Kyiv, Ukraine

<sup>3</sup>Joint Institute for Nuclear Research, 6, Joliot-Curie str., 141980, Dubna, Moscow region, Russia

<sup>4</sup>Fedkovych Chernivtsi National University, 2 Kotsubinsky str., 58012, Chernivtsi, Ukraine

Zinc oxide films were grown by direct current magnetron sputtering on the silicon substrates and irradiated by ions Xe<sup>26+</sup> with energy 167 MeV and fluences of 10<sup>12</sup> and 10<sup>13</sup> cm<sup>-2</sup>. As-grown and irradiated samples were investigated by X-ray diffraction, photoluminescence and resonance Raman spectroscopy. It was found that radiation causes the appearance of defects, reducing the size of coherent scattering regions, reorientation of micrograins and the increase of the defect PL band.

**Keywords:** zinc oxide, ZnO, irradiation, swift heavy ions, point defects, recrystallization.