

Г.Є. Давидюк, Г.Л. Мирончук, В.В. Божко

Особливості утворення і відпалу nano-розмірних дефектних кластерів в монокристаллах CdS опромінених нейтронами з енергією 1 MeV

Волинський національний університет імені Лесі Українки,
43025, Україна. м. Луцьк, пр. Воли 13. e-mail: g_muronchuk@ukr.net

В роботі досліджувались електричні, оптичні та фотоелектричні властивості спеціально нелегованих монокристалів CdS опромінених великими дозами ($\geq 10^{18} \text{см}^{-2}$) швидких реакторних нейтронів. Було встановлено, що в нейтронно опромінених кристалах домінують кластери дефектів (КД). Відпал КД, відбувається в інтервалі температур $\sim 200 - 400 \text{ }^\circ\text{C}$ і веде до розпаду КД і збагачення кристалічної ґратки V_{Cd} . Запропонована несуперечлива фізична модель експериментально-спостережуваних явищ. Вважається, що в утворенні КД суттєву роль грають підпорогові ефекти зв'язані із збудженням і іонізацією К – електронної оболонки атомів Cd.

Ключові слова: нейтронна радіація, сульфід кадмію, відпал дефектів.

Стаття постуила до редакції 20.05.2011; прийнята до друку 15.06.2011.

Вступ

Враховуючи перспективи розвитку ядерної енергетики набуває актуальності проблема дослідження впливу проникаючої ядерної радіації атомних реакторів і матеріалів зв'язаних з їх роботою на фізичні властивості напівпровідників, які можуть грати роль базового матеріалу електронної техніки, призначеної для функціонування в полях підвищеної радіації. Особливо велику проникну здатність мають γ -кванти і нейтрони.

Дослідженню впливу нейтронної радіації на фізичні властивості елементарних напівпровідників таких, як кремній, присвячено багато експериментальних і теоретичних робіт. Разом з тим дана проблема в бінарних і більш складних напівпровідниках вивчена недостатньо.

До таких напівпровідників відноситься сульфід кадмію, який за зручністю дослідження оптичних і фотоелектричних властивостей часто вибирають як модельний матеріал для вивчення особливостей фотоелектронних переходів в алмазоподібних бінарних халькогенідах групи $A^{II}B^{VI}$. Тому дослідження радіаційних дефектів, зв'язаних з γ - і нейтронною радіацією, механізмів їх утворення і впливу на електронні процеси в монокристалах CdS є актуальним.

I. Технологія одержання монокристалів, умови опромінення зразків

Монокристали CdS вирощувались методом зонної сублимації під тиском 180 атм. В середовищі інертного газу в Інституті монокристалів НАН України (м. Харків). Отримані таким чином низькоомні зразки для поліпшення їх стехіометричного складу та зняття ростових напруг відпалювались в атмосфері парів сірки. Опромінення монокристалів CdS проводилось в заповненому водою каналі атомного реактора ВВР – М Інституту ядерних досліджень НАН України (м. Київ). Температура зразків у процесі опромінення не піднімалась вище $70 \text{ }^\circ\text{C}$. Зразки опромінювались у відкочених до тиску 10^{-5} мм рт ст кварцових ампулах розміщених в кадмієвому пеналі з товщиною стінок 1 мм, який із всього потоку нейтронів пропускав тільки швидкі нейтрони. Усереднена енергія швидких нейтронів була рівною $\sim 1 \text{ MeV}$ [1, 2]. Інтегральна доза γ – квантів (з середньою енергією $\sim 1 - 1,5 \text{ MeV}$, яка близька до енергії γ – квантів Co^{60}), що утворюються при розпаді ядер U^{235} розрахована для дози швидких нейтронів $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, становила $\Phi_\gamma \sim 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Після нейтронного опромінення зразки мали підвищену радіоактивність. Для зняття радіоактивного фону до безпечного рівня

опромінені кристали витримували у спеціальних камерах 8 - 10 місяців.

Кінцева концентрація стабільних хімічних елементів, в основному In^{115} , що утворюються при розпаді радіоактивних ізотопів, за нашими розрахунками, для нейтронно опроміненних дозою $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ зразків складала величину рівну $\approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, що співрозмірно з концентрацією вихідних технологічних дефектів в спеціально нелегованих монокристалах CdS.

II. Експериментальні результати і їх інтерпретація

Основні результати проведених нами досліджень впливу швидких реакторних нейтронів на електричні, оптичні і фотоелектричні властивості монокристалів CdS представлені в наукових статтях [3 - 17]. Було показано, що внаслідок пружної взаємодії нейтронів ($E \approx 1 \text{ MeV}$) з ядрами атомів CdS утворюються кластери дефектів (КД), з лінійними розмірами $r_k \approx 10 - 15 \text{ нм}$ [3, 4]. Розміри кластерів дефектів в кристалах CdS близькі до таких, що спостерігаються в інших напівпровідниках наприклад, в кремнії $r_k \approx 10 \text{ нм}$ [18]. Нейтронне опромінення зразків в атомному реакторі завжди супроводжується γ -радіацією, яка внаслідок комптонівського розсіювання веде до практично рівномірного внутрішнього опромінення монокристала CdS електронами з $E \approx 1 \text{ MeV}$. Тому, нейтронно опромінені зразки можна представити, як неоднорідну систему (двохфазну), що складається з матриці з рівномірним розподілом точкових дефектів, утворених γ -радіацією в яку вкраплені, з рівномірним розподілом (внаслідок великої проникної здатності нейтронів) наноструктурні об'єкти – кластери дефектів з сильно пошкодженою кристалічною ґраткою.

Матриця опроміненних нейтронами зразків подібна до кристалічної ґратки монокристалів CdS опроміненних γ – квантами Co^{60} або електронами з енергією близькою до 1 MeV при якому утворюються тільки точкові дефекти [5]. Дослідження опроміненних γ – квантами Co^{60} зразків CdS дозою близькою до такої ($\Phi_\gamma \approx 10^{19} \text{ см}^{-2}$), яка має місце при нейтронному опроміненні кристалів в реакторі (з перерахунку на дозу нейтронів $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$), або опроміненних електронами з $E \approx 1,2 \text{ MeV}$ показано, що у спеціально нелегованих, високоомних $\sim \sigma = 10^7 - 10^{11} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ зразках CdS (однотипних з тими, що опромінювалися нейтронами) зміни викликані γ або електронною радіацією в спектрах поглинання, люмінесценції, фотопровідності, темної провідності незначні [5]. Це свідчить про високу рухливість первинних точкових дефектів, більшість яких в процесі опромінення і після опромінення відпалюється і лише незначна кількість створює стабільні дефектні включення.

Монокристали CdS опромінені швидкими реакторними нейтронами великими дозами

$\Phi > 10^{18} \text{ см}^{-2}$ значно відрізняються за своїми властивостями від таких неопроміненних і опроміненних γ - і електронною радіацією, що зв'язано з особливостями дефектної структури неоднорідних нейтронно опроміненних зразків, а саме з наявністю КД [6 - 8]. При цьому дефектність матриці в якій розміщені кластери як і в γ -, електронно опроміненних зразках незначна. Особливо великий вплив структурних дефектів в нейтронно опроміненних кристалах проявлявся на спектрах коефіцієнта поглинання світла на краю смуги власного поглинання (КП) [3, 5]. Частотна залежність коефіцієнта поглинання в цій області добре описується правилом Урбаха, що свідчить про участь хвостів щільності станів, обумовлених структурними дефектами у формуванні власних оптичних переходів [19, 20]:

$$K(\nu) \sim \exp\left(-\frac{E_g - h\nu}{\Delta_0}\right) \quad (1)$$

параметр Δ_0 (характеристична енергія) визначає ступінь розмиття КП і є мірою розупорядкування кристалічної ґратки. При нейтронному опроміненні він зростає від 0,02 – 0,03 eV (в неопроміненних зразках) до $\sim 0,08 - 0,09 \text{ eV}$ після дози $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ тобто набуває значення, яке характерне для аморфних і склоподібних матеріалів. Незалежність Δ_0 від температури зразка, що виражається в паралельному зміщенні КП при зміні температури (рис. 1а), свідчить про домінуючу роль статичного безпорядку, утвореного КД в опроміненних кристалах. Разом з тим в цих кристалах зберігається чітка структура екситонних спектрів відбивання (ЕСВ), яка по енергії збігається зі структурою в неопроміненних зразках і відрізняється від останніх деяким зменшенням розмаху дисперсійних кривих відбивання (приблизно в 2,5 рази після дози опромінення $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) [3, 5].

Добре фіксуються спектри рекомбінаційної [9, 10] і екситонної люмінесценції без зміни положення максимумів екситонних ліній з деяким перерозподілом їх інтенсивностей на користь ліній зв'язаних з нейтральними акцепторами (I_1) і іонізованими донорами (I_3) (рис. 2.) [11].

В нейтронно опроміненних зразках крім розмиття КП зростає більше, ніж в 10 раз (після дози опромінення $\Phi \geq 10^{18} \text{ см}^{-2}$) коефіцієнт поглинання світла в домішковій області, яка примикає до КП (рис. 1а, б [12, 13]). Відомо, що причина існування такої області зв'язана з наявністю в кристалічній ґратці крупно масштабних збурень потенціального рельєфу, обумовленого дефектами великих розмірів типу пор, границь між блоками, дислокацій і інших [21, 22]. До таких дефектів можна віднести і КД [14, 15].

Існування в опроміненних великими дозами нейтронів в CdS – монокристалах вільних екситонів, які мають радіус 30 \AA і чутливих до порушень в кристалічній ґратці і, разом з тим сильне розмиття (значно більше, ніж при легуванні мілкими

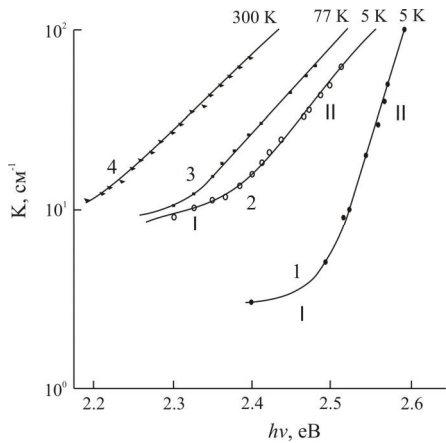


Рис. 1,а. Температурна залежність спектрів поглинання монокристалів CdS.

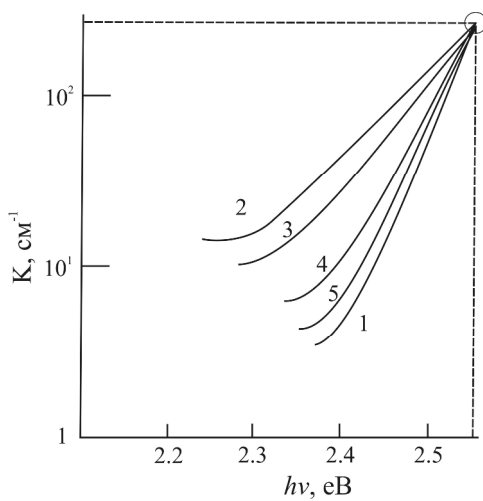


Рис. 1,б. Залежність спектрів поглинання при T = 77 K від температури відпаду опроміненних зразків.

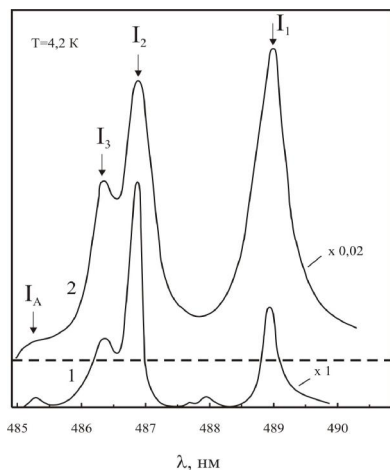


Рис. 2. Спектри екситонної люмінесценції монокристалів CdS.

домішками $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ при якому зникають ЕСВ [23]) КП є характерною особливістю нейтронно опроміненних монокристалів CdS.

Вважаючи, що кожен пружно розсіяний на атомах кристалічної ґратки монокристалів CdS нейтрон веде до утворення КД можна розрахувати

максимальну концентрацію кластерів, які утворюються при дозі нейтронного опромінення $\Phi \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Вона виявилась рівною $\sim 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Розрахувавши об'єм одного сферичного КД з $r_k \approx 10\text{--}15 \text{ nm}$ визначили долю об'єму зразка зайнятого сильно пошкодженим матеріалом кластерами дефектів, вона виявилась рівною 25 – 30 %. При цьому доля, яка припадає на порівняно мало пошкоджену матрицю в якій можуть існувати екситони складає 75 – 70 %.

За розмиття КП в опроміненні зразках відповідальна дефектна область занята кластерами концентрація дефектів в яких може досягати значень 10^{19} cm^{-3} [18]. Згідно наших розрахунків, з використанням експериментально визначеного значення Δ_0 , вона становить $10^{18} - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Не виключено, що певний вклад в розмиття КП вносять пружні і електричні поля створені КД.

Окремі КД можна розглядати, як нанорозмірні зерна з сильно пошкодженою структурою, що наближається до неупорядкованих напівпровідників. При збільшенні дози нейтронного опромінення КД (концентрація яких зростає) можуть перекриватися і при досягненні перколяційного порога утворювати нескінченний кластер, який у вигляді сітки пронизує весь кристал. Згідно наших даних [4] такий поріг для CdS настає при дозі нейтронного опромінення $\Phi \approx 0,7 - 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

Після дози нейтронного опромінення 10^{18} cm^{-2} спостерігається зменшення швидкості введення радіаційних дефектів. Кристали CdS опромінені нейтронами дозою $3 \cdot 10^{18} \leq \Phi \leq 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ набувають, практично, однакових фізичних величин (питомої електропровідності, фоточутливості, рухливості електронів і інше, тоді як до опромінення вони були різними в різних кристалах і їх значення могли відрізнятися між собою на декілька порядків (рис. 3 і 4) [16].

Це свідчить, що після опромінення $\Phi \geq 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ концентрація радіаційних дефектів, які визначають фізичні властивості зразків стає домінуючою, тобто більшою концентрації різних структурних дефектів вихідних кристалів. Стабілізація концентрації

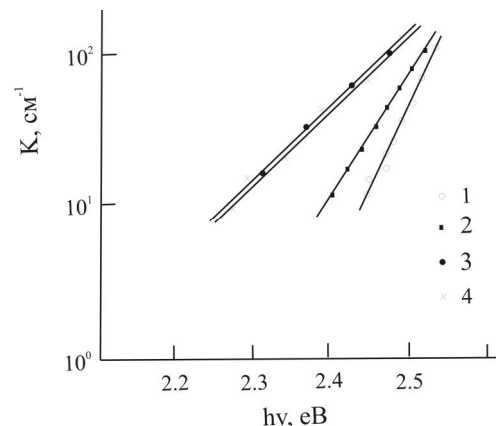


Рис. 3. Залежність коефіцієнта поглинання світла від енергії квантів на краю області власного поглинання в монокристалах.

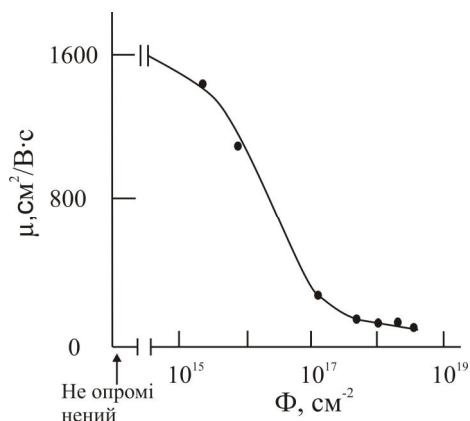


Рис. 4. Залежність холівської рухливості електронів в CdS монокристалах при 100 К від дози опромінення швидкими нейтронами реактора.

радіаційних дефектів в інтервалі доз опромінення $3 \cdot 10^{18} \leq \Phi \leq 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (тобто, наявність деяких елементів самоорганізації матерії) очевидно може бути пояснена одночасним протіканням двох процесів – утворення дефектів і їх радіаційно стимульованим відпалом [17]. При невеликих дозах домінуючим є перший процес, що обумовлює зростання з дозою опромінення концентрації дефектів. При значній концентрації радіаційних дефектів, що має місце при великих дозах опромінення, зменшується середня відстань між дефектами, зокрема КД і покращуються умови передачі енергії радіаційного збудження від місця утворення нового дефекту іншим (раніше утвореним) радіаційним дефектам, що сприяє активізації другого процесу, тобто зростанню швидкості радіаційно стимульованого відпалу дефектів. При зрівноваженні цих двох процесів, коли кількість новоутворених дефектів стає рівною кількості відпалених дефектів за той самий проміжок часу, загальна концентрація дефектів в опроміненіх зразках виходить на насичення.

При нейтронному опроміненні відбувається просторовий розподіл дефектів. Частина радіаційно утворених дефектів, як правило, більш рухливих міжвузлових атомів [18, 24] виходить із об'єму зразка на поверхню і різні стоки, порушуючи цим самим процес радіаційно стимульованого відпалу дефектів в об'ємі [13]. Зменшення прозорості поверхні зразків монокристалів CdS при нейтронному опроміненні (за рахунок виходу дефектів з об'єму) добре фіксується експериментально [16]. Тому при великих дозах опромінення відбуватимуться необоротні зміни в розподілі дефектів в об'ємі зразка, що для монокристалів CdS стає помітним при $\Phi \geq 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, при цьому зростає опір опроміненіх кристалів. Із вакансій кадмію і сірки, менш рухомих дефектів, які залишаються в об'ємі кристала акцепторами є V_{Cd} тоді, як V_S належать до мілких донорів. Збільшення опору зразка CdS при $\Phi \geq 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ свідчить, про збагачення кристалічної ґратки V_{Cd} . Очевидно при

подальшому опроміненні це збагачення наростатиме, що вестиме до руйнування кристалічної ґратки кристала (яке можна назвати радіолізом).

При ізохронному відпалі нейтронно опроміненіх зразків відбувається перебудова спектрів рекомбінаційної люмінесценції, яка стає помітною при температурах відпалу $t_b \geq 180^\circ\text{C}$. До опромінення і після опромінення в спектрах люмінесценції домінувала смуга з $\lambda_{m1} \approx 0,72 - 0,73 \text{ мкм}$ (1,72 eV) за яку як відомо [25, 26] відповідальна бівакансія ($V_{Cd} - V_S$). Після відпалу, при $t_b = 400^\circ\text{C}$ опроміненіх нейтронами монокристалів CdS домінуючою стає смуга люмінесценції з $\lambda_{m2} \approx 1,03 - 1,04 \text{ мкм}$ (1,2 eV) (рис. 5) зв'язана з V_{Cd} [25, 26].

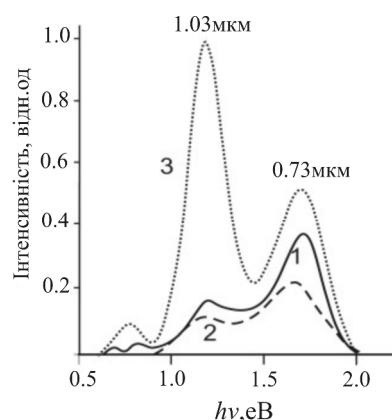


Рис. 5. Спектри люмінесценції CdS - монокристалів при $T = 77 \text{ K}$

Добре відомо, що опромінення багатьох напівпровідників високо енергетичними частинками веде до зростання їх мікротвердості [27]. Не виключенням є нейтронно опромінені монокристали CdS. Такий ефект більшість авторів пояснює закріпленням дислокацій радіаційними дефектами [27, 28].

Ізохронний відпал різниці мікротвердостей ΔH опроміненого і неопроміненого нейтронами монокристала CdS (рис. 6) відбувається в тому ж самому температурному інтервалі в якому спостерігається перебудова спектрів люмінесценції нейтронно опроміненіх зразків, що веде до домінування смуги з $\lambda_{m2} \approx 1,03 \text{ мкм}$, зв'язаної з V_{Cd} , що не спостерігається в тільки електронами і в неопроміненіх кристалах.

Відпал ΔH добре узгоджується з відпалом коефіцієнта поглинання світла, зв'язаного з КД на краю смуги власного поглинання (рис. 1).

Таким чином після високотемпературного відпалу нейтронно опроміненіх кристалів зменшується на півширина смуг екситонної і рекомбінаційної люмінесценції, положення КП і відповідно Δ_0 наближається до таких які спостерігаються у вихідних неопроміненіх кристалах, що свідчить про зменшення дефектності

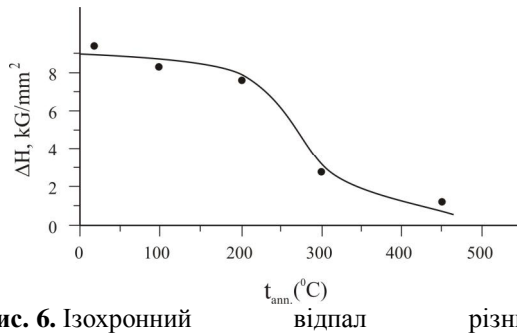


Рис. 6. Ізохронний відпал різниці мікротвердостей.

зразків, очевидно, внаслідок розпаду при відпаді КД.

Слід відмітити, що подібні процеси спостерігаються в кремнії в якому при опроміненні швидкими реакторними нейтронами ($E \approx 1$ MeV), також, утворюються КД, ядро яких складається з бівакансій і оболонки навколо ядра із міжвузлових атомів [18, 27]. Відпал КД відбувається в широкому температурному інтервалі $\sim 90 - 350$ °C [29] (що практично співпадає з інтервалом відпаду КД в опроміненні монокристалах CdS). При розпаді КД кристалічна ґратка Si збагачується бівакансіями [18].

На відміну від кремнії в бінарних халькогенічних напівпровідниках, таких як CdS ядро КД очевидно складається в основному з вакансій кадмія, про що свідчить домінування смуги люмінесценції з $\lambda_{m2} \approx 1,03$ мкм в зразках після розпаду при відпаді КД. При іншому складі ядра кластера дефектів, наприклад з бівакансій ($V_{Cd} - V_S$), що реалізувалося б при однаковій концентрації вакансій кадмію і сірки в ядрі при його розпаді, розгорялася б люмінесценція з максимумом випромінювання в області з $\lambda_{m1} \approx 0,72$ мкм, що не спостерігається. Для пояснення одержаних нами експериментальних результатів ми пропонуємо фізичну модель, яка описує процес утворення КД при опроміненні монокристалів CdS швидкими нейтронами з переважаючою концентрацією вакансій кадмія в ядрі. В основу моделі покладено модель вакансійного кластера в елементарних напівпровідниках [18].

Атом віддачі (за рахунок енергії одержаної від зіткнення з нейтронами) передає енергію іншим атомам речовини достатню для їх зміщення із вузлів кристалічної ґратки. При цьому утворюється в невеликому об'ємі ядро вакансійного КД оточене міжвузловими атомами вибитими із вузлів ґратки в ядрі. Крім кінетичних ефектів, які ведуть до утворення КД, на нашу думку має місце ще один додатковий механізм: зміщення атомів із вузлів кристалічної ґратки в ядрі кластера. Електронна підсистема в об'ємі КД в процесі атомних зіткнень при його утворенні знаходиться в сильно збудженому стані, при цьому частина енергії такого стану може передаватись електронам, які знаходяться на внутрішніх атомних оболонках – K, L, M... і іонізувати їх. Переріз такого процесу (S) сильно залежить від заряду ядра атома речовини ze із ростом порядкового номера z хімічного елемента збільшується [18]. Тому, слід вважати, що для

внутрішніх оболонок атомів кадмія ($Z_{Cd} = 48$) S буде значно більшим, ніж для аналогічних оболонок атомів сірки ($Z_S = 16$), це приведе до переважаючої іонізації атомів Cd в ядрі КД. В процесі народження КД за рахунок кінетичних процесів вибивання атомів із вузлів має місце додатковий механізм виштовхування, в основному, позитивно заряджених іонів Cd з області збудження ядра КД („кулонівський вибух”), що пояснює утворення переважаючої концентрації V_{Cd} в ядрі кластера, і підтверджується експериментальними результатами.

Слід зауважити, що крім однократно заряджених іонів Cd, можуть утворюватися багатократно заряджені іони. Останнє має місце, коли електрони із більш віддалених від ядра оболонок переходять на дірку в K або L ... оболонці, передаючи енергію переходу іншому електрону атома достатню для його звільнення (Оже - процес).

Для підтвердження наших висновків ми провели моделювання збудження внутрішніх електронних оболонок атомів Cd і S монокристалах CdS, опромінюючи їх електронним високо енергетичним пучком з енергією 1,2 MeV. Бомбардуючи електрони збуджують піделектронну систему кристала, так як це має місце при нейтронному опроміненні в місці зіткнення з атомом речовини. Для цього виконувалася комп'ютерна програма розроблена канадськими вченими: CASINO V2/42 – A Fast and Easy – to – use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users (Univesite de Sherbrooke, Quebec, Canada, 2002).

Одержали наступні значення втрат енергії електронів на іонізацію глибоких електронних оболонок в CdS: для K – оболонки атома Cd – 12%, атома S – 0,1%. Для більш далекої від ядра оболонки L втрати на іонізацію приблизно в 100 раз менші. Важливим параметром, який визначає ймовірність утворення дефекту за рахунок іонізації атомів є відношення між часом життя t_i іонізованого атома (який визначається швидкістю нейтралізації позитивного заряду іона) до часу (t_0), який необхідний для досягнення іоном (за рахунок кулонівського відштовхування) кінетичної енергії, рівної пороговій енергії зміщення атома із вузла кристалічної ґратки E_d . Ймовірність утворення дефекту (w) після однократної або багатократної іонізації атома, згідно [33] зростає із збільшенням нерівності $t_i > t_0$:

$$w \approx \frac{t_i}{t_0}, \quad (2)$$

де t_i оцінене для кремнію виявилось рівним $\sim 10^{-15}$ с [34]. Ця величина мало відрізняється від t_i для інших напівпровідників. Визначення t_0 здійснювалось по формулі [21]:

$$t_0 = \sqrt{2ME_d / F}, \quad (3)$$

де M – маса атома, який виштовхується, F –

кулонівська сила відштовхування між однойменно зарядженими атомами $q = ke$ (k - кратність іонізації) на відстані порядку розмірів атома r_a . Оцінений нами час t_0 для іонів Cd з позитивними зарядом $q = 2e$ ($k = 2$) виявився рівним $\sim 10^{-16}$ с. ($t_i > t_0$), що добре відповідає умові утворення дефекту. Це підтверджує можливість запропонованої нами моделі для пояснення насичення ядра КД в нейтронно опромінених монокристалах CdS вакансіями кадмію.

Таким чином опромінення монокристалів CdS швидкими реакторними нейтронами з $E \approx 1$ МеВ веде до утворення нанорозмірних кластерів дефектів, які відпалюються приблизно в тому ж інтервалі температур, що і КД в кремнії. Опромінені зразки можна розглядати, як двофазну систему, що складається з порівняно мало пошкодженої матриці в якій можуть існувати вільні і зв'язані екситони, добре проявляються спектри рекомбінаційної люмінесценції і вкраплених в матрицю КД, відповідальних за зміну спектрів поглинання світла

на краю смуги власних переходів. При великих дозах нейтронного опромінення кристалів CdS в інтервалі $3 \cdot 10^{18} \leq \Phi \leq 8 \cdot 10^{18}$ см⁻² спостерігається стабілізація параметрів опромінених зразків, що пояснюється зрівноваженням процесів утворення і радіаційно-стимульованого відпалу дефектів при опроміненні. Встановлено, що ядро КД складається з переважної кількості вакансій кадмію, які збагачують кристалічну ґратку монокристалів CdS після відпалу КД. Велику роль в утворенні КД при нейтронному опроміненні монокристалів CdS відіграють підпорогові процеси зв'язані із іонізацією К електронної оболонки атомів Cd.

Давидюк Г.Є. – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики твердого тіла Волинського національного університету імені Лесі Українки;
Мирончук Г.Л. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики твердого тіла;
Божко В.В. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики твердого тіла.

- [1] М.В. Пасечник и др. *Спектры гамма-лучей и нейтронов с горизонтального канала реактора ВВр*. Изд-во АНУССР. К. 49с. (1961).
- [2] А.П. Галушка, И.Б. Ермолович, Н.Е. Корсунская, И.Д. Конозенко, М.К. Шейнкман. Действие быстрых нейтронов на электрические свойства монокристаллов сернистого кадмия // *Тр.совещания: Радиационная физика неметаллических кристаллов*. Наук.думка, К. сс.216-223. (1967).
- [3] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк, В.С. Манжара. Свойства кристаллов CdS, облученных нейтронами // *Изд.-во АНУССР, Институт физики, препринт К.*, 31с. (1977).
- [4] Г.Е. Давидюк, Н.С. Богданюк Особенности электропроводимости облученных большими дозами нейтронов монокристаллов сульфида кадмия // *Изв.вузов СССР. Физика*, 2 сс.19-23 (1984).
- [5] Г.Е. Давидюк, А.П. Галушка, В.С. Манжара, Н.С. Богданюк. Особенности влияния электронной и нейтронной радиации на край полосы собственного поглощения и спектры отражения в чистых и легированных медью монокристаллах сульфида кадмия // *Изв. вузов СССР. Физика*, 7, сс. 37-41 (1980).
- [6] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк. Особенности фотоэлектрических свойств CdS монокристаллов, облученных быстрыми нейтронами реактора // *ФТП*, 9(12), сс. 2272-2277 (1975).
- [7] A.P. Galushka and G.E. Davidiuk Peculiarities in the photoelectrical properties of CdS single crystals irradiated with fast-pile neutrons // *J. Phys. D:Appl.Phys. B*, 10, pp. 933-940 (1977).
- [8] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк, В.Т. Мак Предельное положение уровня Ферми в облученных электронами и нейтронами монокристаллах сульфида кадмия // *ФТП*, 8(11), сс. 2219-2221, (1974).
- [9] Г. Е. Давидюк, В. С. Манжара, Н. С. Богданюк, А.П. Шаварова, В. В. Булатецкий Влияние нейтронного облучения на спектры люминесценции монокристаллов сульфида кадмия // *Неорган. Материалы*, 33 (1), сс. 20-22 (1977).
- [10] Г.Е. Давидюк, В.С. Манжара, Н.С. Богданюк Влияние электронной и нейтронной радиации на спектры оранжевой люминесценции специально не легированных и легированных медью монокристаллов сульфида кадмия // *ФТП*, 33(4), сс. 390-392 (1997).
- [11] Г.Е. Давидюк, Н.С. Богданюк, В.В. Божко, А.Г. Кевшин, В.С. Манжара, В. Кажукаускас. Влияние дефектов, образованных быстрыми реакторными нейтронами на экситонные спектры люминесценции монокристаллов сульфида кадмия // *ФТП*, 44(9), сс. 1189-1193 (2010).
- [12] Г.Е. Давидюк, А.Г. Кевшин, В.В. Божко, В.В. Галян Особенности механизма дефектообразования в монокристаллах CdS при облучении большими дозами быстрых реакторных нейтронов // *ФТП*, 43 (11), сс. 1441-1445 (2009).
- [13] Г.Е. Давидюк, В.В. Божко, М.С. Богданюк, Г.Л. Мирончук, Л.В. Булатецька, А.Г. Кевшин. Утворення дефектних комплексів і їх відпал у нейтронно опромінених спеціально нелегованих і легуваних Си монокристалах CdS // *Наук. Вісн. Волин. нац. ун-ту*. 16, сс. 57-62 (2007).
- [14] Г.Е. Давидюк, Г.Л. Мирончук. Вплив опромінення частинками підпорогової енергії на оптичні та фотоелектричні параметри спеціально нелегованих і легуваних різними домішками монокристалів сульфиду кадмію.: РВВ ВНУ «Вежа», Луцьк, 132с. (2009).

- [15] G.Y. Davidiuk, V.V. Bozhko, G.L. Myronchuk, A.G. Kevchin, V. Kažukauskas Nature of vacancy defect clusters in chalcogenic semiconductors of АІВVI group irradiated by neutrons // *Phys. Status Solidi C.*, **6** (12), сс. 2804-2806 (2009).
- [16] Г.Е. Давидюк, В.В. Галян, А.Г. Кевшин, В.С. Манжара, В. Кажукаускас. Роль ефектів структурного розу порядкування монокристалів CdS, викликаних нейтронною радіацією // *Наук. Вісн. Волин. нац. ун-ту.*, **9**, сс. 19-28 (2008).
- [17] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк, В.С. Манжара. «Самозалечивание» радиационных повреждений в CdS монокристаллах при больших дозах быстрых нейтронов реактора // *ФТП*, **12** (11), сс. 2278-2280 (1978).
- [18] В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь. *Радиационная физика полупроводников*. Наукова думка, К. 335с. (1979).
- [19] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер и др. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников*. Наука, М. 383с. (1981).
- [20] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Мир. М. 472с. (1974).
- [21] М.Р. Кулиш. Нелінійна спектроскопія поглинання в області краю фундаментальної смуги напівпровідників типу А2В6: автореф. дис. на здобуття наукового ступеня д-ра фіз.-мат. Наук. К.: Інститут кібернетики. 44с., (1994).
- [22] Н.Р. Кулиш, М.П. Лисица, Н.И. Малыш, Б.М. Булах Нелинейность краевого поглощения CdSe // *ФТП*, **24**(1), сс. 25-28, 1990.
- [23] M.S.Brodin, N.I.Vitrikhovski, M.V.Kurik The fundamental absorption edge of doped CdS single crystals // *Phys. Sol.* **10**(2), pp. 525-534 (1965).
- [24] Б.И. Болтакс, Т.В. Машовец, А.Н. Орлова. *Точечные дефекты в твердых телах*. Мир, М. 380с. (1979).
- [25] М.К. Шейнкман, И.Б. Ермолович, Г.Л. Беленский. Механизм оранжевой, красной и инфракрасной фотолюминесценции в монокристаллах CdS и параметры соответствующих центров свечения // *ФТП*, **10**(9), сс.2628-2638 (1968).
- [26] В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман. *Неравновесные процессы в фотопроводниках*. Наукова думка, К., 264с. (1981).
- [27] Л.С. Смирнов. *Физические процессы в облученных полупроводниках*. Наука, Новосибирск, 256с. (1977).
- [28] Б. Келли. *Радиационное повреждение твердых тел*. Атомиздат, М. 236с. (1970).
- [29] А.А. Гроза, В.И.Хиврич околокраевое поглощение в кремнии, облученном нейтронами и 1,5МэВ электронами // *ФТП*, **13**(5), С.870-874 (1979).

G.E. Davydyuk, G.L. Myronchuk, V. Bozhko

Features of Formation and Annealing of Nano-Sized Defect Clusters in Neutron Irradiated CdS Single Crystals the Energy of 1 MeV

Volyn National University, Ukrainian, 43025 Ukraine Lutsk, pr.Voli 13

The paper studied the electrical, optical and photovoltaic properties of specially undoped CdS single crystals irradiated to higher doses ($\geq 10^{18}\text{cm}^{-2}$) fast neutron reactor. It was found that in neutron irradiated crystals is dominated by clusters of defects (CD). Annealing CD occurs in the temperature range $\sim 200 - 400^{\circ}\text{C}$ and leads to decay and enrich the CD crystal lattice V_{Cd} . The proposed consistent physical model of the observed experimental phenomena. It is believed that the formation of CD play a significant role subthreshold effects associated with the excitation and ionization K - e-shell atoms Cd.

Key words: neutron irradiation, cadmium sulfide, annealing of defects.