

УДК 621.315.592

## Особенности механизма дефектообразования в монокристаллах CdS при облучении большими дозами быстрых реакторных нейтронов

© Г.Е. Давидюк, А.Г. Кевшин<sup>†</sup>, В.В. Божко, В.В. ГалянВолынский национальный университет им. Л. Украинки,  
43025 Луцк, Украина

(Получена 19 марта 2009 г. Принята к печати 26 марта 2009 г.)

Исследовались электрические и оптические свойства облученных быстрыми реакторными нейтронами дозой  $\geq 10^{18} \text{ см}^{-2}$  монокристаллов CdS. Было установлено, что в облученном материале образуются кластеры дефектов, в которых доминирующими являются вакансии кадмия. При распаде кластеров дефектов в процессе радиационно стимулированного отжига или отжига в температурном интервале  $\sim 200\text{--}400^\circ\text{C}$  решетка кристалла обогащается вакансиями Cd. Предполагается, что в образовании кластеров дефектов существенную роль играют подпороговые эффекты, связанные с преимущественным возбуждением *K*-оболочек атомов Cd и их кулоновским выталкиванием с ядра кластера.

PACS: 78.40.Fy, 78.55.-m

Учитывая возросший интерес к ядерной энергетике и иным технологиям, которые связаны с радиацией, в последнее время приобрела определенную актуальность проблема получения радиационно стойких материалов, в частности, к нейтронному облучению.

В работе исследуется влияние облучения быстрыми реакторными нейтронами на некоторые электрические и оптические параметры монокристаллов CdS, которые входят в состав многих люминофоров и являются материалом различных фотодатчиков, а также часто рассматриваются как модельный материал при изучении некоторых свойств полупроводников группы  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ .

Основные исследования производились на монокристаллах, выращенных методом зонной сублимации в атмосфере инертного газа под давлением 180 атм в Институте монокристаллов НАН Украины (г. Харьков).

Облучение быстрыми нейтронами осуществлялось в заполненном водой канале атомного реактора ВВР-М Института ядерных исследований НАН Украины. Температура образцов при облучении не поднималась выше  $70^\circ\text{C}$ . Образцы облучались в вакуумированных кварцевых ампулах, помещенных в кадмиевый канал толщиной 1 мм, который из всего потока нейтронов пропускал только быстрые нейтроны. Усредненная энергия быстрых нейтронов была равна  $\sim 1 \text{ МэВ}$  [1]. Интегральная доза  $\gamma$ -квантов (со средней энергией 2 МэВ), которые образуются при распаде  $\text{U}^{235}$ , рассчитанная для дозы быстрых нейтронов  $\Phi \approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , равнялась  $\Phi_\gamma \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . После нейтронного облучения образцы имели повышенную радиоактивность и выдерживались в специальных камерах 8–10 месяцев, за которые их радиоактивность уменьшалась до безопасного уровня.

Конечная концентрация стабильных химических элементов, в основном изотопа  $\text{In}^{115}$ , которые образовались вследствие распада радиоактивных изотопов, с

учетом основных типов ядерных реакций [2] составляла, по нашим расчетам, для дозы нейтронного облучения  $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  величину, равную  $\approx 1.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что соизмеримо с концентрацией исходных технологических дефектов в монокристаллах CdS хорошего качества.

Результаты исследования некоторых общих физических свойств нейтронно-облученных образцов CdS представлены в наших работах [3–7]. При этом не уделялось должного внимания дифференциации природы дефектов, ответственных за свойства облученных образцов, и их преобразованию при отжиге кристаллов.

### 1. Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение

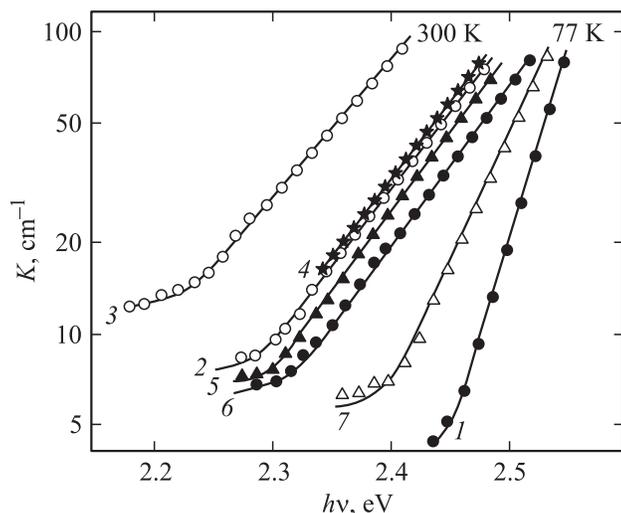
На рис. 1 представлена зависимость коэффициента поглощения (КП) света на краю полосы собственного поглощения в монокристаллах CdS, облученных быстрыми нейтронами.

Как следует из рис. 1, КП монокристаллов CdS хорошо описывается правилом Урбаха, что свидетельствует об участии „хвостов“ плотности состояний, обусловленных дефектностью [8]:

$$K(h\nu) \propto \exp\left(-\frac{E_{g_0} - h\nu}{\Delta_0}\right).$$

Параметр  $\Delta_0$ , определяющий степень размытия КП, является мерой разупорядочения кристаллической решетки. При облучении образцов дозой  $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  он увеличивается от 0.02–0.03 до 0.087–0.090 эВ, что свидетельствует о значительном увеличении дефектности облученных монокристаллов CdS. Независимость  $\Delta_0$  от температуры образца, что выражается в параллельном температурном смещении КП, свидетельствует о

<sup>†</sup> E-mail: Kevshin\_A@ukr.net



**Рис. 1.** Край поглощения монокристаллов CdS: 1 — необлученный; 2, 3, 5–7 — облученный нейтронами  $\Phi \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ; 4 —  $\Phi \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ; 5–7 — отожженные в атмосфере азота (10 мин) при 200, 320, 400°C соответственно.

доминирующей роли статического беспорядка, обусловленного дефектами в облученных образцах (рис. 1, кривые 2 и 3) [9].

Исследования экситонных спектров отражения, края полосы собственного поглощения (рис. 1, кривые 2 и 4) и холловской подвижности электронов в CdS-монокристаллах после различных доз облучения быстрыми нейтронами реактора показали, что после дозы  $\Phi \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , при дальнейшем облучении до  $\Phi \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , свойства образцов CdS практически не изменяются. Это свидетельствует о насыщении радиационных нарушений в указанном выше интервале доз облучения. При дозах  $\Phi > 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  происходят более заметные изменения параметров CdS — уменьшаются фоточувствительность и прозрачность кристаллов, понижается положение уровня Ферми, практически исчезает люминесценция. Это, по-видимому, свидетельствует о разрушении кристаллической решетки облучаемых монокристаллов.

Облучение реакторными нейтронами всегда происходит в поле  $\gamma$ -радиации. Поэтому, кроме кластеров дефектов (КД), образованных упругим рассеиванием быстрых нейтронов на атомах кристалла [4–6], вводятся дефекты иной природы, за которые ответственна  $\gamma$ -радиация.

Оуэн и Холис показали, что в области энергий  $\gamma$ -квантов, меньших  $\sim 10m_e c^2$  (12.2 МэВ), преобладающим механизмом дефектообразования является комптон-эффект [10], т.е. в нашем случае при рассеивании  $\gamma$ -квантов на электронах вещества образуются комптоновские электроны со средней энергией, близкой к 2 МэВ. Образование точечных дефектов происходит при упругом рассеивании комптоновских электронов на атомах вещества.

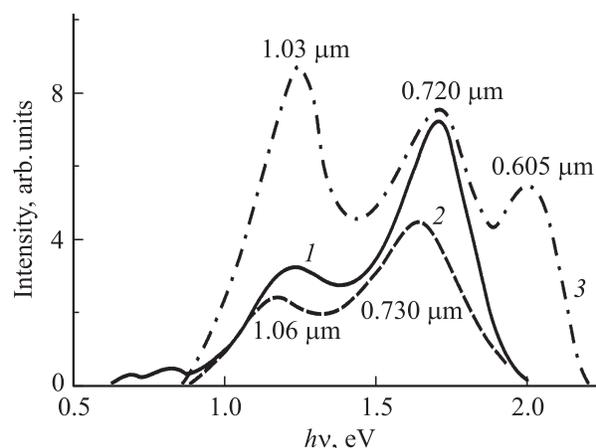
Для оценки вклада двух видов дефектов в структурные повреждения облученных быстрыми реакторными

нейтронами образцов необходимо разделить их влияние на КП и другие свойства монокристаллов CdS.

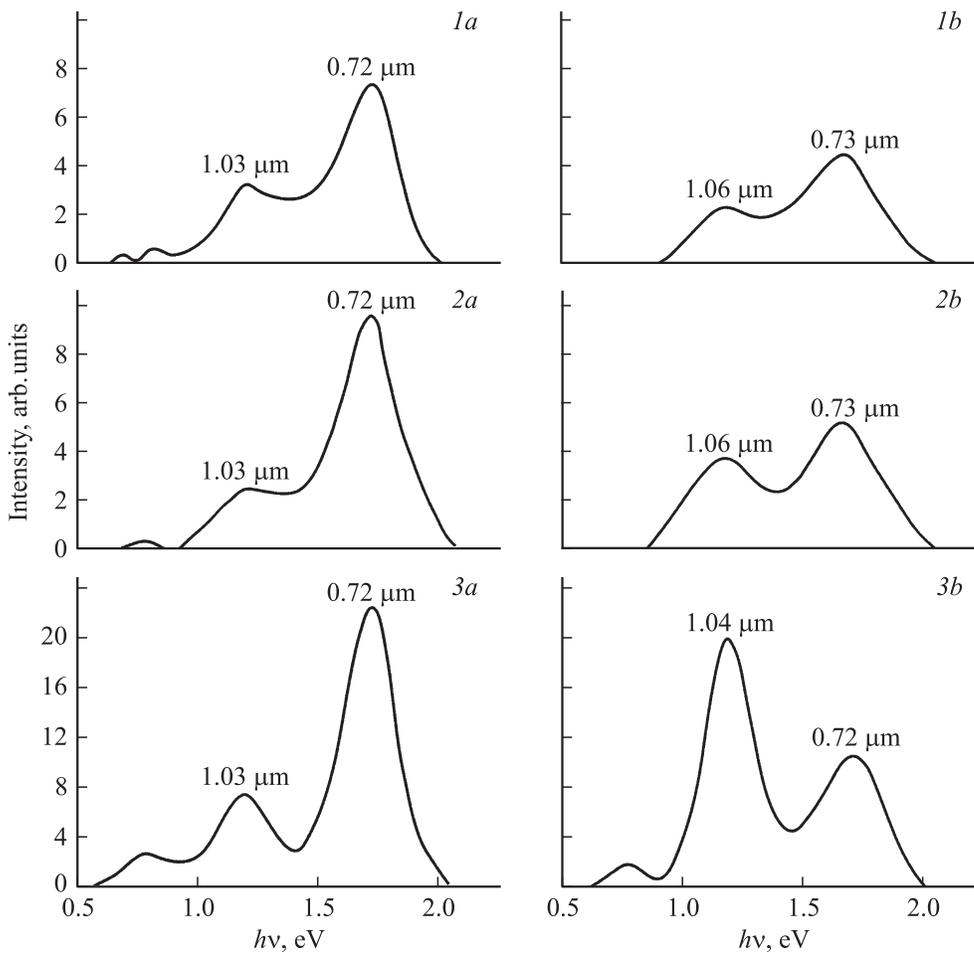
Особенностью нейтронно-облученных образцов, кроме значительного размытия КП, является увеличение более чем в 10 раз коэффициента поглощения света в спектральной области, которая примыкает к области поглощения с низкоэнергетической стороны (рис. 1, кривые 1 и 2). Известно [11,12], что причина существования такой области связана с наличием в кристаллической решетке крупномасштабных возмущений потенциального рельефа, обусловленных дефектами больших размеров типа пор, границ между блоками, дислокаций и др. К таким дефектам можно отнести КД, что подтверждает их образование при облучении быстрыми нейтронами монокристаллов CdS.

Облучение наиболее совершенных и чистых монокристаллов CdS электронами с  $E \approx 1.2 \text{ МэВ}$  и дозой  $\Phi \approx (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , что практически эквивалентно  $\gamma$ -облучению с  $E \approx 2 \text{ МэВ}$ , мало влияет на изменение КП [7]. По-видимому, в возбужденной решетке CdS в процессе облучения при комнатной температуре первичные радиационные дефекты довольно подвижны и интенсивно отжигаются. Это согласуется с данными ЭПР и других экспериментов о подвижности межузельных атомов в решетке CdS [13]. Значительное размытие КП, которое наблюдается в легированных Cu образцах [7], свидетельствует об интенсивном взаимодействии первичных радиационных дефектов в кристаллах CdS с легирующими примесями. Концентрация точечных дефектов в нейтронно-облученных кристаллах, вследствие взаимодействия их с КД, может быть иной, чем в бездефектных образцах, облученных той же дозой  $\gamma$ -квантов.

На рис. 2 представлены спектры люминесценции облученных электронами и быстрыми нейтронами монокристаллов CdS. Нейтронное облучение дозой  $\Phi \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  уменьшает (по сравнению с необлучен-



**Рис. 2.** Спектры люминесценции монокристаллов CdS: 1 — до облучения; 2 — после облучения быстрыми нейтронами  $\Phi \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ; 3 — после облучения электронами с  $E \approx 1 \text{ МэВ}$  и  $\Phi \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  ранее нейтронно-облученных монокристаллов. Измерения спектров люминесценции осуществлялись при 77 К.



**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции CdS-монокристаллов при 77 К: необлученного (*a*) и облученного быстрыми реакторными нейтронами дозой  $\Phi = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  (*b*). До отжига (1, *a* и *b*); после отжига (2, *a* и *b*; 3, *a* и *b*) при температурах 200 и 400°C соответственно. Длительность отжига при каждой температуре в парах азота составляла 10 мин. Измерения спектров люминесценции осуществлялось при 77 К.

ными — до 2 раз) интенсивность полос люминесценции (по-видимому, вследствие образования дополнительного безызлучательного канала рекомбинации дефектного происхождения), незначительно увеличивает их полуширину и смещает максимумы излучения (без перераспределения интенсивностей) на  $\sim 3 \text{ нм}$  в область меньших энергий, что является характерным для дефектных образцов (рис. 2, кривые 1 и 2). После последующего облучения электронами ранее нейтронно-облученных образцов наблюдаются значительные изменения спектрального распределения люминесценции в монокристаллах CdS, а именно, происходит перераспределение интенсивностей в максимумах люминесценции и общее увеличение излучения (рис. 2, кривые 2 и 3). При этом полуширина полос и положение их максимумов, а также КП приближаются к таковым в исходных необлученных кристаллах (рис. 2), что свидетельствует об уменьшении дефектности образцов, по-видимому, вследствие радиационно-стимулированного отжига. После воздействия электронной радиации на нейтронно-облученные образцы доминирующей в спектре становится полоса с

$\lambda_m \approx 1.03 \text{ мкм}$ , связанная с вакансией кадмия ( $V_{\text{Cd}}$ ) [14], появляется оранжевая люминесценция с  $\lambda_m \approx 0.605 \text{ мкм}$ , за которую ответственны межузельные атомы кадмия ( $\text{Cd}_i$ ) [14–16], что свидетельствует о повышении концентрации  $V_{\text{Cd}}$  и  $\text{Cd}_i$  в решетке кристалла. Интенсивность красной полосы с  $\lambda_m \approx 0.72 \text{ мкм}$ , которую связывают с бивакансией ( $V_{\text{Cd}}^- - V_{\text{S}}^+$ ) [17], практически совпадает с интенсивностью в исходных образцах (рис. 2, кривая 3).

Изменения в спектрах люминесценции CdS-монокристаллов с повышенной концентрацией крупных структурных повреждений при облучении высокоэнергетическими частицами наблюдались авторами [13,18]. Отметим, что электронное облучение малodefekтных (без КД) образцов дозой  $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  (в отличие от дефектных) практически не влияет на интенсивность и положение полос люминесценции с  $\lambda_m \approx 0.720 \text{ мкм}$  и  $\lambda \approx 1.030 \text{ мкм}$  [19].

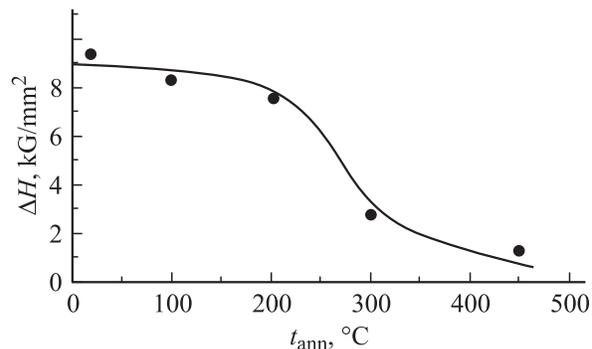
По-видимому, изменения в спектрах люминесценции электронно-облученных образцов с КД (ранее облученных нейтронами) можно объяснить, предполагая, что под действием электронов с  $E \approx 1 \text{ МэВ}$  происходит

распад КД с выделением  $V_{Cd}$  (из которых состоит ядро КД) и  $Cd_i$ , которые находятся на периферии КД.

Для подтверждения сказанного мы произвели одновременный отжиг нейтронно-облученных (рис. 3, *b*) и (для сравнения) необлученных образцов CdS (рис. 3, *a*).

При всех температурах отжига изменения в спектрах фотолюминесценции необлученных образцов несущественны (кривые 1, *a*, 2, *a*, 3, *a*). В нейтронно-облученных кристаллах заметны изменения в спектрах люминесценции, которые начинают проявляться при  $t_{ann} > 200^\circ C$ . В отожженных при  $400^\circ C$  облученных образцах доминирующей становится полоса с  $\lambda_m \approx 1.03 \mu m$ , связанная с  $V_{Cd}$ , что отличает эти образцы от необлученных отожженных при той же температуре (рис. 3, *a* и *b*). Из сравнения результатов отжига люминесцентных спектров облученных образцов (рис. 3) и края поглощения (рис. 1) следует, что преобразование спектров люминесценции при повышении температуры отжига сопровождается уменьшением размытия КП и его приближением к положению в необлученных образцах. Это свидетельствует об уменьшении дефектности облученных и отожженных кристаллов. Спектры люминесценции, представленные кривой 3, *b* (рис. 3), подобны спектрам облученных электронами кристаллов CdS, которые предварительно подвергались действию нейтронной радиации (рис. 2, кривая 3). Из этого следует, что распад КД, который сопровождается выделением  $V_{Cd}$  и уменьшением концентрации крупных структурных дефектов, влияющих на размытие КП и поглощение в предкраевой области, может происходить двумя способами: при электронном облучении при низких ( $T \approx 300 K$ ) температурах (радиационно-стимулированный отжиг) или при высокотемпературном отжиге  $t_{ann} > 200^\circ C$  до  $400^\circ C$ . Отсутствие оранжевой люминесценции (рис. 3, кривая 3, *b*) во втором случае и ее появление при радиационно-стимулированном отжиге (рис. 2, кривая 3), по-видимому, связано с образованием комплексов, в состав которых входят  $Cd_i$  (подвижные при низкой температуре [13]) и дефекты, ответственные за оранжевую люминесценцию [15–20]. При высокотемпературном отжиге ( $\sim 400^\circ C$ ) реализуются условия, при которых термическая энергия атомов больше их энергии связи в комплексе, что исключает возможность (освобожденным при распаде КД)  $Cd_i$  образовывать центры оранжевой люминесценции. Поскольку  $Cd_i$  являются мелкими донорами, при высокотемпературном отжиге ( $t_{ann} > 200^\circ C$ ) должно происходить увеличение удельной темновой электропроводности отожженных образцов, что подтверждается экспериментально [21].

Хорошо известно, что облучение многих полупроводников различными частицами ведет к увеличению их микротвердости [22]. Настоящий эффект объясняется закреплением дислокаций радиационными дефектами, в частности КД [10,22]. Увеличение микротвердости при нейтронном облучении монокристаллов CdS наблюдалось также и в наших экспериментах. На рис. 4 показан изохронный отжиг разности микротвердостей нейтронно-облученного и необлученного CdS.



**Рис. 4.** Изохронный отжиг разности микротвердостей облученного быстрыми нейтронами дозой  $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  и необлученного монокристалла CdS. Измерение микротвердости производилось на плоскости  $\perp$  оси С. При каждой температуре отжиг производился 10 мин.

Как следует из рис. 4, результаты отжига  $\Delta H$  хорошо согласуются с отжигом КП (рис. 1) и спектров люминесценции (рис. 3). Частичный незначительный отжиг  $\Delta H$  до температур  $200^\circ C$ , по-видимому, связан с отжигом радиационных точечных дефектов, которые вместе с КД присутствуют в нейтронно-облученных образцах. Такие дефекты могут влиять на подвижность дислокаций [22], а также нарушать периодичность потенциального рельефа в кристалле и соответственно вести к размытию КП. Следует отметить, что в электронно-облученных однопольных кристаллах, при которых образуются только точечные дефекты, отжиг радиационных повреждений происходит в основном до  $t_{ann} \approx 200^\circ C$  [21].

Отжиг  $\Delta H$  в широком температурном интервале ( $\sim 200\text{--}400^\circ C$ ) нейтронно-облученных кристаллов, по-видимому, связан с распадом КД (что характерно для таких дефектов в других веществах [22]). При этом микротвердость облученных образцов приближается к таковой в необлученных образцах, уменьшается искажение потенциального рельефа и приближение КП к положению в необлученных кристаллах, уменьшается также предкраевое поглощение, за которое ответственны крупные структурные повреждения (рис. 1). Незначительное изменение интенсивности красной полосы люминесценции с  $\lambda_m \approx 0.72 \mu m$ , связанной с  $V_S$  в отожженных образцах (рис. 3, кривые 1, *b*, 2, *b*, 3, *b*), свидетельствует о незначительной концентрации  $V_S$  по сравнению с концентрацией  $V_{Cd}$  в решетке кристалла, которая до отжига находилась в ядре КД.

Установлено, что ядро КД в элементарных полупроводниках представляет собой сгусток вакансий. Разлетающиеся в момент образования КД из его ядра межузельные атомы сосредотачиваются на периферии, создавая оболочку кластера дефектов [22,23]. Очевидно, в бинарных и многокомпонентных полупроводниках ядро состоит из вакансий химических элементов, которые образуют облучаемое вещество. Количественные соотношения между концентрациями различных вакансий в

ядре КД, их устойчивость практически не обсуждались в научной литературе.

Как следует из наших экспериментальных результатов, в ядре КД CdS преобладающими являются вакансии  $V_{Cd}$  более тяжелой компоненты соединения. Возможно, настоящая тенденция наблюдается для других бинарных соединений группы  $A^{IV}B^{VI}$ . Для объяснения установленных нами экспериментальных фактов мы предлагаем следующую физическую модель процессов, имеющих место при образовании КД в CdS-монокристаллах, облученных быстрыми нейтронами.

Атомы отдачи (получившие энергию от нейтронов), соударяясь с атомами вещества, образуют скопления вакансионного типа — КД. Объем КД в процессе атомных столкновений находится в сильно возбужденном состоянии, при этом часть энергии такого состояния может передаваться внутренним электронным  $K, L \dots$  оболочкам атомов, ионизируя их. Сечение такого эффекта  $\sigma$  сильно зависит от заряда ядра вещества  $Z$  и с ростом заряда увеличивается как  $\sigma \propto Z^n$  [24]. Поэтому следует полагать, что внутренние оболочки атомов кадмия ( $Z_{Cd} = 48$ ) ионизируются значительно чаще, чем атомы серы ( $Z_S = 16$ ). Электроны из внешних оболочек атомов, переходя на дырки в  $K-, L- \dots$  оболочках, будут передавать свою энергию за счет эффекта Оже электронам внешних оболочек, ионизируя их (как в механизме Варли). Это ведет к многократной ионизации, преимущественно Cd в объеме рождающегося КД. Поэтому, кроме выбрасывания атомов за счет кинетической энергии, полученной от столкновений с другими атомами, будет дополнительно происходить (за счет кулоновского взаимодействия) выталкивание положительно заряженных ионов Cd с ядра КД на периферию, что объясняет образование повышенной концентрации  $V_{Cd}$  в ядре кластера.

Для подтверждения наших выводов мы использовали программу компьютерного моделирования дефектообразования при возбуждении электронной подсистемы монокристаллов CdS пучком электронов с  $E \approx 1.2$  МэВ [CASINO V2.42-A Fast and Easy—to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users (Universite de Sherbrooke, Sherbrooke, Quebec, Canada, 2002)]. Получили следующие значения потерь энергии на ионизацию глубоких электронных оболочек атомов Cd и S: 12% для ионизации  $K$ -оболочки атомов Cd и 0.1% — атомов S. Для более мелких оболочек  $L$  эти величины приблизительно в 100 раз меньше, что согласуется с нашим предположением.

Важным параметром, определяющим вероятность образования дефектов по рассмотренному выше механизму, является соотношение времени жизни  $\tau_i$  электронного возбуждения, которое определяется скоростью нейтрализации положительного заряда иона к времени, необходимому для приобретения атомом кинетической энергии, равной пороговой энергии смещения атома из узла кристаллической решетки  $E_d(\tau_i')$ .

Вероятность образования дефектов после многократной ионизации атомов, согласно [25], определяется сле-

дующим соотношением:

$$\tau_i > \tau_i', \quad (1)$$

где  $\tau_i$ , оцененное для кремния, оказалось равным  $5 \cdot 10^{-15}$  с [26]. Эта величина, по-видимому, мало отличается для других полупроводников. Определение  $\tau_i'$  осуществлялось нами по формуле [24]

$$\tau_i' = \sqrt{\frac{2ME_d}{F}}, \quad (2)$$

где  $M$  — масса атома,  $F$  — кулоновская сила отталкивания между одноименно заряженными атомами ( $q = Ze$ ) на расстоянии порядка размера атома  $r_a$ . Оцененное нами время  $\tau_i'$  для ионов Cd с положительным зарядом  $2e$  ( $Z = 2$ ) оказалось равным  $\sim 10^{-16}$  с. Это свидетельствует — формула (1) — о возможности реализации предполагаемого нами механизма образования КД (через ионизацию  $K$ -оболочки) в CdS-монокристаллах при облучении быстрыми нейтронами.

Таким образом, доминирующими в ядрах кластеров дефектов, которые образуются при облучении быстрыми нейтронами монокристаллов CdS, являются вакансии кадмия. При отжиге КД в широком температурном интервале  $\sim 200-400^\circ\text{C}$  (за счет их развала) объем кристалла обогащается  $V_{Cd}$ . Предполагается, что в образовании КД существенную роль играют подпороговые эффекты, связанные с преимущественным возбуждением  $K$ -оболочек атомов Cd и их кулоновским выталкиванием с ядра кластера (электростатический „взрыв“).

## Список литературы

- [1] М.В. Пасечник и др. Спектры гамма-лучей и нейтронов из горизонтального канала реактора ВВР-М И.Ф. УССР (Киев, Изд-во АН УССР, 1961).
- [2] Радиационная физика неметаллических кристаллов. Тр. совещания, под ред. И.Д. Конозенко и др. (Киев, Наук. думка, 1967) с. 221.
- [3] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк, В.Т. Мак. ФТП, **8**, 2219 (1974).
- [4] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк. ФТП, **9**, 2272 (1975).
- [5] А.Р. Galushka, G.E. Davidiuk. J. Phys. D: Appl. Phys. B, **10**, 933 (1977).
- [6] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк, В.С. Манжара. ФТП, **12**, 2278 (1978).
- [7] Г.Е. Давидюк, А.П. Галушка, В.С. Манжара, Н.С. Богданюк. Изв. вузов. Физика, № 7, 37 (1980).
- [8] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, А.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981).
- [9] И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов, Ю.В. Щапова. ФТТ, **42**, 224 (2000).
- [10] Б. Келли. *Радиационное повреждение твердых тел* (М., Атомиздат, 1970).
- [11] М.Р. Кулиш. Автореф. докт. дис. (Киев, 1994).
- [12] Н.Р. Кулиш, М.П. Лисица, Н.И. Мальш, Б.М. Булах. ФТП, **24**, 25 (1990).

- [13] *Точечные дефекты в твердых телах*, под ред. Б.И. Болтакса, Т.В. Машовец и А.Н. Орлова (М., Мир, 1979).
- [14] В.А. Кулр. Phys. Rev. B, **125**, 1865 (1962).
- [15] Ю.Н. Эмиров, С.С. Остапенко, М.А. Ризаханов, М.К. Шейнкман. ФТП, **16**, 1371 (1982).
- [16] И.Б. Ермолович, Г.И. Матвиевская, М.К. Шейнкман. ФТП, **9**, 1620 (1975).
- [17] И.Б. Ермолович, Г.И. Матвиевская, Г.С. Пекарь, М.К. Шейнкман. Укр. физ. журн., **18**, 733 (1973).
- [18] Г.Е. Давидюк, Г.Л. Мирончук. *Влияние облучения частицами подпороговой энергии на оптические и фотоэлектрические параметры специально не легированных и легированных разными примесями монокристаллов сульфида кадмия* (Луцк, Вежа, 2009).
- [19] Г.Е. Давидюк, Н.С. Богданюк, А.П. Шаварова, А.А. Федонюк. ФТП, **31**, 1013 (1997).
- [20] Г.Е. Давидюк, В.В. Божко, М.С. Богданюк, Г.Л. Мирончук, Л.В. Булатецкая, А.Г. Кевшин. Вестн. Волын. нац. ун-та. Физические науки, № 16, 57 (2007).
- [21] А.П. Галушка, Г.Е. Давидюк. ФТП, **8**, 1063 (1974).
- [22] *Физические процессы в облученных кристаллах*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1977).
- [23] Н.А. Ухин. ФТП, **6**, 931 (1972).
- [24] В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь. *Радиационная физика полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1979).
- [25] А.Е. Кив, А.А. Малкин, В.А. Янчук. ФТП, **8**, 1194 (1974).
- [26] M.S. Yunusov, M.A. Zaikovskaya, B.L. Oksengendle et al. Phys. Status Solidi A, B **35**, k145 (1976).

*Редактор Л.В. Беляков*

**Peculiarities of defect formation  
mechanism in CdS single crystals  
during fast reactor neutrons irradiation  
by large fluence**

*H.Ye. Davidiyuk, A.G. Kevshin, V.V. Bozhko, V.V. Galjan*

Lesya Ukrainka Volyn National University,  
43025 Lutsk, Ukraine