

# Рентгенопроводимость монокристаллического ZnSe

© В.Я. Дегода, Г.П. Подуст

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко (физический факультет),  
03680 Киев, Украина

E-mail: degoda@univ.kiev.ua

(Получена 29 сентября 2015 г. Принята к печати 7 октября 2015 г.)

Экспериментально полученные вольт-амперные и люкс-амперные характеристики рентгенопроводимости и рентгенолюминесценции монокристаллов селенида цинка имеют нелинейный характер. Проведенный теоретический анализ кинетики рентгенопроводимости показал, что даже при наличии мелких и глубоких ловушек для свободных носителей в полупроводниковом образце интегральные характеристики рентгенопроводимости (люкс-амперные и вольт-амперные зависимости) должны быть линейными. Можно предположить, что нелинейности экспериментально полученных вольт-амперных и люкс-амперных характеристик могут быть обусловлены характером генерации свободных носителей при рентгеновском облучении — генерацией сотен тысяч свободных носителей противоположного знака в локальной области диаметром  $< 1$  мкм и кулоновским взаимодействием свободных носителей противоположных знаков.

## 1. Введение

Селенид цинка (ZnSe) принадлежит к числу наиболее перспективных широкозонных материалов типа  $A^{II}B^{VI}$  и достаточно хорошо изучен [1–3]. ZnSe находит широкое применение в создании приборов полупроводниковой электроники и систем отображения информации [4]. На сегодня известно, что из селенида цинка изготавливаются оптические линзы, окна, призмы, зеркала и т.п., которые способны работать в видимой и инфракрасной областях спектра (0.55–22 мкм) и в специальных оптических системах, и в  $CO_2$  лазерах.

За последнее десятилетие получило развитие еще одно перспективное направление применения монокристаллического ZnSe, связанное с его использованием в качестве детекторов ионизирующего излучения как непрямого (сцинтилляторы) [5], так и прямого преобразования энергии высокоэнергетического излучения в электрический ток [6,7]. По совокупности электрофизических, физико-химических, люминесцентных свойств и радиационной стойкости селенид цинка, легированный теллуром — ZnSe(Te), является сегодня одним из наиболее эффективных сцинтилляторов для использования в детекторах типа „сцинтиллятор-фотодиод“ [5]. Использование нелегированного ZnSe в качестве полупроводникового детектора стало возможным только после развития технологий выращивания достаточно качественных монокристаллов с малыми концентрациями неконтролируемых примесей и высоким удельным сопротивлением материала не меньше  $10^{10}$  Ом·см. Необходимо отметить, что относительно высокое значение эффективного атомного номера  $Z_{ef} = 32$  и ширины запрещенной зоны  $E_g = 2.7$  эВ (при 300 К) делают селенид цинка перспективным материалом для создания рентгеновских детекторов, не требующих охлаждения [6,7].

В связи с этим приоритетными стали экспериментальные исследования рентгенопроводимости (РП) и рентгенолюминесценции (РЛ) монокристаллов ZnSe при различных температурах. Полученные в результате про-

ведения таких исследований вольт-амперные (ВАХ) и люкс-амперные характеристики (ЛАХ) имеют нелинейный характер, причем ЛАХ разных образцов при разных температурах являются по-разному нелинейными. Данная работа посвящена изучению особенностей характеристик РП и РЛ монокристаллического селенида цинка.

## 2. Методика эксперимента

Исследовались люминесценция и проводимость монокристаллического ZnSe при возбуждении рентгеновским излучением. Кристаллы селенида цинка выращивались из предварительно очищенной шихты и в процессе роста они специально не легировались. Эти меры обеспечили возможность получения образцов с минимальной концентрацией примесных точечных дефектов и максимальным удельным сопротивлением ( $\rho \geq 10^{12}$  Ом·см).

Для исследования проводимости на монокристаллы резистивным методом напыляли металлические электрические контакты, к которым подпаивали медные проводники. Для всех образцов контакты представляли собой полоски прямоугольной формы длиной 5 мм и шириной 1 мм. На один электрод подавалось стабилизированное напряжение от 0 до 1000 В, а другой через наноамперметр был заземлен. Наноамперметр позволял измерять величину тока от 1 до 10 пА с точностью 10%, от 10 до 100 пА с точностью 1% и от 100 пА до 1 мА с точностью  $< 1\%$ . Для всех значений тока проводимости выполнялось условие, что входной импеданс наноамперметра на несколько порядков меньше электрического сопротивления образца ZnSe. Исследования тока проводимости проводились в вакууме ( $P < 1$  Па). Методом термоэда было установлено, что исследуемые образцы при комнатной температуре имеют проводимость  $n$ -типа.

При исследованиях проводимости и люминесценции образец помещали в криостат, что позволяло использовать различные температурные режимы в диапазоне от 8 до 500 К. Нагрев осуществлялся с помощью встроенного

электрического нагревателя мощностью до 800 Вт, а охлаждение осуществлялось с помощью жидкого азота или гелия.

Проводились комплексные экспериментальные исследования темновой и рентгенопроводимости, рентгенолюминесценции при различных температурах, термостимулированной проводимости (ТСП) и люминесценции (ТСЛ), дозовых зависимостей ТСЛ и ТСП, фосфоресценции и релаксации тока (РТ), ВАХ и ЛАХ зависимостей рентгенопроводимости и рентгенолюминесценции.

Возбуждение рентгенолюминесценции и рентгенопроводимости осуществлялось при нормальном падении на поверхность образца интегрального излучения рентгеновской трубки БХВ-7 (Re, 20 кВ, 5–25 мА,  $L = 130$  мм) через бериллиевое окно в криостате. Изменение величины интенсивности рентгеновского возбуждения осуществляли путем изменения анодного тока рентгеновской трубки при постоянном напряжении. При этом форма спектра излучения рентгеновской трубки не менялась, а интенсивность рентгеновского излучения была пропорциональна величине анодного тока трубки. Оптическая ось системы регистрации проходила посередине между электрическими контактами и под углом  $45^\circ$  к нормали поверхности образца, которая равномерно облучалась рентгеновскими квантами. Для регистрации рентгенолюминесценции использовали два канала: интегральный и спектральный. При использовании интегрального канала люминесцентное излучение фокусировалось с помощью кварцевой линзы на фотокатод фотоэлектрического умножителя (ФЭУ-106). Для спектральной регистрации использовался светосильный монохроматор МДР-2 (дифракционная решетка 600 штрихов/мм) и два приемника: ФЭУ-106 (400–820 нм) или охлажденный ФЭУ-83 (600–1200 нм). Точность определения интенсивности рентгенолюминесценции была не хуже 3% и ограничивалась наличием темновых токов ФЭУ и шумами регистрирующей системы. Все спектральные зависимости, приведенные в работе, исправлены на спектральную чувствительность регистрирующей системы. Экспериментальные люкс-амперные зависимости люминесценции и проводимости измерялись в двух режимах: уменьшение ( $25 \rightarrow 5$  мА) и увеличение ( $5 \rightarrow 25$  мА) интенсивности рентгеновского излучения. При дозе облучения более 3 мин для каждого значения интенсивности возбуждения, расхождение кривых ЛАХ в обоих режимах практически отсутствует.

### 3. Результаты экспериментальных исследований

#### 3.1. Спектр свечения РЛ, ТСЛ и ТСП монокристаллов селенида цинка

Характерные спектры РЛ для монокристаллических образцов ZnSe в области от 400 до 1200 нм при различных температурах приведены на рис. 1. Спектры

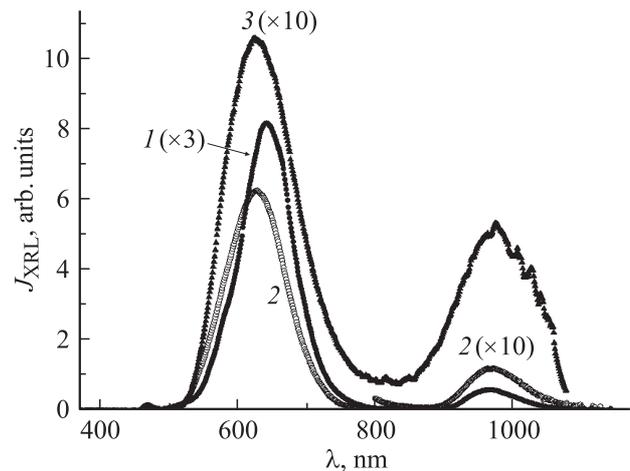


Рис. 1. Спектры РЛ монокристалла ZnSe, измеренные при температурах 8 (1), 85 (2) и 295 К (3).

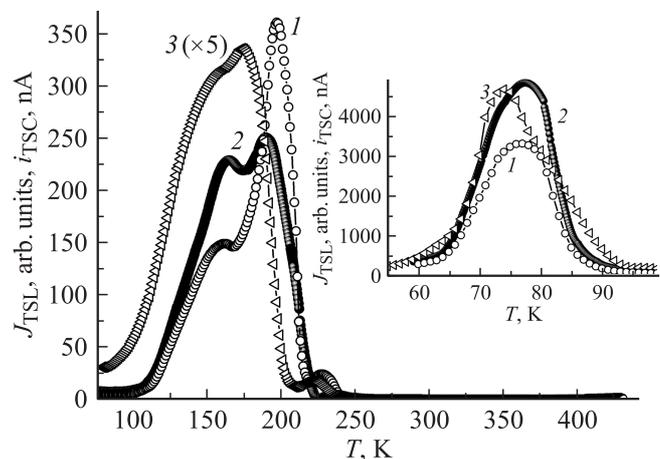


Рис. 2. Кривые ТСЛ (1, 2) и ТСП (3) монокристалла ZnSe после рентгеновского облучения (60 мин) при 85 и 9 К (на вставке), измеренные при  $U = 15$  В.

различных высокоомных образцов отличаются только соотношением интенсивностей двух основных полос свечения с максимумами при 630 и 970 нм. Полоса 630 нм, согласно [1,8], обусловлена комплексным центром, включающим вакансию цинка, а полоса с максимумом при 970 нм обусловлена комплексным центром с вакансией селена или примесью меди [9,10].

Эти полосы РЛ обусловлены рекомбинационным механизмом свечения, поскольку они наблюдаются в фосфоресценции и ТСЛ. На рис. 2 приведены характерные кривые ТСЛ при регистрации в полосах 630 и 970 нм и ТСП одного из образцов ZnSe. Во всех исследованиях люминесценции для полосы 970 нм регистрация проводилась на длине волны 953 нм, поскольку именно на этой длине наблюдается реальный максимум (без учета спектральной чувствительности системы).

Кривые ТСЛ и ТСП во всех исследуемых образцах четко регистрируются и свидетельствуют о заметном

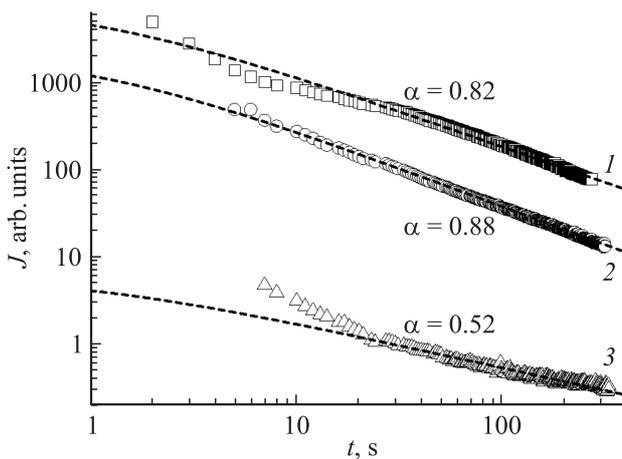


Рис. 3. Фосфоресценция монокристаллического ZnSe после рентгеновского возбуждения при  $T = 9$  (1), 85 (2) и 295 К (3).

уровне запаса неравновесных носителей заряда на ловушках. Большая часть носителей делокализуется термически из ловушек при нагревании до температуры 250 К, что свидетельствует о доминировании в исследуемом материале неглубоких ловушек.

Отсутствие накопления светосуммы на глубоких ловушках при комнатной температуре подтверждается и отсутствием заметной фосфоресценции при этой температуре (рис. 3, кривая 3). При низких температурах (9 и 85 К) наблюдается заметная фосфоресценция (рис. 3, кривые 1, 2), что свидетельствует о наличии набора ловушек различной глубины. Кривые затухания фосфоресценции и релаксации тока проводимости хорошо аппроксимируются гиперболами во временном интервале до 500 с и описываются феноменологической зависимостью Беккереля [11,12]:

$$I_{\text{ph}}(t) = \frac{I_0}{(1 + a \cdot t)^\alpha}, \quad \alpha \leq 2.$$

Показатель гиперболы  $\alpha$  при больших дозах облучения достигает значений  $\alpha_{\text{ph}} = 0.88$  для фосфоресценции и  $\alpha_{\text{RC}} = 0.89$  для РТ (т.е.  $\alpha_{\text{ph}} < \alpha_{\text{RC}}$ ), что противоречит классической кинетической теории фотолюминесценции [12–14] и фотопроводимости [15–18].

Следует отметить, что для регистрации ТСЛ, ТСП, РТ и фосфоресценции чувствительность регистрирующей системы повышалась на несколько порядков по сравнению со стационарными люминесценцией и проводимостью.

Используя четыре значения температуры (9, 85, 295 и 400 К) для исследований, имеем принципиально разные соотношения концентраций мелких и глубоких ловушек. При гелиевых температурах практически все ловушки являются глубокими. При увеличении температуры до  $T = 85$  К количество мелких ловушек увеличивается настолько, что их влияние на кинетику РЛ и РП становится существенным. При комнатной температуре только небольшая часть ловушек остаются глубокими,

а большинство становятся мелкими, а при дальнейшем нагревании образца концентрация глубоких ловушек уменьшается и при  $T > 400$  К остаются только мелкие ловушки для свободных носителей заряда.

Таким образом, для низких и высоких температур реализуются принципиально разные случаи: при  $T \leq 10$  К на кинетику РЛ и РП влияют преимущественно глубокие ловушки для свободных носителей заряда, при повышении температуры все более существенным становится вклад в кинетику РЛ и РП мелких ловушек, а при высоких температурах ( $T > 400$  К) кинетика РЛ и РП определяется только мелкими ловушками.

### 3.2. ВАХ рентгенопроводимости

ВАХ рентгенопроводимости нескольких монокристаллических образцов ZnSe исследовались при температурах 9, 85, 295 и 400 К и при различных значениях тока рентгеновской трубки  $I_T = 5, 15$  и 25 мА.

Во всех исследуемых образцах вольт-амперные характеристики рентгенопроводимости при различных температурах имеют сверхлинейный характер и хорошо аппроксимируются степенной функцией с показателем степени  $\alpha > 1$ , который изменяется при изменении температуры. Для всех образцов ВАХ РП при  $T > 400$  К почти линейные с показателем степени  $\alpha = 1.04$ – $1.09$ . ВАХ РП, измеренные при комнатной температуре, уже заметно сверхлинейны,  $\alpha$  изменяется в пределах 1.2–1.3. При низких температурах вольт-амперные зависимости становятся еще более сверхлинейными,  $\alpha > 1.4$ , а при температурах жидкого гелия ( $T < 10$  К) в некоторых образцах зависимость  $i_{\text{XRC}}(U)$  даже становится квадратичной. Таким образом, во всех исследуемых образцах наблюдается закономерное увеличение степени сверхлинейности при уменьшении температуры. Харак-

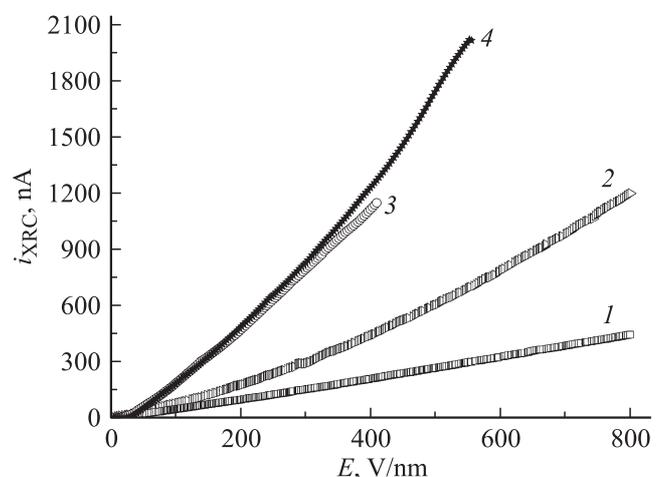


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики рентгенопроводимости образца монокристалла ZnSe при температурах  $T$ , К: 1 — 407 ( $\alpha = 1.1$ ), 2 — 295 ( $\alpha = 1.29$ ), 3 — 85 ( $\alpha = 1.31$ ) и 4 — 9 ( $\alpha = 1.41$ ).

терные вольт-амперные зависимости тока РП монокристаллического ZnSe приведены на рис. 4.

Также следует отметить наличие влияния внешнего электрического поля на интенсивность стационарной РЛ. Экспериментально наблюдается линейное уменьшение интенсивности РЛ при увеличении поля от 0 до 2000 В/см, которое достигает 13% для интенсивности РЛ на длине волны излучения 630 нм.

### 3.3. Люкс-амперные характеристики РП и РЛ

Люкс-амперные характеристики РП, измеренные при различных температурах, во всех исследуемых образцах имеют нелинейный характер и также хорошо аппроксимируются степенной функцией с показателем  $\beta$  (рис. 5 и 6). ЛАХ проводимости, измеренные при высо-

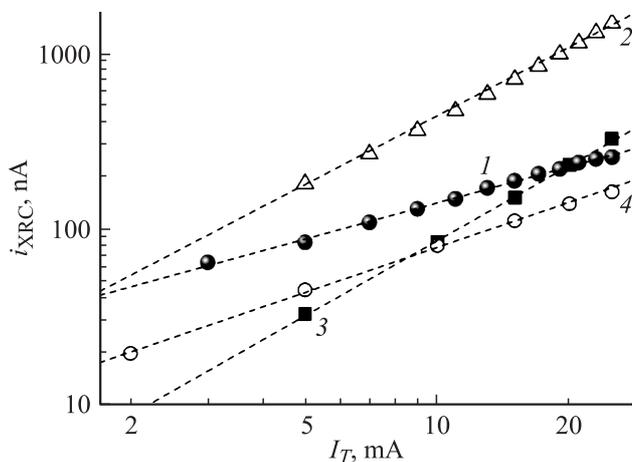


Рис. 5. Люкс-амперные характеристики рентгенопроводимости образца монокристалла ZnSe при температурах  $T$ , К: 1 — 9 ( $\beta = 0.69$ ), 2 — 85 ( $\beta = 1.31$ ), 3 — 295 ( $\beta = 1.43$ ) и 4 — 407 ( $\beta = 0.86$ ).

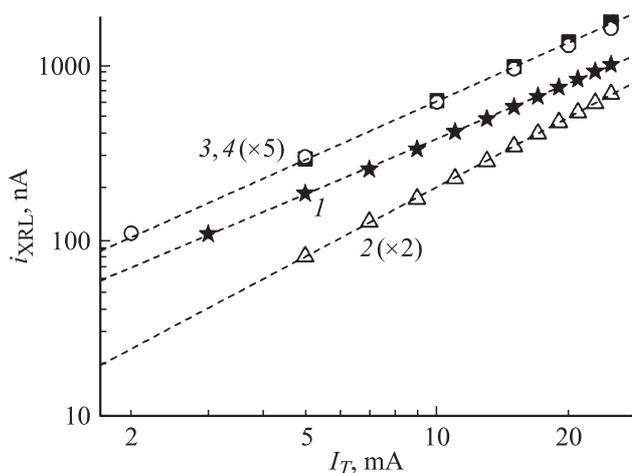


Рис. 6. Люкс-амперные характеристики рентгенолюминесценции образца монокристалла ZnSe на длине волны излучения 630 нм при температурах  $T$ , К: 1 — 9 ( $\beta = 1.05$ ), 2 — 85 ( $\beta = 1.32$ ), 3 — 295 ( $\beta = 1.11$ ) и 4 — 407 ( $\beta = 1.06$ ).

кой температуре ( $T = 400\text{--}410$  К), имеют сублинейный характер с  $\beta = 0.8\text{--}0.9$ . При комнатной температуре ЛАХ РП в некоторых образцах имеют аналогичный высокотемпературным характер, а в других — существенно сверхлинейный и даже достигают значения  $\beta = 1.4$ . ЛАХ РП при 85 К имеют сублинейный характер с  $\beta = 0.6\text{--}0.9$ , и только в одном образце является сверхлинейной с  $\beta = 1.43$ . Измеренная ЛАХ РП этого же образца при 9 К остается сублинейной с  $\beta = 0.69$ .

ЛАХ РЛ на длине волны излучения 630 нм почти линейные ( $\beta$  не сильно отличается от единицы), причем в зависимости от образца показатель  $\beta$  либо увеличивается, либо уменьшается с уменьшением температуры в интервале  $\beta = 0.95\text{--}1.10$ . ЛАХ РЛ на длине волны излучения 970 нм имеют аналогичный характер, только всегда наблюдается  $\beta > 1$ . Исключение составляет один образец, у которого зависимость  $\beta(T)$  имеет максимум (разный для двух полос свечения).

Сравнивая интенсивности ЛАХ РЛ для двух полос свечения различных образцов ZnSe при разных температурах, было обнаружено, что они не пересекаются между собой. Более интенсивная полоса остается более интенсивной при всех уровнях возбуждения и всех температурах. При этом интенсивности пиков ТСЛ при максимальной дозе облучения близки по величине при регистрации на разных полосах свечения. В общем случае не найдена корреляция для ЛАХ на двух полосах свечения (630 и 970 нм), но главное — большинство из них не сильно отличается от линейных зависимостей во всем температурном диапазоне 8–500 К.

## 4. Теоретический анализ кинетики рентгенопроводимости

Полученные экспериментальные зависимости ВАХ и ЛАХ, а также кривые фосфоресценции и РТ для рентгенолюминесценции и рентгенопроводимости кристаллов ZnSe не могут быть объяснены в рамках классических кинетических теорий фотолюминесценции [12–14] и фотопроводимости [15–18]. Классическая теория рассматривает простейшую модель полупроводника с одним типом ловушек и одним типом центров рекомбинации (свечения). В этом случае концентрации свободных носителей заряда ( $N^-$ ,  $N^+$ ) и перезаряженных центров свечения ( $n_j$ ) для стационарного состояния будут пропорциональны корню из интенсивности возбуждения:  $N^-$ ,  $n_j \sim \sqrt{I_{\text{ex}}}$ . В результате для ЛАХ люминесценции ( $I_{\text{lum}}$ ) имеем линейные зависимости ( $I_{\text{lum}} \sim N^- \cdot n_j \sim I_{\text{ex}}$ ). Соответственно стационарная концентрация свободных носителей не зависит от приложенного электрического поля и ВАХ должны иметь линейную зависимость (т.е. должен выполняться закон Ома). После прекращения рентгеновского возбуждения регистрировали затухание фосфоресценции и РТ. Поскольку интенсивность фосфоресценции, которая относится к рекомбинационному

свечению, также пропорциональна произведению концентрации свободных носителей на концентрацию перезаряженных центров рекомбинации ( $I_{ph} \sim N^-(t)n_j(t)$ ) в каждый момент времени, причем обе концентрации во время фосфоресценции уменьшаются, а релаксация тока пропорциональна только концентрации свободных носителей ( $i_{RC} \sim N^-(t)$ ), то фосфоресценция должна затухать быстрее, чем РТ. Экспериментально имеем  $\alpha_{ph} < \alpha_{RC}$ .

Поэтому был проведен детальный анализ модели кристаллофосфора с тремя типами ловушек: мелкая, фосфоресцентная и глубокая, и двумя центрами рекомбинации. Вероятность делокализации носителя заряда из ловушки  $w_i$  определяется [12–18]:

$$w_i = w_{0i} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $w_{0i}$  — частотный фактор (обусловлен природой ловушки);  $E_i$  — глубина уровня в запрещенной зоне;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура образца. Мелкой ловушкой будем считать такую ловушку при температуре  $T$ , для которой  $w_i > 1 \text{ с}^{-1}$ ; фосфоресцентной —  $w_i < 1 \text{ с}^{-1}$  (т.е. не сильно отличается от  $1 \text{ с}^{-1}$ ); глубокой —  $w_i \ll 1 \text{ с}^{-1}$ . Для учета пространственного распределения поглощения рентгеновского излучения в образце целесообразно разделить его на слои толщиной, чуть большей, чем диффузное расширение за максимальное время дрейфа. Система кинетических уравнений для такой модели полупроводника будет состоять из восьми дифференциальных уравнений:

- для свободных электронов;
- для свободных дырок;
- для локализованных электронов на мелких ловушках;
- для локализованных электронов на фосфоресцентной ловушке;
- для локализованных электронов на глубоких ловушках;
- для локализованных дырок на первом центре свечения;
- для локализованных дырок на втором центре свечения;
- балансное уравнение для носителей заряда разных знаков.

Приближенное решение в аналитическом виде можно найти для стационарного состояния и получить зависимости всех концентраций носителей от интенсивности возбуждения. В результате для концентраций свободных носителей получаем

$$N_{\infty}^- = \tau_0^- \left( N_G + w \frac{v_i v_j}{v_i + v_j} \right), \quad N_{\infty}^+ = \tau_0^+ N_G, \quad (2)$$

где  $N_G$  — концентрация генерируемых электронно-дырочных пар;  $\tau_0^-$ ,  $\tau_0^+$  — времена жизни свободных электронов и дырок в зонах;  $v_{(i-1)}$ ,  $v_i$ ,  $v_{(i+1)}$ ,  $v_j$  — концентрации мелких фосфоресцентных, глубоких ловушек,

центров свечения. Для концентраций локализованных носителей на мелких ловушках:

$$n_{(i-1)\infty} = N_{\infty}^- \frac{v_{(i-1)}}{N_C} \exp\left(\frac{E_{(i-1)}}{kT}\right), \quad N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3)$$

где  $N_C$  — эффективная плотность состояний в электронов в зоне проводимости. Для локализованных электронов на глубоких ловушках и дырок на центрах свечения

$$n_{(i+1)\infty} = \frac{v_{(i+1)}v_j}{(v_i + v_{(i+1)})g + v_j}, \quad n_{j\infty} = \frac{v_j(v_i + v_{(i+1)})}{(v_i + v_{(i+1)}) + v_j g}, \quad (4)$$

где безразмерный параметр  $g$  определяется отношением концентраций сгенерированных и делокализованных электронов к концентрации сгенерированных электронов:

$$n_{i\infty} = \frac{v_i v_j}{\left(\frac{v_i + v_{(i+1)}}{g}\right) \left(1 + \frac{w_i v_j}{N_G}\right) + v_j}. \quad (5)$$

Таким образом, для стационарного состояния концентрации носителей на мелких ловушках много меньше, чем концентрации на фосфоресцентных и глубоких ловушках, причем степень заполнения последних не зависит от интенсивности возбуждения. Степень заполнения фосфоресцентных ловушек слабо зависит от  $N_G(I_{ex})$ , а стационарная концентрация свободных носителей в зоне пропорциональна интенсивности возбуждения. Таким образом, расширение модели полупроводника изменяет зависимости концентраций свободных и локализованных носителей заряда, а также и концентрации перезаряженных центров свечения от интенсивности возбуждающего излучения, но при этом зависимости ЛАХ и ВАХ должны оставаться линейными.

Поскольку для этих моделей (классическая и рассмотренная) используется однородное возбуждение, а экспериментальные результаты были получены для рентгеновского облучения, то необходимо учитывать микро-неоднородное возбуждение полупроводника при поглощении одного рентгеновского кванта.

## 5. Анализ экспериментальных результатов

Экспериментальные вольт-амперные и люкс-амперные зависимости, как уже отмечалось, имеют нелинейный характер. Для оптического зона-зонного возбуждения (фото-возбуждения) люкс-амперные зависимости люминесценции, согласно классической кинетической теории фотолюминесценции, должны быть линейными  $J_{lum} \propto J_{ex}$  [12–14]. Люкс-амперные зависимости фото-проводимости, согласно классической кинетической теории фотопроводимости, должны быть пропорциональными интенсивности в степени 1/2, т.е.  $i \propto \sqrt{J_{ex}}$  [15–18]. Рентгеновское возбуждение отличается от оптического тем, что энергия X-квантов в тысячи раз превышает

ширину запрещенной зоны материала ( $E_g$ ) и при поглощении одного кванта ( $h\nu_X$ ) генерируются  $N_0 = h\nu_X/3E_g$  свободных электронно-дырочных пар. Сверхлинейность ЛАХ для тока РП противоречит классической кинетической теории фотопроводимости. Это означает, что доминирующими процессами проводимости при  $X$ -возбуждении являются не те же, что доминируют в фотопроводимости.

Нелинейность кривых ЛАХ можно было бы объяснить характеристиками рентгеновской трубки. Но известно, что интенсивность излучения рентгеновской трубки определяется как  $I_X = BI_A U_A^2$ , где  $B$  — постоянный коэффициент для каждого типа трубки;  $I_A$  — ток анода, т.е. линейно зависит от анодного тока. Кроме того, нелинейность кривых ЛАХ неодинакова для различных образцов, а значит она обусловлена физическими процессами в материале образца, а не экспериментальным оборудованием.

Измеренные ВАХ монокристаллов ZnSe при различных значениях тока рентгеновской трубки показали, что изменение интенсивности возбуждения также влияет на показатель степени  $\alpha$ . Для детального рассмотрения влияния увеличения  $I_T$  на форму кривых ВАХ были исследованы зависимости отношений токов РП  $i_1/i_2$  от напряжения при разных интенсивностях возбуждения  $I_{T1} > I_{T2}$  и при различных температурах. Было обнаружено, что соотношение токов РП хорошо укладывается на прямую, причем величина наклона этих прямых всегда увеличивается с увеличением отношения интенсивностей возбуждения. Но это увеличение является небольшим: при коэффициенте наклона  $\sim 10^{-4}$  изменения составляют несколько десятитысячных.

Изменение формы кривых ВАХ хорошо коррелируется с ЛАХ. В образцах со сверхлинейными ЛАХ показатель степени  $\alpha$  увеличивается с увеличением интенсивности, а в образцах с сублинейными ЛАХ имеем уменьшение  $\alpha$  с увеличением интенсивности возбуждения ( $I_T$ ).

## 6. Заключение

Общий характер вольт-амперных зависимостей рентгенопроводимости монокристаллов ZnSe является сверхлинейным, причем степень сверхлинейности увеличивается с уменьшением температуры. Подавляющее большинство люкс-амперных характеристик также является нелинейными. Изменение температуры, т.е. изменение соотношения между количествами мелких и глубоких ловушек, по-разному меняет характер ЛАХ и ВАХ. Вполне очевидно, что нелинейности ЛАХ и ВАХ имеют разную физическую природу и обусловлены различными физическими процессами.

Результаты комплексного исследования рентгенолюминесценции и рентгенопроводимости нескольких монокристаллических образцов селенида цинка показали, что глубокие ловушки влияют на кинетику РП и кинетику

РП, в первую очередь изменяя концентрации локализованных носителей.

Теоретическое рассмотрение кинетики РП для упрощенной модели полупроводника показало, что даже при наличии мелких и глубоких ловушек для свободных носителей, интегральные характеристики РП (ВАХ, ЛАХ) должны быть линейными. Поэтому можно предположить, что сверхлинейность экспериментально полученных ВАХ обусловлена сильным влиянием микронеоднородности генерации свободных носителей заряда при поглощении рентгеновских квантов, т.е. обусловлена самим характером возбуждения.

## Список литературы

- [1] Д.Д. Недеогло, А.В. Симашкевич. *Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка* (Кишинев, Штиинца, 1984).
- [2] А.Н. Георгобини, М.К. Шейнкман. *Физика соединений  $A^{II}B^{VI}$*  (М., Наука, 1986).
- [3] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк. *Оптические свойства полупроводников* (Справочник) (Киев, Наук. думка, 1987).
- [4] Н.К. Морозова, В.А. Кузнецов, В.Д. Рыжиков. *Селенид цинка. Получение и оптические свойства* (М., Наука, 1992).
- [5] Л.В. Атрошенко, С.Ф. Бурачас, Л.П. Гальчинецкий, Б.В. Гринев, В.Д. Рыжиков, Н.Г. Старжинский. *Кристаллы сцинтилляторов и детекторы ионизирующих излучений на их основе* (Киев. наук. думка, 1998).
- [6] А.О. Sofiienko, V.Y. Degoda. *Rad. Measurements*, **47**, 27 (2012).
- [7] M.S. Brodyn, V.Ya. Degoda, A.O. Sofiienko, B.V. Kozhushko, V.T. Vesna. *Rad. Measurements*, **65**, 36 (2014).
- [8] В.Д. Рыжиков. *Сцинтилляционные кристаллы полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$*  (М.; НИИТЭХИМ, 1989).
- [9] Н.К. Морозова, И.А. Каретников, В.В. Блинов, Е.М. Гавришук. *ФТП*, **35**, 534 (2001).
- [10] А.П. Оконечников. Автореф. докт. дис. (Екатеринбург, 1996).
- [11] В.Я. Дегода *Основы кинетики фотоэлектрических явлений у кристаллофосфорах* (Киев, ВПЦ „Київський університет“, 2009).
- [12] Э.И. Адирович. *Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов* (М., ГИТТЛ, 1956)
- [13] М.В. Фок. *Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров* (М., Наука, 1964).
- [14] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [15] В.В. Антонов-Романовский. *Кинетика люминесценции кристаллофосфоров* (М., Наука, 1966).
- [16] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Мир, 1962).
- [17] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., ГИФМЛ, 1963).
- [18] S. Datta. *Quantum Transport: Atom to Transistor* (N.Y., Cambridge University Press, 2005).

Редактор А.Н. Смирнов

## X-ray conductivity of ZnSe monocrystals

V.Ya. Degoda, G.P. Podust

Taras Shevchenko Kyiv National University,  
Physics Department,  
03680 Kyiv, Ukraine

**Abstract** The experimental current-voltage and luminous-current characteristics of X-ray conductivity (XRC) and X-ray luminescence (XRL) of ZnSe single crystals are nonlinear. The theoretical analysis of the XRC kinetics showed that XRC integral characteristics (luminous-current and current-voltage dependences) of semiconductor must be linear even in the presence of shallow and deep traps for free carriers in a sample. It can be assumed that the experimentally obtained nonlinear current-voltage and luminous-ampere characteristics are determined by the character of X-ray irradiation when the free carriers generate by hundreds or thousands in small region  $< 1 \mu\text{m}$ .