

Особенности люминесценции и электропроводимости селенида цинка при фото- и рентгеновском возбуждении

© В.Я. Дегода[¶], А.А. Софиенко

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

(Получена 8 сентября 2009 г. Принята к печати 15 сентября 2009 г.)

Проведено сравнение комплексных экспериментальных результатов исследования рентгенолюминесценции и рентгенопроводимости ZnSe с данными по фотолюминесценции и фотопроводимости. Экспериментально установлено различие вольт-амперных характеристик, кинетики фосфоресценции и релаксации тока в зависимости от типа возбуждения. Показано, что внешнее электрическое поле влияет на интенсивность и форму полос в спектрах люминесценции. Установлено, что характер возбуждения является определяющим для кинетики рекомбинации, захвата носителей заряда и проводимости в широкозонных полупроводниках.

1. Введение

Селенид цинка принадлежит к числу наиболее перспективных широкозонных материалов типа $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ и находит широкое применение в создании приборов коротковолновой полупроводниковой электроники, систем отображения информации [1–4], является перспективным материалом для светодиодной электроники [5,6]. Другие направления использования монокристаллического ZnSe связаны с его применением в качестве детектора ионизирующего излучения, что стало возможным после развития технологий выращивания достаточно качественных кристаллов с малыми концентрациями неконтролируемых примесей и большим удельным сопротивлением материала, на уровне 10^{10} – 10^{11} Ом·см [7,8]. Большой средний атомный номер ($Z = 32$) и большая ширина запрещенной зоны (2.7 эВ при 300 К [9]) делают ZnSe перспективным материалом для создания рентгеновских детекторов, которые не нуждаются в охлаждении. Экспериментально установлено, что при регистрации ионизирующего излучения, в частности рентгеновского [10], кинетика проводимости и люминесценции ZnSe существенно отличается от случая фотовозбуждения и не находит объяснений в рамках классической теории фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) полупроводников [11,12]. Кроме того, даже в нелегированных кристаллах отмечается влияние внешнего электрического поля на фото- и рентгенолюминесценцию (РЛ). Поэтому целью данной работы было проведение комплексных экспериментальных исследований люминесценции, проводимости, фосфоресценции и релаксации тока в ZnSe при рентгеновском возбуждении и фотовозбуждении, выяснение основных причин различия кинетики люминесценции и проводимости в зависимости от типа возбуждения.

2. Эксперимент

Исследовали люминесценцию и проводимость монокристаллов ZnSe при возбуждении оптическими и

рентгеновскими квантами. Для получения кристаллов с минимальной концентрацией примесей и максимальным удельным сопротивлением были выращены специально не легированные кристаллы ZnSe после очистки шихты. Для исследования проводимости на монокристаллы резистивным методом напыляли электрические индиевые контакты, к которым подпаивали проводники. Расстояние между электродами составляло 5 мм. На электроды подавалось напряжение до 1000 В, один из них через наноамперметр был заземлен; входной импеданс наноамперметра намного меньше (на несколько порядков) электрического сопротивления образца ZnSe. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне температур от 85 до 450 К. Рентгеновское возбуждение осуществляли интегральным излучением рентгеновской трубки БХВ7 (Re, 20 кВ, 5–25 мА) через бериллиевое окно криостата. Расстояние от анода рентгеновской трубки до образца составляло 120 мм. Для фотовозбуждения использовали 7 ультрафиолетовых светодиодов UF-301 (длина волны излучения 395 нм, ток 5–30 мА), которые одновременно облучали образец через кварцевое окно криостата. Интенсивность излучения и рентгеновской трубки, и светодиодов пропорциональна величине тока питания, а форма спектра излучения при этом остается неизменной. Люминесцентное излучение пропускали через монохроматор МДР-2 и регистрировали фотоэлектронными умножителями ФЭУ-106 и ФЭУ-83 (в режиме охлаждения). Спектры корректировались с учетом спектральной чувствительности регистрирующей системы. Исследования спектров свечения и проводимости проводились одновременно. Также одновременно регистрировались фосфоресценция и релаксация тока при прекращении возбуждения.

Измерения спектров возбуждения люминесценции и спектральной зависимости фотопроводимости осуществлялись с помощью лампы накаливания с непрерывным спектром КГМ-150 (24 В, 6 А) и монохроматора МДР-2 с кварцевыми конденсорами. Монохроматическое излучение направлялось на межконтактную зону образца. Люминесцентное излучение регистрировалось через кварцевое окно-линзу в перпендикулярном направлении относительно монохроматического возбуждающе-

[¶] E-mail: degoda@univ.kiev.ua

го излучения. В спектры вносилась поправка на интенсивность падающего на образец монохроматического излучения.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Спектры свечения селенида цинка

В спектрах РЛ и ФЛ монокристаллов ZnSe наблюдаются широкие рекомбинационные полосы с максимумами при 626 и 963 нм. При низких температурах практически не наблюдается краевое свечение, а также свечение донорно-акцепторных пар в коротковолновой области спектра с энергиями фотонов, близкими к ширине запрещенной зоны. Последнее является характерным для поликристаллических образцов или легированных монокристаллов [9]. Отсутствие вклада донорно-акцепторных пар в спектры свечения исследуемых образцов указывает на низкую концентрацию неконтролируемых примесей, а очень слабое краевое свечение при температуре $T = 85$ К объясняется сильным температурным тушением этой люминесценции. Доминирующей в спектре является полоса самоактивационной люминесценции с максимумом на длине волны $\lambda = 626$ нм (1.98 эВ), которая приписывается авторами [9] комплексному центру, состоящему из вакансии цинка и примесного мелкого донора: $V_{Zn} + D$. Известно, что спектры люминесценции ZnSe также характеризуются наличием инфракрасной полосы свечения с максимумом при $\lambda = 963$ нм (1.29 эВ) [9,13], которая обусловлена вакансиями селена V_{Se} . На рис. 1 представлены нормированные спектры люминесценции монокристаллического ZnSe. Важной особенностью спектров РЛ и ФЛ является их разное температурное поведение. Если при комнатной температуре подобрать интенсивность возбуждения ФЛ таким образом, чтобы интенсивность ФЛ и РЛ были одного уровня, то при низких температурах ($T = 85$ К) их интенсивности будут различаться почти

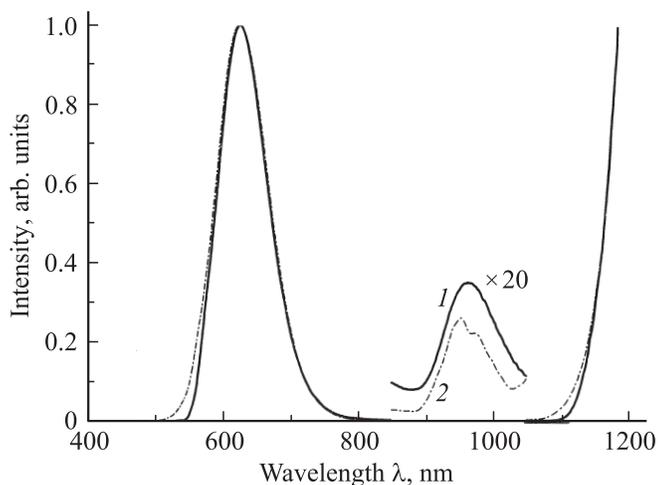


Рис. 1. Нормированные спектры люминесценции ZnSe при фото- (1) и рентгеновском (2) возбуждении. $T = 85$ К.

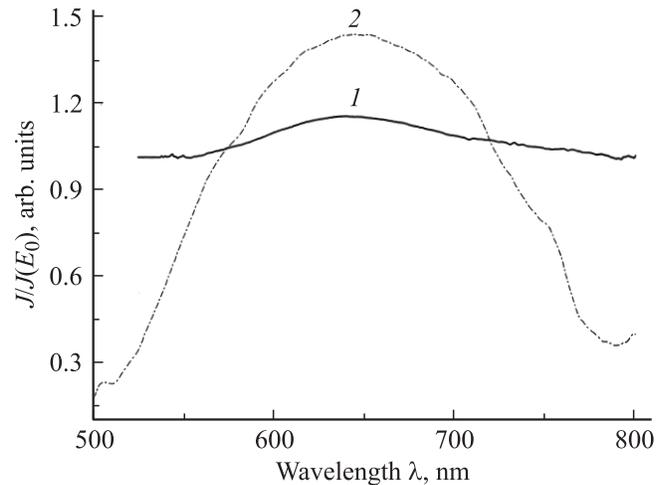


Рис. 2. Отношения интенсивностей ФЛ (1) и РЛ (2) для полосы свечения 626 нм (1.98 эВ) в случае без поля, J , к интенсивности свечения с полем, $J(E_0)$. $E_0 = 600$ В/см.

в 10 раз в пользу ФЛ. Это свидетельствует о том, что температурное тушение люминесценции определяется не только внутрицентровым квантовым выходом центров свечения, а еще и вероятностью локализации свободных носителей разного знака на точечном дефекте, который является центром свечения. Если сравнить интегральную интенсивность РЛ монокристаллов ZnSe и классического люминофора ZnS—Cu, которая почти на порядок больше, становится очевидным, что при практически одинаковой генерации свободных носителей в ZnSe, кроме излучательной рекомбинации, происходит еще и заметная безызлучательная рекомбинация свободных носителей заряда.

После приложения разности потенциалов к электродам кристалла происходит изменение формы полос в спектрах свечения ZnSe, а интенсивность интегральной люминесценции при этом падает. Такая тенденция четко прослеживается в образцах ZnSe при фото- и рентгеновском возбуждении именно при комнатной температуре, а при охлаждении до 85 К эффект влияния поля значительно уменьшается. В случае РЛ увеличение поля приводит и к уширению основной рекомбинационной полосы с максимумом при 626 нм. В случае ФЛ уширение полосы свечения не такое заметное и отчетливо наблюдается лишь изменение ее интенсивности.

Отношение интенсивности люминесценции в спектре для доминирующей полосы 626 нм без поля к интенсивности свечения с полем позволяет проанализировать изменения в спектрах. На рис. 2 представлены такие спектральные зависимости отношения интенсивностей для ФЛ и РЛ.

3.2. Фото- и рентгенопроводимость ZnSe

Проводимость ZnSe изучается достаточно давно [9,12], причем как для нелегированных, так и для легированных образцов. Селенид цинка легко легируется

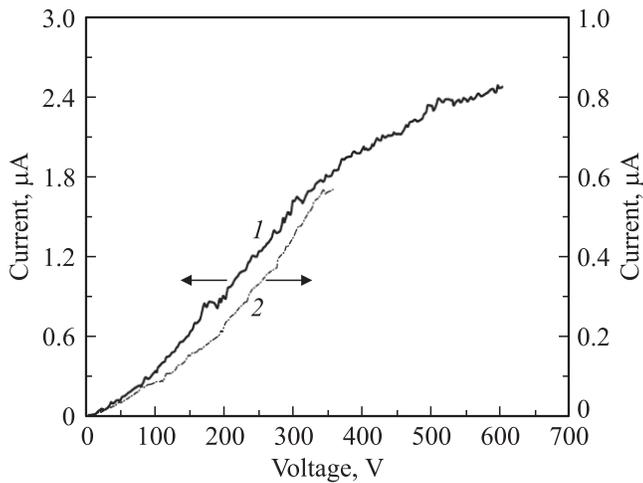


Рис. 3. ВАХ в режиме рентгенопроводимости ZnSe при 295 (1) и 85 К (2).

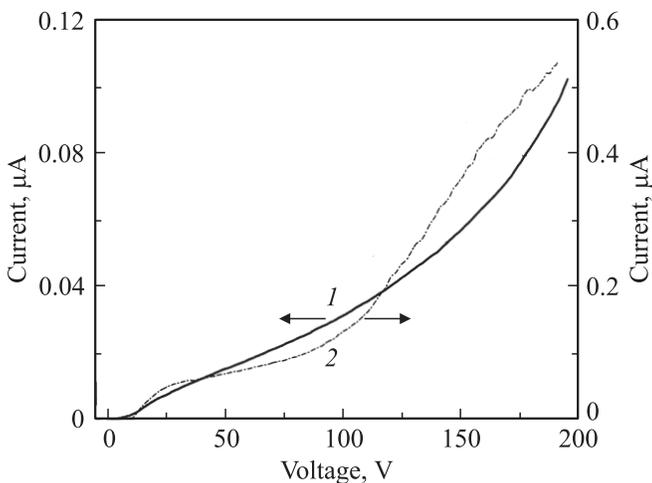


Рис. 4. ВАХ в режиме фотопроводимости ZnSe при 295 (1) и 85 К (2).

мелкими донорами (Al, Ga, In), которые обеспечивают проводимость n -типа даже при гелиевых температурах. Нелегированные кристаллы ZnSe высокого оптического качества имеют низкую темновую проводимость (ток менее 50 пА при 300 К), которая обусловлена термоактивационной делокализацией носителей с глубокого уровня (0.31 эВ). При этом изменение геометрии контактов (менялись их площадь и расстояние между ними) влияет лишь на амплитуду тока проводимости, а наклон кривой темновой проводимости в координатах $\ln(I)$ от $10^3/T$, определяемый энергией активации, остается постоянным.

При фото- и рентгеновском возбуждении заметно различается величина проводимости (в несколько раз) при близких интенсивностях ФЛ и РЛ. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) представлены на рис. 3 при рентгеновском возбуждении и разных температурах образца. Для монокристаллов при температуре $T = 295$ К подвижность свободных носителей заряда значительно

уменьшается по сравнению с $T = 85$ К [11], что обусловлено доминирующим рассеянием на акустических фононах кристаллической решетки. При напряженности электрического поля в образце до 1000 В/см в ZnSe наблюдается монотонный рост величины тока с полем. Для случая рентгенопроводимости ВАХ имеет нелинейную форму, ВАХ для фотопроводимости имеет сверхлинейный характер (рис. 4). При изменении температуры образца от 295 до 85 К величина рентгенопроводимости падает, а величина фотопроводимости увеличивается. В то же время интенсивность ФЛ и РЛ всегда возрастает при уменьшении температуры; следовательно, величина рентгенопроводимости определяется не только подвижностью носителей, которые образуются при поглощении рентгеновского кванта, но и температурной зависимостью скорости их рекомбинации.

4. Скачки интенсивности люминесценции и проводимости в момент прекращения возбуждения

При возбуждении кристаллофосфоров интенсивность ФЛ определяется концентрацией перезаряженных центров свечения и концентрацией свободных носителей заряда, которые рекомбинируют на этих центрах [11]. Поскольку большую часть времени носители находятся в локализованном состоянии, то через некоторый промежуток времени после начала облучения устанавливается баланс между процессами генерации, рекомбинации носителей, захвата и делокализации из ловушек. Кинетические уравнения позволяют установить равновесную концентрацию свободных носителей заряда в зоне проводимости для простой модели кристаллофосфора [11]:

$$N = \frac{k_0 I_0 + \sum_i w_i n_i}{\sum_k \sigma_{0k} n_k^+ + \sum_i \sigma_i v_i},$$

где $k_0 I_0$ — интенсивность генерации свободных носителей заряда в кристалле, $w_i n_i$ — интенсивность делокализации из ловушек (произведение вероятности делокализации в единицу времени на концентрацию заполненных ловушек), σ_{0k} — сечение рекомбинации на центре свечения k -типа, концентрация которых n_k^+ , σ_i — сечение локализации на ловушках с концентрацией v_i . В момент прекращения возбуждения концентрации перезаряженных центров свечения и ловушек остаются на уровне своих равновесных значений, а концентрация свободных носителей, которые принимают непосредственное участие в рекомбинации, резко уменьшается. Это приводит к значительной величине скачка интенсивности свечения (в 10–1000 раз). Если исходить из кинетических уравнений ФЛ, величины скачков для проводимости и люминесценции должны быть одинаковыми, поскольку определяются изменением концентрации свободных носителей заряда. Таким образом, измерение скачков проводимости и люминесценции

позволяет провести сравнение вкладов генерированных носителей и делокализованных из ловушек в концентрацию свободных носителей.

В случае фотовозбуждения наблюдается четкая корреляция между величинами скачка в люминесценции и проводимости, а величины их находятся в пределах одного порядка ($\sim 2 \cdot 10^3$ раз). Такой результат не противоречит вышеизложенным выводам классической кинетической теории ФЛ. Однако при рентгеновском возбуждении величина скачка в люминесценции меньше приблизительно вдвое по сравнению с фотовозбуждением и составляет 10^3 раз, а в проводимости наблюдается скачок, который на несколько порядков меньше, чем при фотовозбуждении, и по величине составляет 1.5 раза. Такой результат невозможно объяснить исходя лишь из положений классической кинетической теории, поскольку это указывает на подавляющий вклад в проводимость при рентгеновском возбуждении именно тех носителей заряда, которые делокализируются из глубоких ловушек за пределами локальных областей возбуждения. Основная часть генерированных носителей при рентгеновском возбуждении должна достаточно быстро прорекомбинировать в области генерации, не успевая дать свой вклад в общую рентгенопроводимость кристалла. С другой стороны, поскольку мы предполагаем, что основная часть генерированных носителей рекомбинирует без локализации на глубоких ловушках (что подтверждает наличие слабой термостимулированной люминесценции), то после прекращения возбуждения прыжок в люминесценции должен быть достаточно значительным и превышать величину скачка после фотовозбуждения образца, но экспериментально это не выполняется.

Полученные результаты указывают на значительное различие в кинетике захвата на ловушки при разных видах возбуждения образца, что может быть следствием высокой пространственной концентрации электронных возбуждений в кристалле при поглощении рентгеновского кванта.

5. Фосфоресценция и релаксация тока проводимости ZnSe

Кинетика затухания фосфоресценции и релаксации тока после фото- и рентгеновского возбуждения монокристаллического ZnSe при температуре 85 К описывается гиперболической зависимостью. Характерные кривые затухания фосфоресценции представлены на рис. 5 при регистрации на длине волны 626 нм. Такой выбор температуры для исследований выбран из-за отсутствия накопления светосуммы при комнатной температуре. Также следует отметить, что интенсивность пиков термостимулированной люминесценции (ТСЛ) на несколько порядков слабее интенсивности стационарной люминесценции, как и интенсивность пиков термостимулированной проводимости (ТСП) по сравнению со стационарной проводимостью. В ТСЛ и ТСП наблюдаются характерные для ZnSe пики в области 100–250 К.

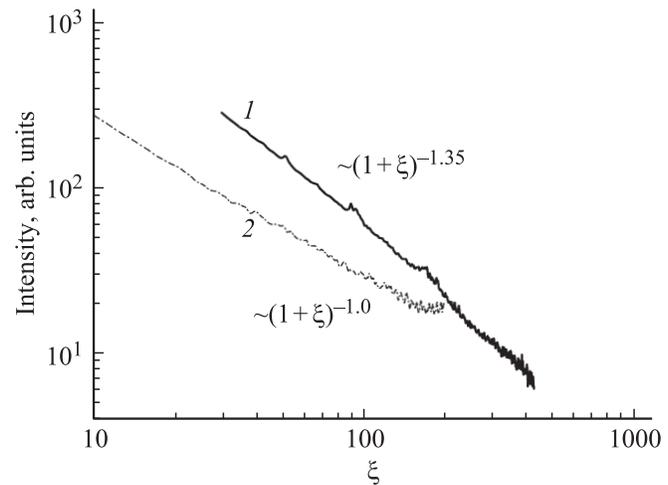


Рис. 5. Кривые затухания фосфоресценции на длине волны 626 нм после фото- (1) и рентгеновского (2) возбуждения. $T = 85$ К.

Поскольку интенсивность фосфоресценции пропорциональна $(1 + wt)^{-\alpha}$, где t — время, w — вероятность тепловой делокализации носителей из ловушек, то все кривые фосфоресценции и релаксации тока представлены в шкале безразмерного времени $\xi = wt$. Это позволяет, во-первых, линеаризовать полученные кривые в двойном логарифмическом масштабе и определить w , а во-вторых, упрощает их аппроксимацию, поскольку основным неизвестным параметром остается лишь показатель гиперболы. Линеаризация кривых фосфоресценции в двойном логарифмическом масштабе при рентгеновском возбуждении наблюдается при таких же значениях w , что и в случае фотовозбуждения; следовательно, накопление носителей заряда происходит на тех же центрах. После рентгеновского возбуждения, в отличие от фотовозбуждения, наблюдается достаточно медленный спад интенсивности свечения, и экспериментально полученные кривые затухания фосфоресценции при рентгеновском возбуждении не могут быть объяснены в рамках классических подходов кинетики фотолюминесценции. Для объяснения такого медленного затухания фосфоресценции в работе [14] рассматривается вклад в общую интенсивность фосфоресценции образца отдельных локальных областей возбуждения, которые возникают при поглощении рентгеновских квантов. Эти локальные области характеризуются повышенной концентрацией заполненных ловушек и ионизованных центров свечения и создаются в кристалле на протяжении всего времени облучения. Для детального расчета кривых фосфоресценции необходимо знать кинетику процессов рекомбинации и захвата носителей заряда в локальной области вокруг места поглощения рентгеновского кванта, что является достаточно непростой задачей. Очевидно, что такая пространственная макро- и микронеоднородность заполнения ловушек предопределяет изменения и в кинетике релаксации тока при рентгеновском возбуждении. В частности, это приводит к более медленному

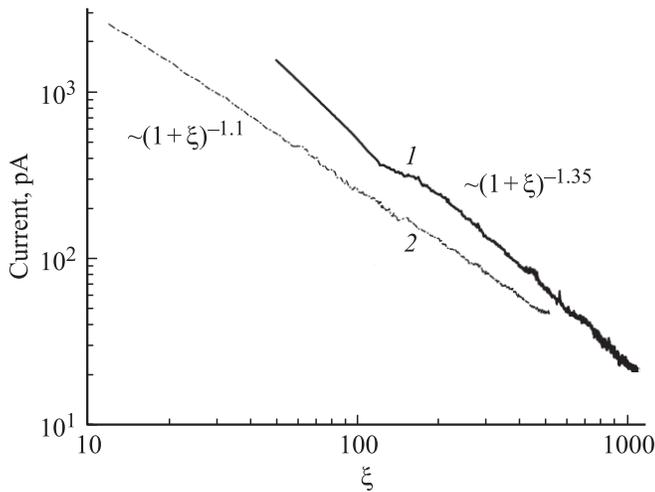


Рис. 6. Кривые релаксации тока проводимости после фото- (1) и рентгеновского (2) возбуждения. $T = 85$ К.

затуханию тока проводимости со временем. На рис. 6 представлены кривые релаксации тока после фото- и рентгеновского возбуждения. Следует отметить, что при рентгеновском возбуждении ZnSe, в отличие от фотовозбуждения, релаксация тока происходит быстрее, чем затухание фосфоресценции ($\alpha = 1.1$ и 1.0 соответственно). Этот экспериментальный факт принципиально невозможно объяснить в рамках классической кинетической теории [11] фотолюминесценции.

Поскольку кривые фосфоресценции и релаксации тока регистрировались одновременно, в образце создавалось дополнительное электрическое поле. Для исследования влияния этого электрического поля на кинетику фосфоресценции и релаксации тока были проведены измерения затухания после одинаковых интервалов возбуждения при разных значениях электрического напряжения на электродах образца. Для релаксации тока наблюдается четкая зависимость между показателем гиперболы затухания величины тока и разностью потенциалов на электродах. Относительное изменение показателя гиперболы составляет $+0.36\%/V$. На затухание фосфоресценции величина электрического поля влияет менее заметно, но наблюдается незначительная тенденция уменьшения показателя гиперболы: $-0.11\%/V$. Такие противоположные изменения фосфоресценции и релаксации тока требуют проведения дополнительных исследований и соответствующего анализа.

6. Спектры поглощения, возбуждения люминесценции и фотопроводимости ZnSe

Для выяснения причин сравнительно невысокого квантового выхода рекомбинационной люминесценции в ZnSe по сравнению с ZnS—Cu были проведены измерения спектров возбуждения фотолюминесценции,

фотопроводимости и пропускания в диапазоне длин волн $\lambda = 350\text{--}550$ нм (рис. 7). Спектры фотопроводимости измерялись одновременно со спектрами возбуждения люминесценции. При комнатной температуре положения максимумов в спектрах возбуждения фотолюминесценции и фотопроводимости совпадают и находятся вблизи края поглощения (461 нм), причем их ширины на половине высоты практически одинаковы (~ 12 нм). При охлаждении до $T = 85$ К максимум в спектре фотопроводимости смещается вместе с шириной запрещенной зоны E_g в коротковолновую область (спектральная ширина кривой фотопроводимости практически не изменяется), а в спектре возбуждения ФЛ появляются дополнительные широкие полосы. Спектр возбуждения люминесценции можно разложить на три полосы, одна из которых (коротковолновая) совпадает с полосой фотопроводимости, а две другие, по-видимому, являются полосами возбуждения внутрицентральной люминесценции. Можно сделать предположение, что это примесное и экситонное возбуждения, которые четко не наблюдаются при комнатной температуре.

Измерения спектральной зависимости пропускания ZnSe показали, что электрическое поле до 500 В/см не влияет на пропускание, при этом энергии основных пиков в спектрах возбуждения люминесценции и ФЛ при комнатной температуре превышают E_g . При понижении температуры вместе с E_g смещается и пик ФЛ на такую же величину.

При комнатной и азотной температурах заметно резкое уменьшение интенсивности фотолюминесценции и фотопроводимости при энергии возбуждающих квантов $E_g + 0.050$ эВ. Можно предположить, что такое поведение обусловлено двумя причинами. Первая связана с наличием в кристалле неконтролируемых центров безызлучательной рекомбинации, для локализации на которых свободным носителям нужно преодолеть потенциальный барьер. Вторая причина может заключаться в наличии в монокристаллах ZnSe поверхностных центров

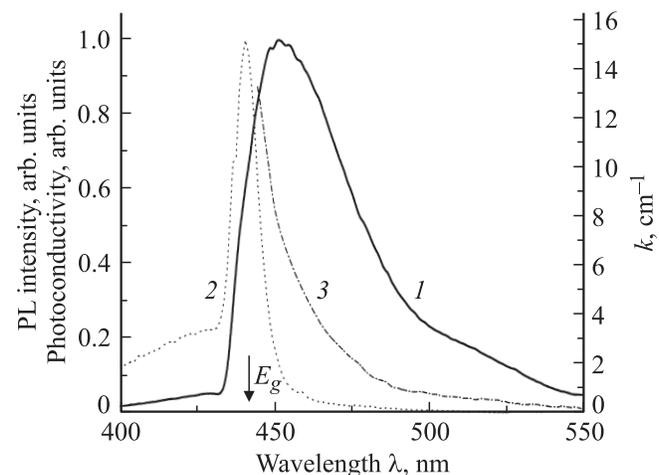


Рис. 7. Спектры возбуждения фотолюминесценции (PL) (1), фотопроводимости (2) и коэффициента поглощения k (3) ZnSe при 85 К.

безызлучательной рекомбинации. При увеличении коэффициента поглощения k поглощение будет происходить все ближе и ближе к поверхности, где концентрация центров безызлучательной рекомбинации будет очень большой. В пользу первой причины свидетельствует интенсивность РЛ, поскольку генерируемые свободные носители являются „горячими“ и легко могут рекомбинировать на центрах безызлучательной рекомбинации с барьером, обуславливая низкий квантовый выход рентгенолюминесценции по сравнению с классическим люминофором ZnS—Cu.

7. Заключение

По результатам комплексных экспериментальных исследований люминесценции и проводимости селенида цинка можно сделать следующие выводы. При генерации одинакового количества свободных электронно-дырочных пар в монокристаллах ZnSe в результате поглощения возбуждающих фото- и рентгеновских квантов наблюдается не одинаковые величины интенсивности люминесценции и проводимости. Имеется существенное различие как для ВАХ в режимах фотопроводимости и рентгенопроводимости, так и для их температурных зависимостей.

Независимо от типа возбуждающего излучения при увеличении электрического поля до 1000 В/см интенсивность люминесценции уменьшается. При рентгеновском возбуждении ZnSe наблюдается заметное уширение полосы свечения на длине волны 626 нм. Полученный эффект свидетельствует о заметном влиянии поля на процессы рекомбинации при рентгеновском возбуждении за счет значительной пространственной микронеоднородности свободных носителей заряда при их генерации.

Показатели гипербола затухания фосфоресценции и релаксации тока проводимости после фото- и рентгеновского возбуждения значительно различаются, что не находит объяснения в рамках классической теории люминесценции кристаллофосфоров и свидетельствует о значительном влиянии микронеоднородности возбуждения кристалла рентгеновскими квантами на кинетику захвата носителей на ловушки.

Наблюдается заметное уменьшение интенсивности фотолюминесценции и фотопроводимости при энергии возбуждающих квантов $E_g + 0.05$ эВ, что может быть обусловлено наличием большой концентрации центров безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, комплексные исследования люминесценции и проводимости ZnSe при фото- и рентгеновском возбуждении показали, что не все результаты могут быть объяснены в рамках классической кинетической теории фотолюминесценции и фотопроводимости даже на качественном уровне. Для количественных сравнений необходимым является создание кинетической теории рентгенолюминесценции и рентгенопроводимости, которая учитывает существенно неоднородную пространственную генерацию электронных возбуждений в твердом теле.

Список литературы

- [1] А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкман. *Физика соединений $A^{II}B^{VI}$* (М., Наука, 1986).
- [2] A.L. Gurskii, E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, V.I. Kozlovsky, A.B. Krysa, J. Sollner, H. Hamadeh, M. Heuken. *Cryst. Res. Technol.*, **31**, 705 (1996).
- [3] L.A. Kolodziejcki, R.G. Gunshor, N. Otsuka, P.B. Gu, Y. Hefetz, A.V. Nurmikko. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 1482 (1986).
- [4] J. Misiewicz, C. Huber, D. Heiman. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 372 (1993).
- [5] А. Берг, П.Дин. *Светодиоды* (М., Мир, 1979).
- [6] Г.А. Ильчук, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Р.Н. Бекимбетов, В.И. Иванов-Омский, Н.А. Украинец. *ФТП*, **34** (7), 809 (2000).
- [7] Л.В. Атрощенко, 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).
- [8] Ф.П. Кесаманлы, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **30**, 1921 (1996).
- [9] Д.Д. Недеогло, А.В. Симашкевич. *Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка* (Кишинёв, Штиинца, 1984).
- [10] В.Я. Дегода, А.О. Софиенко. *Вестн. КНУ им. Т. Шевченко, сер. физика*, № 8—9, 52 (2008).
- [11] М.В. Фок. *Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров* (М., 1964).
- [12] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные поля в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [13] Н.К. Морозова, И.А. Каретников, В.В. Блинов, Е.М. Гавришук. *ФТП*, **35** (5), 534 (2001).
- [14] V. Degoda. *Ukrainian J. Phys.*, **46** (1), 105 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Features of luminescence and conductivity of ZnSe at X-ray and photo excitation

V.Ya. Degoda, A.O. Sofienko

Kiev National Taras Shevchenko University,
Department of Physics,
03127 Kiev, Ukraine

Abstract A comparison was carried out of complex experimental results on X-ray luminescence and X-ray conductivity for ZnSe with photoluminescence and photoconductivity data. It was determined experimentally, that the current—voltage characteristics, the kinetics of phosphorescence and the current relaxation differed in dependence on the type of excitation. It was found that the external electric field influenced on intensity and shape of the bands in the luminescence spectra. It was established that the nature of the excitation is decisive for the kinetics of recombination, trapping and conductivity in wide-gap semiconductors.