

Рекомбинационное создание катионных экситонов и тушение кросслоуминесценции в кристаллах CsCl при больших плотностях возбуждения

© Ч.Б. Луцник, Ф.А. Савихин, В.Н. Махов*, О.В. Рябухин**, В.Ю. Иванов**, А.В. Кружалов**, Ф.Г. Нешов**

Институт физики Тартуского университета,
EE2400 Тарту, Эстония

* Физический институт им. П.Н. Лебедева,
117924 Москва, Россия

** Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: rov@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 15 ноября 1999 г.)

При больших плотностях возбуждения кристаллов CsCl обнаружен эффект рекомбинационного создания катионных экситонов, которые эффективно передают энергию анионной подрешетке, что приводит к возбуждению свечения анионных экситонов и примесных центров. Одновременно создание катионных экситонов конкурирует с процессами рекомбинации электронов с катионными дырками и тушит кросслоуминесценцию. Соотношение интенсивностей кросслоуминесценции и экситонно-примесной люминесценции различно при облучении кристалла γ -лучами и тяжелыми частицами.

Настоящее исследование поддержано в рамках грантов № 3867 и 3868 научного фонда Эстонии при финансовой поддержке Миннауки РФ уникальной экспериментальной установки "120-см циклотрон" Уральского государственного технического университета, регистрационный № 06-02.

Для широкощелевых галогенидов металлов известны три разновидности собственных свечений в регулярных областях кристалла: свечение автолокализованных экситонов (АЛЭ), внутризонная люминесценция (ВЗЛ) и кросслоуминесценция (КЛ). Наибольший квантовый выход (η) при низких температурах (4–80 К) получен для свечения АЛЭ, которые образуются как при прямом оптическом создании экситонов, так и при рекомбинации электронов с автолокализованными дырками [1,2]. Излучательные переходы электронов между уровнями зоны проводимости или уровнями валентной зоны в облучаемых кристаллах (электронная ВЗЛ и дырочная ВЗЛ) [3,4] имеют длительность порядка пикосекунды и наблюдаются в широком диапазоне температур, но их интегральная эффективность мала (около 10^{-4} фотона на одну электронно-дырочную пару).

В последние годы детально изучают также излучательные переходы между электронами анионной валентной зоны и дырками, создаваемыми коротковолновой радиацией в остоной катионной зоне. Эта так называемая кросслоуминесценция или остоно-валентная люминесценция в далекой вакуумной области спектра была описана для LiF в пионерской работе [5]. В удобной для практических применений спектральной области 2–8 eV кросслоуминесценция была опознана по характерным спектрам возбуждения КЛ синхротронной радиацией для кристаллов BaF₂ [6] и CsBr [7], а в дальнейшем во многих простых и сложных галогенидах металлов [8–15]. В [13] было обнаружено, что эффективность КЛ в BaF₂ при облучении α -частицами значительно меньше, чем при возбуждении электронами или фотонами. Используя эту особенность КЛ и регистрируя для LiBaF₃ одновременно

кросслоуминесценцию и свечение АЛЭ, которые к тому же имеют различные длительности, была разработана методика селективного измерения γ -лучей и тяжелых частиц в смешанных гамма-нейтронных потоках [14,15]. Механизм практически важного явления-понижения эффективности КЛ при облучении тяжелыми частицами установлен не был.

Цель настоящей работы — выяснение механизма резкого снижения эффективности кросслоуминесценции при облучении кристаллов протонами, α -частицами и ионами по сравнению с возбуждением ВУФ-радиацией, X- и γ -лучами. В этой работе будет рассмотрена проблема селективной эффективности кросслоуминесценции кристаллов при разных видах облучения на примере кристаллов CsCl, которые были детально изучены ранее [16–27].

1. Объекты исследования. Методика измерения

Монокристаллы CsCl были выращены в Институте физики Эстонской академии наук (Тарту) модифицированным методом Стокбаргера (см. подробнее [19]), после вырезания из готового кристалла пластинок размером $15 \times 15 \times 2.5$ mm они отжигались при 690 К для ликвидации наведенных обработкой дислокаций и точечных дефектов. Измерения спектров свечения в области 2–6 eV при возбуждении X-лучами при 5 К показали, что, кроме описанных в [22,24] трех собственных свечений (см. далее), кристаллы CsCl содержали все же и примесные свечения 3.15 и 3.7 eV, за которые ответственны в основном ионы Rb⁺ и ионы Br⁻.

Три основные экспериментальные установки были использованы для возбуждения и изучения люминесценции кристаллов. Ускоритель электронов ГИН-600 конструкции Месяца-Ковальчука обеспечивал одиночные импульсы длительностью 3 ns электронного пучка (300 keV , $1-120 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$). Облучение тяжелыми заряженными частицами проводилось на циклотроне Уральского государственного технического университета. Канал позволяет исследовать радиационно-оптические свойства твердых тел при облучении тяжелыми заряженными частицами (H^+ , He^+ , C^{+3} , N^{+3} , O^{+4} и Ar^{+6}) с энергией до 1 MeV/nucleon и плотностью потока $9.7 \cdot 10^9 - 4.7 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ в температурном интервале $80-600 \text{ K}$. Спектральный диапазон при использовании монохроматора МСД-1 и ФЭУ-106 составляет $200-800 \text{ nm}$ ($1.5-6.0 \text{ eV}$). Применение вакуумного монохроматора (решетка 600 mm^{-1} , $R = 0.5 \text{ m}$) в сочетании с ФЭУ-142 расширяет диапазон до 11 eV [28]. Для эксперимента использовались пучки ионов: H^+ с энергиями $0.7, 1, 3$ и 6.7 MeV ; He^+ — 3 MeV ; N^{3+} — 16 MeV . Использовались также стандартные источники X-лучей ($40-50 \text{ keV}$), вакуумная ультрафиолетовая (ВУФ) радиация ($6-14 \text{ eV}$) [19,22] и синхротронное излучение накопительного кольца MAX-LAB Лунд, Швеция [22,24]. Выделенные монохроматорами свечения АЛЭ (2.9 eV) и две основные полосы кросслюминесценции (4.6 и 5.2 eV) регистрировались в режиме счета фотонов. При измерении спектров возбуждения свечений вводились поправки на квантовую интенсивность в ВУФ радиации.

2. Люминесценция CsCl при возбуждении и ионизации анионов и катионов

В [19,20] было показано, что π -свечение АЛЭ в CsCl имеет максимум 2.9 eV и полуширину 0.7 eV , а нагрев кристалла до 45 K ослабляет это свечение. При высоких температурах доминируют примесные свечения Br^- -центров (3.7 eV) и Rb^+ -центров (3.15 eV), а также туннельное свечение F^- , V_K -пар (2.7 eV) и свечение галоида около ассоциаций вакансий ($3-4 \text{ eV}$) [19-20].

При облучении CsCl электронным пучком при 5 K были впервые описаны быстрые ($\sim 2 \text{ ns}$) свечения 4.6 и 5.1 eV , которые интерпретированы как σ -свечение АЛЭ [2,29]. Однако оказалось, что эти свечения не возбуждались при прямом создании анионных экситонов ($7.8-8.3 \text{ eV}$). Как и для коротковолновых быстрых свечений CsBr [7], спектр возбуждения свечений 4.6 и 3.1 eV CsCl оказался необычным. И при 115 K , и при 8 K пороговая энергия возбуждения этих свечений оказалась $\sim 14 \text{ eV}$ [22,23], что позволило интерпретировать их как два компонента кросслюминесценции.

На рис. 1 приведен спектр излучения нашего кристалла CsCl при возбуждении слабым потоком X-лучей (40 keV , 2 mA , W) при 5 K . Свечение 3.0 eV соответствует π -свечению АЛЭ, а полосы 4.6 и 5.15 eV —

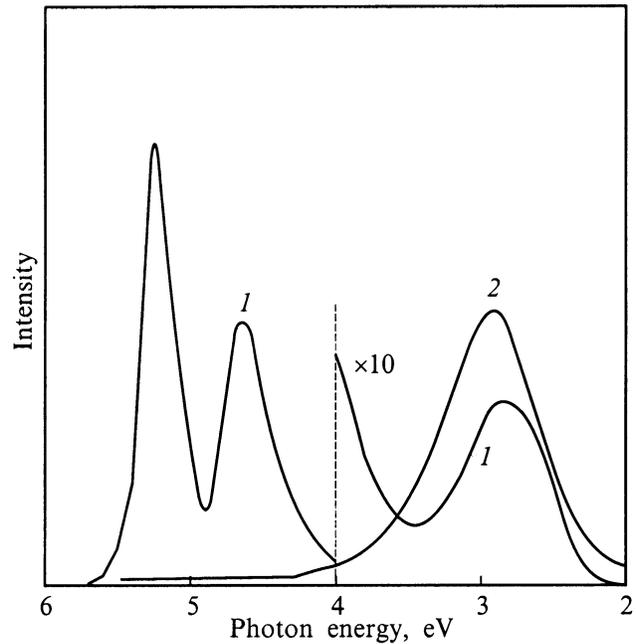


Рис. 1. Спектры излучения кристаллов CsCl, измеренные при возбуждении X-лучами (1) и фотонами с энергией 9 eV (2) при 5 K .

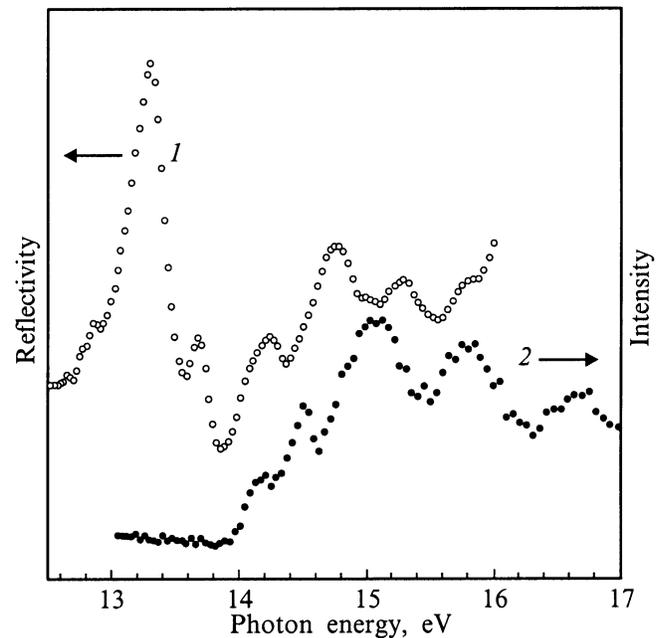


Рис. 2. Спектры отражения при 78 K (1) и возбуждения свечения 5.17 eV при 8 K (2) кристалла CsCl. Остаточный фон свечения в спектре возбуждения в области $12.5-14 \text{ eV}$ связан со слабыми свечениями примесей и наложением вторых порядков синхротронного излучения.

кросслюминесценции. При оптическом создании $e-h$ пар фотонами 9 eV возбуждаются только π -свечение АЛЭ и слабые примесные свечения. Интенсивность обусловленного ионами Br^- свечения 3.7 eV в несколько раз

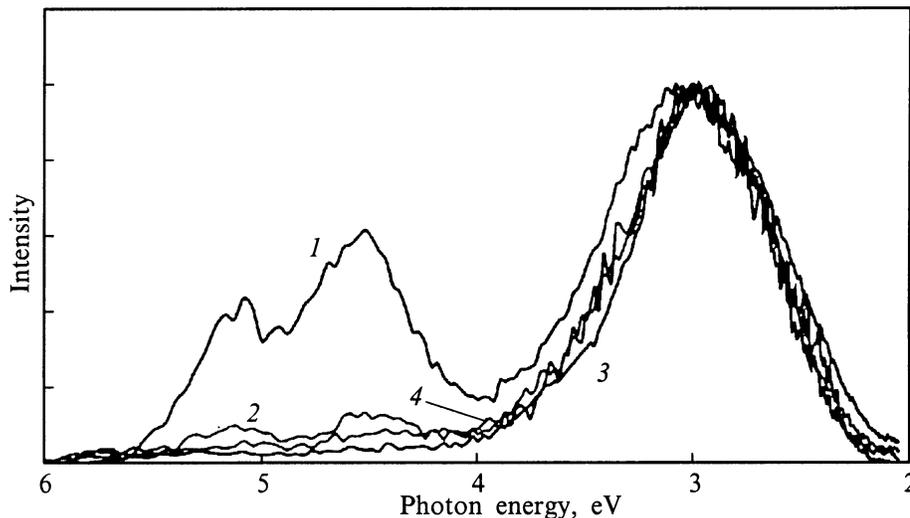


Рис. 3. Спектры излучения кристаллов CsCl, измеренные при облучении рентгеновской радиацией (1), протонами с энергией 1 MeV (2), ионами He⁺ с энергией 4.6 MeV (3) и ионами N⁺³ с энергией 16 MeV (4), измеренные при 295 K.

возрастает при возбуждении фотонами 7.8–8.3 eV при прямом оптическом создании высокоподвижных при 5 K экситонов.

На рис. 2 приведены измеренные на синхротроне MAX-LAB при 8 K спектры отражения CsCl в области энергий фотонов 12.5–16 eV. Пики в спектре при 13.2 и 13.5 eV соответствуют созданию катионных экситонов. Приведен также спектр возбуждения кросслюминесценции 5.2 eV, который в достаточно чистых кристаллах CsCl в области до 14 eV практически не возбуждается. Даже прямое создание фотонами 13–14 eV катионных экситонов, которые впервые изучены по спектрам отражения (при 290 K в [16], а при 20 K в [18]), не приводит к появлению кросслюминесценции. По [18], ионизации ионов Cs⁺ в CsCl соответствует ступенька в спектре отражения при 14.1 eV. Именно в этой области лежит и пороговая энергия возбуждения кросслюминесценции 5.2 eV при 8 K (рис. 2).

Как и в кристаллах BaF₂ [6] и CsBr [7] создание в CsCl катионных экситонов практически не возбуждает кросслюминесценцию. В области создания катионных экситонов фотонами 13–14 eV CsCl при 8 K происходит возбуждение свечения анионных экситонов (2.9 eV). Этот фундаментальный факт долгое время оставался непонятым. Несмотря на неоднократные попытки, специфическое свечение катионных экситонов при их прямом создании фотонами 13–14 eV обнаружить в галогенидах цезия не удалось, хотя в Тарту была обследована область излучений 2–12 eV. В кристаллах CsI, где ширина зоны запрещенных энергий $E_g = 6.2$ eV, был обнаружен распад катионного экситона на две $e-h$ пары [16]. Однако уже в кристаллах CsBr этот процесс возможен лишь при температурах $T \geq 300$ K, а в кристаллах CsCl вообще невозможен, так как $2E_g = 16.8$ eV значительно больше

энергии катионного экситона. Недавно было показано, что фотоэлектронная эмиссия, характерная для фотоионизации нижней части валентной зоны CsCl, резко усиливается при облучении фотонами 13.2 eV, которые создают в CsCl катионные экситоны [30]. Этот факт свидетельствует, что энергия созданных фотонами 13.2 eV катионных экситонов безызлучательно передается соседним анионам, вызывая их ионизацию, что и приводит в итоге к появлению свечения АЛЭ и примесных свечений.

3. Люминесценция при возбуждении протонами и ионами

На рис. 3 приведены спектры излучения кристаллов CsCl, измеренные при 295 K при X-облучении, а также при облучении протонами 1 MeV, ионами He⁺ (3 MeV) и ионами N⁺³ (16 MeV). При комнатных температурах X-облучение эффективно возбуждает примесные свечения в области 2.5–3.3 eV и обе характерные полосы кросслюминесценции 4.6 и 5.2 eV длительностью КЛ CsCl 1.2 ns [12]. Уже в первой работе по кросслюминесценции CsBr [7] предполагалось, что часть катионных дырок до рекомбинации с электронами соседних анионов успевает перейти в автолокализованное состояние. Последние работы по прецизионному измерению контуров полос КЛ в CsCl в широком диапазоне температур подтвердили эту гипотезу [25,26]. Автолокализация катионных дырок должна увеличивать эффективное сечение их рекомбинации с электронами соседних анионов, однако несмотря на это, при облучении протонами 1 MeV, ионами гелия и азота отношение интенсивностей кросслюминесценции и примесных анионных свечений значительно ниже, чем при X-облучении.

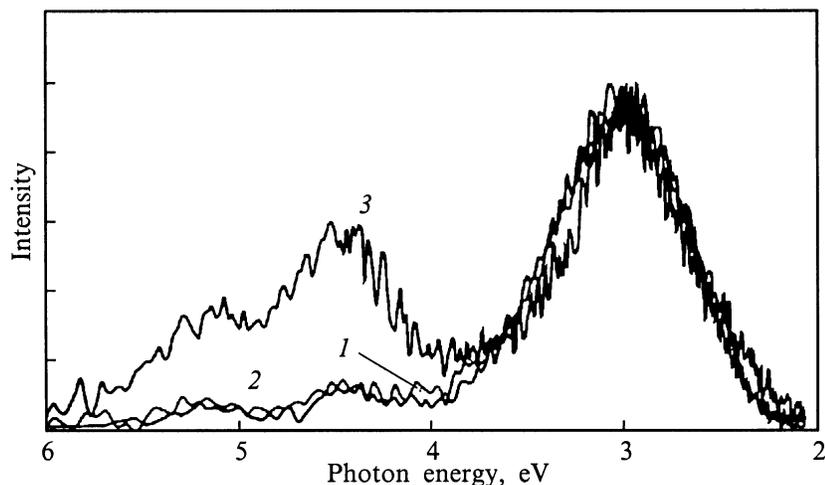


Рис. 4. Спектры излучения кристалла CsCl, при облучении протонами с энергией 0.7 (1) и 1 MeV (2) и 6.7 MeV (3), измеренные при 295 К.

На рис. 4 приведены спектры излучения кристаллов CsCl при облучении протонами с энергиями 0.7, 1.0, 6.7 MeV. Из рис. 4 следует, что эффект понижения эффективности КЛ (по сравнению с X-облучением) при увеличении энергии протонов уменьшается, и частицы с энергией 6.7 MeV уже возбуждают кросслюминесценцию. Столь резкая зависимость интенсивности КЛ от типа возбуждения может быть связана с различием в объемных плотностях возбуждения, создаваемых в CsCl при разных способах облучения. В пользу такого предположения свидетельствует также факт, что при облучении кристаллов тяжелыми частицами (протоны, α -частицы, осколки деления) наряду с понижением интенсивности КЛ укорачивается и длительность затухания. При облучении кристаллов CsF γ -лучами и электронами длительность КЛ $\tau = 4$ ns [12], а при бомбардировке α -частицами для слабой КЛ $\tau = 0.2$ ns [31].

По стандартным формулам для рентгеновского излучения, используя табличные данные о коэффициентах ослабления X-лучей в CsCl, была проведена оценка плотности возбуждения для использованного нами режима облучения (40 kV, 10 mA, W анод). Она оказалась равной $3 \cdot 10^{17}$ eVcm⁻³s⁻¹. Из анализа усредненных плотностей возбуждения, создаваемых протонами с энергиями 1 и 6 MeV, по данным [32], следует, что в CsCl эффективный радиус трека протона при энергии частицы 2–8 MeV не зависит от энергии и равен 7.5 nm. Оценка показала, что в треках протонов указанных энергий объемные плотности возбуждения достигают 10^{20} и $3 \cdot 10^{19}$ eVcm⁻³, т.е. примерно на два порядка больше, чем при X-облучения. Следует отметить, что, по данным работы [32], в треках α -частиц со скоростями, значительно превышающими скорости орбитальных электронов, т.е. с энергиями больше 1 MeV, создается объемная плотность возбуждения лишь в 1.5–2 раза выше, чем в треках протонов тех же энергий.

Приведенные выше результаты показывают, что при достаточно больших плотностях возбуждения в кристаллах CsCl развиваются процессы, ведущие к подавлению кросслюминесценции без ослабления (возможно, с некоторым усилением) анионных свечений.

4. Зависимость эффективности кросслюминесценции от плотности облучения электронами

Была предпринята попытка промоделировать большую плотность создания электрон-дырочных пар, используя мощные одиночные импульсы электронного пучка ГИН-600, варьируя плотность тока от 10 до

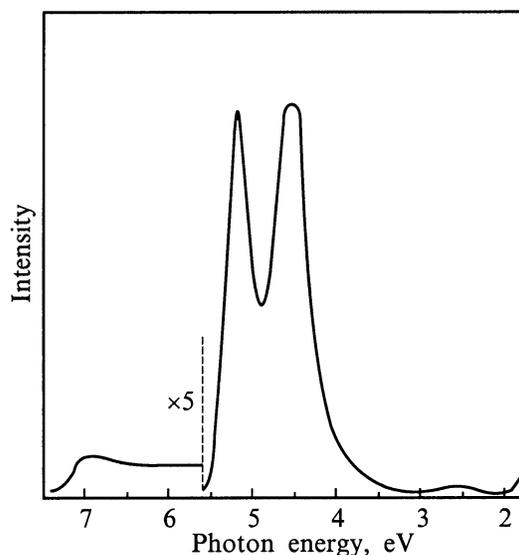


Рис. 5. Спектр быстрых свечений ($\tau \leq 2$ ns) кристалла CsCl при облучении импульсами электронного пучка (300 keV, $90 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$, 3 ns) при 295 К.

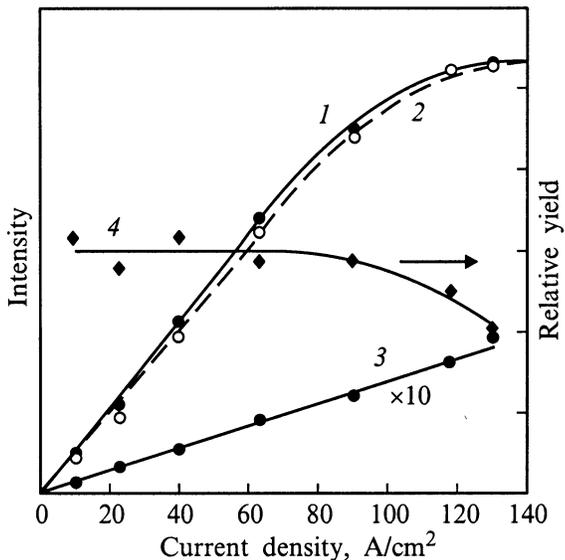


Рис. 6. Зависимости интенсивностей кроссломинесценции 4.5 (1) и 5.15 eV (2) и внутризонной люминесценции при 2.5 eV от плотности тока в импульсе электронного пучка при 295 К. Кривой 4 представлен относительный выход кроссломинесценции, определенный как отношение интенсивностей кроссломинесценции (4.5 eV) и внутризонной люминесценции (2.5 eV).

$130 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. Такие импульсы создавали в CsCl объемные плотности возбуждения от $2 \cdot 10^{18}$ до $2.6 \cdot 10^{19} \text{ eV/cm}^3$. На рис. 5 приведен спектр свечения, возбуждаемого в CsCl быстрыми (3 ns) импульсами электронного пучка при 295 К (подробнее см. в [21]). Для выделенных двойным монохроматором свечений 4.5 и 5.15 eV были измерены зависимости их интенсивностей от плотности тока. Как следует из рис. 6, в области $10\text{--}60 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($2 \cdot 10^{18}\text{--}1.2 \cdot 10^{19} \text{ eV/cm}^3$) интенсивность обеих полос кроссломинесценции линейно возрастает при увеличении плотности тока. Однако в области $90\text{--}140 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($1.8 \cdot 10^{19}\text{--}2.6 \cdot 10^{19} \text{ eV/cm}^3$) наблюдается характерная сублинейность, свидетельствующая, что в этих условиях эффективность возбуждения кроссломинесценции резко уменьшается. Ситуация при облучении мощным электронным импульсом $130 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ оказалась близкой к ситуации при облучении высокоэнергетичными (6 MeV) протонами. При больших плотностях электронного пучка мы наблюдаем начальную стадию того же эффекта, что и при бомбардировке CsCl протонами, ионами гелия и азота (рис. 3). Отметим, что слабая внутризонная быстрая ($\tau < 10^{-10} \text{ s}$) люминесценция кристаллов CsCl [21], регистрируемая в широкой области спектра (от 1.8 до 7.2 eV), линейно зависит от плотности тока (рис. 6). На рис. 6 приведены также зависимости эффективности КЛ 4.5 eV от плотности тока. При плотности тока 130 A/cm^2 она уменьшается в 1.5 раза. По оценке [21], в CsCl при облучении импульсами электронов энергетическая эффективность кроссломинесценции $3\text{--}10^{-3} \text{ eV/eV}$.

5. Рекомбинационное создание катионных экситонов и возможность селективной регистрации частиц и фотонов

Полученные результаты позволяют обсудить для обладающих кроссломинесценцией ионных кристаллов причину селективности отклика различных собственных и примесных свечений на облучение частицами (протоны, нейтроны, α -частицы, ионы) и фотонами (X-лучи, γ -лучи). Эта проблема обсуждается уже много лет (см., например, обзоры [26,33–35]), но применительно к системам с кроссломинесценцией еще не нашла четкого объяснения. Огромный материал по исследованию зависимостей интенсивности различных свечений от объемной плотности возбуждения I_{ex} показал, что в области малых I_{ex} , когда возбужденные области кристалла еще не перекрываются друг с другом, наблюдается линейная зависимость I от I_{ex} (первая линейная область). При повышении I_{ex} , когда возбуждаемые отдельными частицами участки кристалла уже перекрываются, часто наблюдается область сверхлинейной зависимости I от I_{ex} . Сверхлинейная область хорошо выражена в кристаллах, где, кроме исследуемого канала излучательной рекомбинации электронов и дырок, существуют конкурирующие с изучаемым каналом излучательные или безызлучательные рекомбинации. При достаточно больших величинах I_{ex} примесные и дефектные конкурирующие каналы достигают насыщения, после чего часть собственных свечений пропорциональна I_{ex} (вторая линейная область). Если принять приведенные в предыдущих разделах элементарные оценки плотностей возбуждения, при которых наблюдается резкое ослабление эффективности КЛ при возбуждении протонами (1 MeV, см. рис. 3) и наносекундными импульсами электронного пучка (250 keV) при плотностях тока больше $90 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ (рис. 6), то можно оценить число $e-h$ пар, создаваемых в этих условиях в 1 cm^3 . В кристалле CsCl электроны со средней энергией 250 keV теряют свою энергию в слое $\sim 250 \mu\text{m}$. При токе $130 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ за время импульса ($3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$) кристаллу передается энергия $2.6 \cdot 10^{19} \text{ eV/cm}^3$. Если приблизительно принять, как позволяет большой опыт исследования щелочногалогенидных кристаллов, что на создание одной анионно-электронно-дырочной пары требуется в среднем энергия не более $2E_g$, то для CsCl один импульс электронного пучка при плотности тока $130 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ создает в одном cm^3 не менее $1.4 \cdot 10^{18}$ анионных электронно-дырочных пар. Пскольку на создание одной катионной дырки в CsCl тратится не менее 14 eV, то в одном импульсе электронного пучка ($130 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) в 1 cm^3 создается не более $2 \cdot 10^{18}$ катионных дырок. С другой стороны, анализ характеристических потерь в кристаллах CsCl, изученных в [36], позволяет считать, что при облучении электронами, близкими по энергии к δ -электронам, при облучении протонами 1 MeV, число катионных $e-h$ пар в 2–3 раза меньше, чем число анионных $e-h$ пар.

При объемной плотности ионизации ионов Cs^+ в CsCl около 10^{18} cm^{-3} электроны проводимости успевают рекомбинировать с катионными дырками с образованием катионных экситонов за время $\tau_R \ll 1 \text{ ns}$. Отметим, что процесс автолокализации части катионных дырок [25,26] резко увеличивает эффективное сечение рекомбинации электронов проводимости с неподвижными катионными дырками и, несомненно, способствует рекомбинационному рождению катионных экситонов. Время же излучательной рекомбинации с катионными дырками электронов, связанных с соседними с дыркой анионами, значительно больше. Для CsCl длительность кросслюминесценции 1.2 ns, а в CsF даже 4 ns [12]. Таким образом, не рассматривавшиеся ранее процессы рекомбинационного рождения катионных экситонов при больших объемных плотностях ионизации CsCl протонами, α -частицами, ионами азота и мощными наносекундными импульсами электронного пучка реально конкурируют с процессами кросслюминесценции. Даже при прямом оптическом создании катионных экситонов кросслюминесценция не возбуждается. Энергия катионных экситонов тратится на создание анионных возбуждений. По нашему мнению, рекомбинационное рождение катионных экситонов при высоких плотностях возбуждения является одной из основных причин (если не основной причиной) селективной реакции кросслюминесценции на облучение CsCl фотонами, а также слабыми электронными пучками, с одной стороны, и протонами, нейтронами, α -частицами и ионами — с другой.

В заключение отметим, что процессы рекомбинационного рождения экситонов при рекомбинации электронов и дырок в режиме мощного облучения наносекундными импульсами электронов обнаружены недавно и в кристаллах Al_2O_3 , где рекомбинационное свечение автолокализованных экситонов (7.6 eV) реализуется при отсутствии в кристалле эффектов автолокализации электронов и дырок [35,37].

Список литературы

- [1] Ch.B. Lushchik. In: Excitons / Ed. by E.I. Rashba, M.D. Sturge. Ch. 12. North-Holland, Amsterdam (1982).
- [2] K.S. Song, R.T. Williams. Self-Trapped Excitons. Springer-Verlag, Berlin (1993).
- [3] Д.И. Вайсбурд, Б.Н. Семин. Изв. РАН. Сер. физ. **37**, 2, 103 (1992).
- [4] Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик, Е.А. Васильченко, Ф.А. Савихин. ФТТ **37**, 2, 525 (1995).
- [5] А.Л. Майсте, А.А. Саар, М.А. Эланго. ФТТ **16**, 6, 1720 (1974).
- [6] Ю.М. Александров, В.Н. Махов, П.А. Родный, Т.И. Сырейщикова, М.Н. Якименко. ФТТ **26**, 6, 2865 (1984).
- [7] Ю.М. Александров, И.Л. Куусманн, П.Х. Либлик, Ч.Б. Лущик, В.Н. Махов, Т.И. Сырейщикова, М.Н. Якименко. ФТТ **29**, 4, 1026 (1987).
- [8] V.N. Makhov. Nucl. Instr. Methods **A308**, 187 (1991).
- [9] I. Kuusmann, T. Kloiber, W. Laasch, G. Zimmerer. Radiat. Effects and Defects in Solids **119–121**, 21 (1991).
- [10] П.А. Родный. ФТТ **34**, 7, 1975 (1992).
- [11] V. Makhov, J. Becker, L. Frankenstein, I. Kuusmann, M. Runne, A. Schroder, G. Zimmerer. Radiat. Effects and Defects in Solids **135**, 349 (1995).
- [12] M. Kamada, N. Ohno. J. Phys. Soc. Japan **66**, 2502 (1997).
- [13] S. Kubota, N. Kanai, J. Ruan. Phys. Stat. Sol. (b) **139**, 2, 635 (1987).
- [14] C.W.E. van Eijk. Nucl. Instr. Methods **A392**, 285 (1997).
- [15] C.M. Combes, P. Dorenbos, R.W. Hollander, C.W.E. van Eijk. Nucl. Instr. Methods **A416**, 364 (1998).
- [16] Э.Р. Ильмас, Р.А. Кинк, Г.Г. Лийдья, Ч.Б. Лущик. Труды Ин-та физики АН ЭССР **23**, 221 (1963); Изв. АН СССР. Сер. физ. **29**, 1, 28 (1965).
- [17] Н.Е. Лущик, Е.А. Васильченко. Труды Ин-та физики ЭССР **35**, 150 (1969).
- [18] V. Saile, M. Skibowski. Phys. Stat. Sol. (b) **50**, 661 (1972).
- [19] К.У. Ибрагимов, А.Ч. Лущик, Ч.Б. Лущик, А.Г. Фрорип, Н.А. Яансон. ФТТ **34**, 11, 3421 (1992).
- [20] M. Itoh, K. Tanimura, N. Itoh. J. Phys. Soc. Japan **62**, 2904 (1993).
- [21] К.У. Ибрагимов, Ф.А. Савихин. ФТТ **35**, 6, 1474 (1993).
- [22] Y.M. Aleksandrov, V.N. Makhov, T.T. Syreisichikova, M.N. Yakimenko. Nucl. Instr. Methods **A261**, 153 (1987).
- [23] A. Lushchik, E. Feldbach, A. Frorip, K. Ibragimov, I. Kuusmann, Ch. Lushchik. J. Phys. Condens. Matter **6**, 2357 (1994).
- [24] A. Lushchik, E. Feldbach, A. Frorip, K. Ibragimov, F. Savikhin, Ch. Lushchik. J. Lumin **63**, 273 (1995).
- [25] V.N. Makhov, M.A. Terekhin, I.H. Munro, C. Mythen, D.A. Skan. J. Lumin. **72–74**, 114 (1997).
- [26] V.N. Makhov, L. Kuusmann, J. Becker, M. Runne, G. Zimmerer. J. El. Spectr. Rel. Phen. **101–103**, 817 (1999).
- [27] M. Itoh, Y. Bokumoto, H. Yoshida. J. Phys. Soc. Japan **68**, 5, 1731 (1999).
- [28] А.В. Кружалов, В.Ю. Иванов, Ф.Г. Нешов, В.А. Пустоваров, О.В. Рябухин. Труды Межнационального совещания "Радиационная физика твердого тела" (1998). С. 180.
- [29] D. Pooley. W.A. Runciman. J. Phys. **C3**, 1815 (1970).
- [30] M. Kamada, Y. Fujii, K. Fukui. Proc. 10th Intern. Conf. VLV Radiation Physics. Paris (1992). Tu 41.
- [31] M. Moszynski, C. Oresset, J. Vacker, R. Ordy. Nucl. Instr. Meth. **179**, 7, 271 (1981).
- [32] Д.И. Вайсбурд, А.А. Воробьев, Л.А. Меликян. Атомная энергия **30**, 6, 538 (1971).
- [33] Ч.Б. Лущик, Т.А. Соовик. Труды Ин-та физики ЭССР **34**, 68 (1966).
- [34] I. Jack, F. Savikhin, H. Kaambre. In: Proc. 4th Intern. Conf. Solid State Dosimetry. Krakov (1974). P. 565.
- [35] Ch. Lushchik, F. Savikhin. In: Solid State Detectors of Ionizing Radiation / Ed. by V.S. Kortov, B.N. Shulgin, A.J. Kuznetsov Ural Techn. Univ., Ekaterinburg (1998). P. 13.
- [36] M. Kreuzburg. Zs. Physik **196**, 433 (1966).
- [37] M. Kirm, G. Zimmerer, A. Lushchik, Ch. Lushchik, F. Savikhin. Phys. Rev. **B60**, 1, 502 (1999).