

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

А В Т О М Е Т Р И Я

2002, том 38, № 5

УДК 535.37 + 548.4 : 681.3 + 621.37

И. К. Плявинь, А. К. Тале

(Рига, Латвия)

**ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ СОЗДАНИЯ  
ФОТОСТИМУЛИРУЕМЫХ ДЕФЕКТОВ  
И ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АКТИВАТОРА  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ  
ИОНИЗИРУЮЩЕЙ РАДИАЦИЕЙ**

Дано объяснение полученным ранее экспериментальным результатам: созданию пар фотостимулированных дефектов и возбуждению люминесценции активатора ( $A^+$ ) исходя из предположения, что в щелочно-галлоидных кристаллах при комнатной температуре сохраняются пространственная дисперсия и связанные с ней поляритонные эффекты для экситонов. Показано, что создание пространственно коррелированных дефектов решетки (пар активаторного дырочного  $A^{2+}$ -центра плюс  $F$ -центр), являющихся элементами скрытого изображения, осуществляется в двух последовательных процессах. Первый из них – захват дырок активатором  $A^+$ , в результате которого образуется  $A^{2+}$ -центр. Этот центр в свою очередь захватывает подвижный экситонный поляритон с последующим образованием автолокализованного экситона и распадом его на френкелевские дефекты ( $F$ ,  $H$ ) вблизи  $A^{2+}$ -центра. Также показано, что во время облучения люминесценция активатора нерекombинативного характера, которая при больших концентрациях  $A^+$  составляет значительную часть излучения, обусловлена, в частности, поглощением фотонной или волновой составляющей экситонного поляритона в локальном центре, связанном с активатором  $A^+$  и с его ближайшим анионным окружением. Из-за этого поглощения теряется фотонная или волновая составляющая экситонного поляритона и вместе с этим его способность к перемещению по кристаллу. В результате эффективность создания пространственно коррелированных  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров во время облучения уменьшается, но интенсивность нерекombинативного типа люминесценции активатора  $A^+$  усиливается.

**Введение.** В течение последних десятилетий интенсивно исследуются фотостимулируемые материалы [1, 2] с целью создания эффективных преобразователей изображений. Многие из этих материалов нашли применение в различных областях науки, техники и в частности в медицине (см., например, [3]). Тем не менее существенные вопросы физики до сих пор остались не решенными. Наиболее важный из них – механизм создания дефектов решетки, ответственных за скрытое изображение. Решение этого вопроса может дать положительный практический эффект.

Для активированных щелочно-галлоидных кристаллов (ЩГК) (например,  $KBr-Tl$ ,  $KBr-In$ ) при облучении ионизирующей радиацией собран довольно

обширный экспериментальный материал [4–6], который уже позволяет сделать попытку выяснить интересующие нас механизмы дефектообразования и люминесценции активатора.

В исследуемых кристаллах выяснены типы центров (дефектов решетки), которые представляют собой единичный элемент скрытого изображения: ими являются активаторный дырочный  $A^{2+}$ -центр и  $F$ -центр, причем оба центра пространственно коррелированы в паре [7, 8] – в дальнейшем пара ( $A^{2+} \dots F$ ). Установлена последовательность образования центров в паре, а также типы элементарного возбуждения кристалла, причастные к созданию каждого из них [5, 9]. Реально действующими являются два типа возбуждений: дырки и экситоны. Дырки ионизируют активатор  $A^+$ , образуя  $A^{2+}$ , а экситоны, преодолевая значительные расстояния в решетке, «находят» произвольно распределенные по решетке  $A^{2+}$ -центры, распадаются около них и оставляют там термически стабильный компонент распада –  $F$ -центр.

Преодоление экситонами расстояния до  $A^{2+}$ -центров (в среднем около  $100a$ , где  $a$  – постоянная решетки) противоречит общепринятому представлению о том, что в КВг экситонные возбуждения неподвижны. Это представление основано на двух фактах. Во-первых, движение автолокализованных экситонов путем термически активированных прыжков исключено из-за большого энергетического барьера ( $\sim 1$  эВ [10]). Во-вторых, измеренный интервал времени между моментами создания экситона и возникновения  $F$ -центра имеет пикосекундную продолжительность [10], что принято считать результатом совпадения мест создания и автолокализации экситона. Представление о неподвижности экситонного возбуждения в промежутке времени между созданием и автолокализацией трудно согласовать с экспериментальными данными о том, что в активированных ШГК создаются вышеупомянутые пары ( $A^{2+} \dots F$ ). Образование последних, по нашему мнению, немислимо без передвижения экситонного возбуждения между моментами создания и автолокализации. Поиск возможного механизма для миграции экситонного возбуждения привел нас к выводу о необходимости привлечения представления об экситонном поляритоне – квазичастице, возникающей при взаимодействии экситона с фотонами. Благодаря связи экситона с фотонами в принципе возможно как перемещение экситонного возбуждения до автолокализации на большие расстояния, так и преодоление этого пути за короткое время, исчисляемое пико- или даже фемтосекундами.

Экситонный поляритон имеет в своем составе волновую или фотонную составляющую, которая в приоритетной работе Пекара [11] получила название «добавочные световые волны» (ДСВ). В дальнейшем будем пользоваться обозначениями как ДСВ, так и фотонная или волновая составляющая, компонента, фаза. Начиная с 1957 года, когда этот новый тип возбуждения твердого тела был впервые представлен, возросло внимание к экситонному поляритону теоретиков [12–15] и экспериментаторов.

Большинство экспериментальных работ посвящено изучению спектральных свойств экситонных поляритонов в полупроводниковых материалах при низкой температуре (см., например, [13, 15]). Подобные работы с интерпретацией результатов с точки зрения поляритонных представлений сравнительно недавно проведены для чистых ШГК при температуре жидкого гелия [16, 17].

Теоретиками подчеркивается [12, 13], что пространственная дисперсия и связанные с ней поляритонные эффекты уменьшаются при повышении тем-

пературы среды. Также указывается, что это уменьшение происходит тем медленнее, чем больше сила осциллятора перехода в поглощении и чем меньше эффективная масса экситона. Обе упомянутые характеристики рассматриваемых здесь  $1s$  экситонов в ШГК имеют благоприятные параметры для сохранения свойств пространственной дисперсии при повышении температуры кристалла [12, 13, 16].

Основная задача данной работы заключается в попытке выяснить механизмы создания пространственно коррелированных дефектов решетки и возбудить люминесценцию активатора при помощи экситонных поляритонов, когда на исследуемую среду действует ионизирующая радиация.

**1. Возможный механизм создания пар ( $A^{2+} \dots F$ ).** Проявление экситонных поляритонов в ШГК при комнатной температуре, насколько нам известно, до сих пор не исследовалось. Далее будет предпринята попытка интерпретации экспериментальных данных, полученных при комнатной температуре, с точки зрения поляритонных представлений. Для этой цели использовались величины фотостимулируемых светосумм  $S_{\text{PSL}}$ , обусловленных парами ( $A^{2+} \dots F$ ), в зависимости от концентрации активатора. Упомянутые пары создавались различными видами радиации.

**1.1. Поиск спектрального состава добавочных световых волн в кристалле KBr-In.** Как следует из теории [13], в любой среде, в которой действует экситонный поляритон, спектральный состав ДСВ размещается в узком интервале длин волн максимума соответствующей полосы поглощения экситона. Максимум полосы поглощения  $1s$  экситона в KBr находится при комнатной температуре на длине волны 189 нм [18]; около этой длины волны и следует ожидать искомые ДСВ в этом кристалле.

В активированных ШГК (KI-Tl, KI-In, KI-Sn, KI-Pb [19] и KBr-In [20]) на длинноволновой стороне вблизи максимума полосы поглощения  $1s$  экситона размещена связанная с возбуждением анионов вблизи активатора  $D$ -полоса поглощения – в дальнейшем ближняя  $D$ -полоса. (Следует отметить, что в активированных ШГК существуют и более длинноволновые  $D$ -полосы.) При большой концентрации активатора коэффициент поглощения в ближней  $D$ -полосе сравним с коэффициентом поглощения  $1s$  экситона в том же спектральном районе [20, 21].

Экспериментально ДСВ надежнее всего искать в условиях, когда падающая на кристалл радиация не содержит фотонов со спектральным составом предполагаемых ДСВ. Таким облучением является любой вид ионизирующей радиации. Экситонное возбуждение и связанные с ним возможные ДСВ при этом возникают только лишь в конечной стадии процесса релаксации падающих квантов или частиц по энергии.

В данной работе, как уже отмечалось выше, проявление ДСВ искалось путем изучения зависимости (относительных) величин светосумм  $S_{\text{PSL}}$ , возникающих от пространственно коррелированных  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров при фотостимулировании в  $F$ -полосе поглощения, от концентрации активатора  $\text{In}^+$  в кристалле KBr-In. Светосуммы  $S_{\text{PSL}}$  поочередно создавались тремя различными видами радиации:

- 1) УФ-светом в пределах полосы поглощения  $1s$  экситона, которая с длинноволновой стороны перекрывается с ближней  $D$ -полосой поглощения [21];
- 2) электронами [22];
- 3)  $X$ -лучами [23].

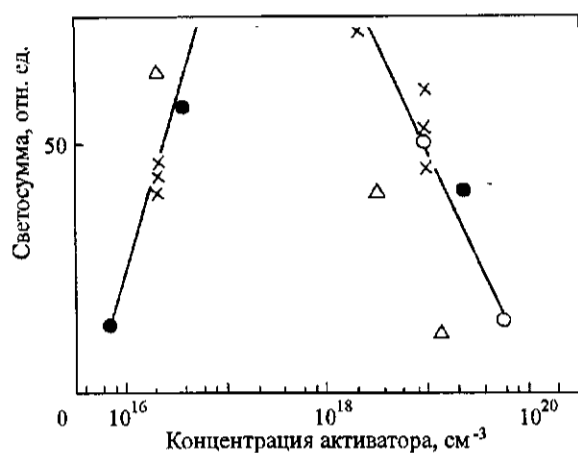


Рис. 1. Величины светосумм  $S_{\text{PSL}}$ , полученные фотостимулированием в  $F$ -полосе поглощения кристалла  $\text{KBr-In}$ , в зависимости от концентрации активатора  $\text{In}^+$  при облучении тремя видами радиации:  $\bullet$  – X-лучи;  $\circ$  – электроны;  $\times$  – УФ-свет из области максимума поглощения  $1s$  анионного экситона (длины волн 188,0; 189,0 и 189,5 нм);  $\Delta$  – 191,0 нм. Величины  $S_{\text{PSL}}$  пронормированы при концентрации активатора  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (показано стрелкой)

Полученные концентрационные зависимости  $S_{\text{PSL}}$  для упомянутых видов радиации приведены на рис. 1. Оказалось, что в пределах ошибки эксперимента концентрационные зависимости  $S_{\text{PSL}}$  совпадают как при облучении X-лучами, так и электронами. Однако значения  $S_{\text{PSL}}$  при облучении УФ-светом попадают в эту общую зависимость только тогда, когда длины волн падающей радиации имеют значения 188,0; 189,0 и 189,5 нм, т. е. из района максимума поглощения  $1s$  экситона в  $\text{KBr}$ .

Значения  $S_{\text{PSL}}$  при облучении УФ-светом длиной волны 191,0 нм уже выпадают из общей усредненной концентрационной зависимости (см. рис. 1). По отношению к ближней  $D$ -полосе это облучение попадает в коротковолновой «хвост» данной полосы. Значения  $S_{\text{PSL}}$  при еще более длинноволновом УФ-облучении, чем 191,0 нм, которое близко к максимуму ближней  $D$ -полосы, дают значительно большие сдвиги относительно общей усредненной концентрационной зависимости (см. [6], рис. 2). (Эти данные на рис. 1 не приведены.) Отсюда следует, что искомое фотонное составляющее экситонного поляритона не распространяется на спектральную область ближней  $D$ -полосы поглощения.

Таким образом, эксперимент показывает, что с длинноволновой стороны предполагаемые ДСВ могут ограничиваться длиной волны 189,5 нм (коэффициент поглощения  $\kappa = 5,277 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ), где облучение УФ-светом, электронами или X-лучами дает еще совпадающую концентрационную зависимость  $S_{\text{PSL}}$  (см. рис. 1).

Коротковолновая граница ДСВ для экситонных поляритонов экспериментально не установлена из-за отсутствия соответствующего критерия

определения (подобного поглощению света в ближней D-полосе, который использован для оценки длинноволновой границы ДСВ). Однако предполагается, что спектральный район ДСВ симметричен максимуму экситонной полосы поглощения.

Полученные результаты можно суммировать следующим образом. Экситонные поляритоны, возникающие под действием ионизирующей радиации, дают узкий спектр ДСВ, который соответствует максимуму полосы поглощения  $1s$  экситона. Заштрихованная вертикальная полоса в зависимости от волнового числа  $k$  и длины волны на рис. 2,  $a, b$  – спектральный интервал ДСВ. Интересно отметить, что спектральный интервал проявления ДСВ в кристаллах КВг коррелирует не только с максимумом полосы поглощения  $1s$  экситона, но также со спектральной областью резкого изменения квадрата вещественной части коэффициента преломления света  $n^2$  (см. рис. 2,  $b$ ). Значения квадрата коэффициента преломления подсчитаны по данным [24].

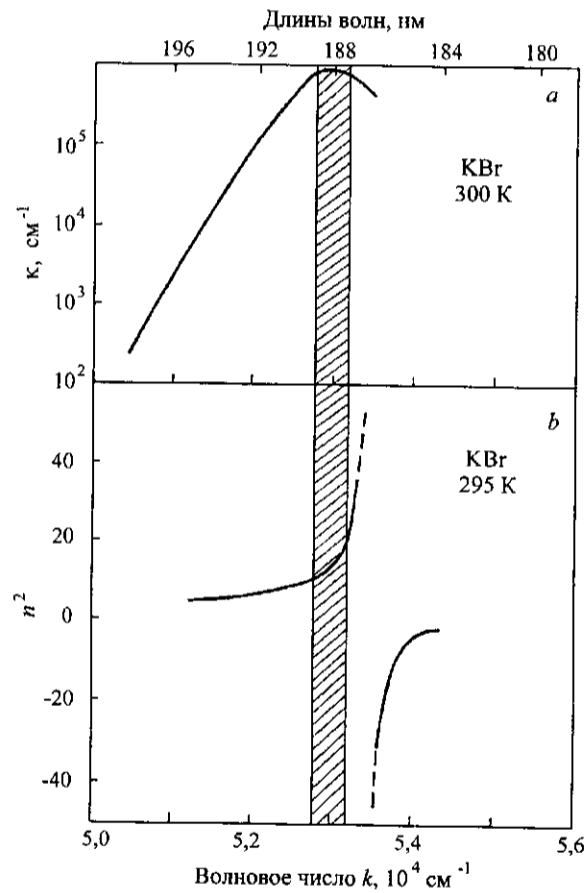


Рис. 2. Предполагаемый спектральный интервал ДСВ (заштрихованная полоса) на фоне спектра поглощения  $1s$  экситона ( $a$ ) и квадрата вещественной части коэффициента преломления  $n^2$  ( $b$ ) для КВг. Из теоретических соображений коротковолновая граница ДСВ отмечена на таком же спектральном расстоянии от максимума экситонной полосы поглощения, на каком установлена длинноволновая граница

1.2. *О механизме создания пространственно коррелированных пар.* Волновая составляющая экситонного поляритона (см. разд. 1.1) способна быстро перенести это возбуждение на большие расстояния по решетке и таким образом доставить его до  $A^{2+}$ -центра. Возникает вопрос о том, как экситонный поляритон может «распознать»  $A^{2+}$ -центр. Теоретики предполагают, что экситонный поляритон может захватиться (т. е. остановиться) на пустых мелких электронных уровнях захвата определенной глубины [12]. Создают ли активаторные дырочные  $A^{2+}$ -центры подобные уровни захвата? В литературе такие сведения не найдены. Однако исходя из общих соображений такие уровни в принципе могут существовать.  $A^{2+}$ -центр из-за добавочного положительного заряда по отношению к заряду катиона решетки способствует отталкиванию катионов и уменьшению их энергии (может происходить выпадение ряда уровней под зоной проводимости). Среди этих уровней, вероятно, могут находиться и уровни такой глубины, с которыми способен взаимодействовать экситонный поляритон.

После того как поляритон предположительно остановлен вблизи  $A^{2+}$ -центра, в дальнейшем, по всей вероятности, экситон распадается на классическую френкелевскую пару дефектов ( $F, H$ ), но уже вблизи  $A^{2+}$ -центра. Стабильный при комнатной температуре  $F$ -центр остается вблизи  $A^{2+}$ -центра, образуя с ним пространственно коррелированную пару ( $A^{2+} \dots F$ ), а подвижный  $H$ -центр термическим путем удаляется от места распада.

Выше описан возможный механизм создания пространственно коррелированных  $F$ - и  $A^{2+}$ -центров при помощи экситонных поляритонов (этому возбуждению в дальнейшем присвоено обозначение Р). При высвечивании упомянутых пар дефектов ( $A^{2+} \dots F$ ) светом из  $F$ -полосы поглощения излучается совокупность квантов активаторной люминесценции – светосумма  $S_{\text{PSL}}$ , которая впредь будет обозначаться  $S_{\text{PSL}}^{\text{P}}$ , где нижний индекс характеризует способ получения светосуммы (фотостимулированием), а верхний – способ создания высвечиваемых пар центров (при помощи экситонных поляритонов).

**2. Возбуждение люминесценции активатора во время облучения кристалла.** 2.1. *Компоненты люминесценции активатора.* Одновременно с накоплением пар дефектов, отвечающих за образование элементов скрытого изображения, под действием ионизирующей радиации возникает и непосредственная люминесценция активатора [22, 23]. Для всех типов ионизирующей радиации 1 (рис. 3) вид ответного импульса непосредственной люминесценции однообразен: над прямоугольным основанием 2 возвышается медленно нарастающая компонента 3. Было выяснено [22], что верхняя нарастающая компонента люминесценции 3 обусловлена рекомбинацией зонных электронов с активаторными дырочными  $A^{2+}$ -центрами. Там же установлено, что прямоугольная часть 2 не имеет рекомбинативного происхождения. Эта часть активаторной люминесценции, светосумма которой обозначена  $S_{\text{AL}}$ , названа нерекомбинативной люминесценцией. Последняя должна быть связана с возбуждением активатора  $A^+$  или его ближайшего анионного окружения при помощи света, в том числе и посредством волновой составляющей экситонного поляритона – ДСВ.

Возникновение компонент непосредственной люминесценции 2 и 3 (см. рис. 3) уменьшает эффективность накопления пар центров, притом каждая из них – по разным причинам. Во-первых, в процессе рекомбинации зонных

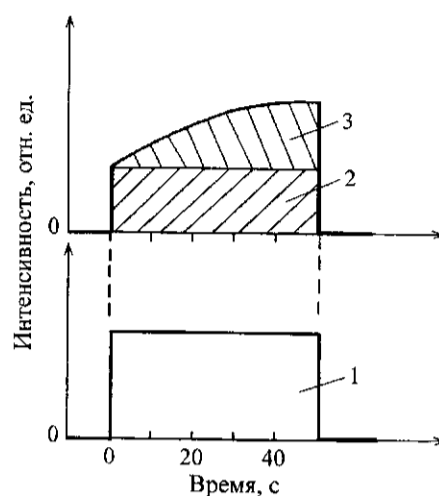


Рис. 3. Схематическое отображение ответа непосредственной люминесценции активатора на действие импульса ионизирующей радиации и соответствующих светосумм (площадей; см. [22]): 1 — доза электронного облучения; 2 — светосумма нерекombинативного характера люминесценции активатора  $S_{AL}$ ; 3 — светосумма люминесценции активатора, обусловленная рекомбинацией зонных электронов с  $A^{2+}$ -центрами

электронов с  $A^{2+}$ -центрами исчезает некоторая концентрация активаторных дырочных центров, которая могла бы служить «заправкой» для захвата экситонных поляритонов и основой создания пар ( $A^{2+} \dots F$ ). Во-вторых, поглощение ДСВ в локальном центре (в ближайшей  $D$ -полосе) уничтожает поляритон как целостное подвижное возбуждение и лишает его возможности миграции и создания пространственно коррелированных пар — основы скрытого изображения.

2.2. *Связь между эффективностями возбуждения нерекombинативной люминесценции активатора и накопления пространственно коррелированных пар.* При увеличении концентрации активатора светосумма нерекombинативной люминесценции активатора  $S_{AL}$  под действием изодозной ионизирующей радиации возрастает, в то же время эффективность создания пар ( $A^{2+} \dots F$ ), определенная по величине фотостимулируемых светосумм  $S_{PSL}$ , уменьшается [22, 23].

Светосумма  $S_{AL}$  нерекombинативного характера 2 (см. рис. 3) может быть вызвана УФ-светом, по крайней мере, двух различных происхождений. Во-первых, это — внутризонная люминесценция, обусловленная непрямыми излучательными переходами электронов между различными ветвями зоны проводимости [25] (УФ-излучение внутризонных электронов), которая перекрывает весь спектральный район, где размещены  $A$ -,  $B$ -,  $C$ -,  $D$ -полосы поглощения ртутеподобного активатора  $In^+$  в  $KBr-In$  [22]. Во-вторых, это может быть фотонная составляющая экситонного поляритона (см. рис. 2). Оба УФ-излучения могут давать вклад в суммарную светосумму  $S_{AL}$ . Предпринята попытка разделения суммарной светосуммы  $S_{AL}$  на составляющие с учетом их происхождения. Долю этой светосуммы, обусловленную излучением зонных электронов, обозначим через  $S_{AL}^e$ , а другую долю, обусловленную УФ-излучением экситонного поляритона, —  $S_{AL}^p$ .

Далее коротко излагаются рассуждения, приводящие нас к установлению вероятных значений светосуммы  $S_{AL}^P$  и ее концентрационной зависимости при облучении исследуемого кристалла электронами.

При создании светосумм как фотостимулированной, так и активаторной, когда кристалл облучается УФ-светом в максимуме полосы поглощения  $1s$  экситона, действует один тип возбуждения – экситонный поляритон. Это УФ-возбуждение дает определенное соотношение между обоими видами светосумм  $S_{AL}^P$  и  $S_{PSL}^P$  [21], которое обозначим через  $S_{AL}^P/S_{PSL}^P$ . В разд. 1.2 из-за совпадения концентрационных зависимостей  $S_{PSL}^P$  при облучении кристалла УФ-светом в максимуме полосы поглощения  $1s$  экситона и электронами «электронной» светосумме также было приписано поляритонное происхождение и дано обозначение  $S_{PSL}^P$ . Пользуясь экспериментально определяемым соотношением  $S_{AL}^P/S_{PSL}^P$ , для упомянутого УФ-облучения были оценены значения светосумм активаторного излучения при облучении электронами, предполагая, что соотношение, а также происхождение светосумм при обоих видах облучения одинаковы. Экспериментально измеренные значения фотостимулируемых светосумм при электронном облучении, которым, как уже отмечено ранее, приписано поляритонное происхождение ( $S_{PSL}^P$ ), и найденные вышеописанным способом значения светосумм активаторной люминесценции ( $S_{AL}^P$ ) при электронном облучении приведены на рис. 4 (кривые 1 и 2).

Зависимости светосумм (см. рис. 4, кривые 1, 2) являются антисимбатными, что и можно было ожидать, так как они обе возникают, как мы предполагаем, от общего источника энергии – экситонного поляритона.

Экспериментально измеренные значения суммарной светосуммы активатора [22]  $S_{AT}$  показаны кривой 3 на рис. 4. После того как оценена одна ее составляющая, т. е.  $S_{AL}^P$ , можно приблизительно судить о другой, которую обуславливает УФ-излучение внутризонных электронов. Эта светосумма может быть определена как  $S_{AL}^{e.c.} = S_{AT} - S_{AL}^P$ ; ее приблизительная концентрационная зависимость показана кривой 4 на рис. 4.

Не только в ШГК, но и в других материалах, например в ВаFBr–Eu<sup>2+</sup>, имеется подобная антикорреляция между  $S_{PSL}^P$  и  $S_{AL}^P$ : при малых концентрациях активатора данная среда является накопителем энергии падающей радиации (в виде стабильных фотостимулируемых дефектов), а при больших концентрациях – люминофором. Не говорит ли эта аналогия об общности механизмов накопления дефектов и возбуждения люминесценции как в щелочно-галогидных кристаллах, так и в ВаFBr–Eu<sup>2+</sup>? Подобная общность с нашей точки зрения требует пространственной корреляции между компонентами фотостимулируемых центров, а также подвижное экситонное возбуждение (поляритон) для создания  $F$ -центров в паре с активаторным дырочным центром Eu<sup>3+</sup> (в среде ВаFBr–Eu<sup>2+</sup>). В работе [26] установлена зависимость, которая, по нашему мнению, является сильным доводом в пользу существования пространственно коррелированных пар (время затухания фотостимулированной люминесценции обратно пропорционально интенсивности стимулирующего  $F$ -света, умноженной на эффективное сечение поглощения этого света). Актуальность экситонного поляритона в этой среде в литературе пока не упоминается.



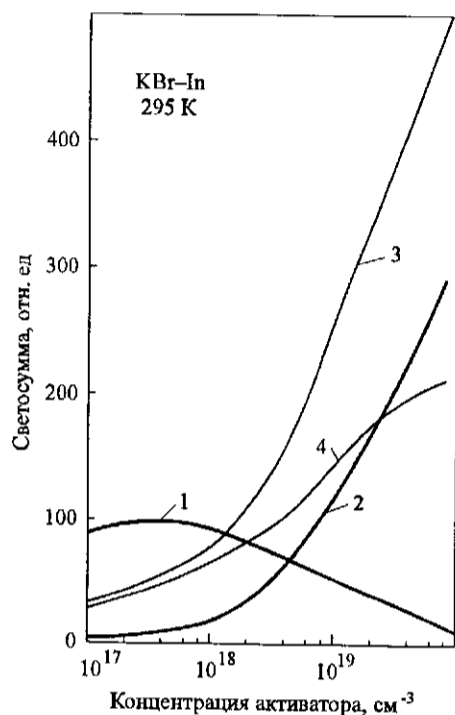


Рис. 4. Усредненные значения светосуммы фотостимулированной ( $S_{PSL}$ ) и прямой нерекombинативного характера люминесценции активатора  $In^+$  ( $S_{AL}$ ) в зависимости от концентрации  $In^+$  в KBr-In при изодозном облучении электронами: 1 –  $S_{PSL}^P$ , светосумма, созданная экситонными поляритонами (см. рис. 1, экспериментальные данные); 2 –  $S_{AL}^P$ , светосумма, созданная поглощением фотонной составляющей экситонного поляритона в коротковолновой части ближней  $D$ -полосы (см. разд. 2.2); 3 –  $S_{AL}$ , суммарная светосумма, созданная УФ-излучением зонных электронов и фотонной составляющей экситонного поляритона в ближней  $D$ -полосе (экспериментальные данные [22]); 4 –  $S_{AL}^e$ , светосумма, созданная поглощением УФ-излучения зонных электронов [25] в полосах поглощения активатора ( $A, B, C$ ), в средней и длинноволновой частях ближней  $D$ -полосы (см. разд. 2.2). Значения светосумм измерены в одинаковых относительных единицах

Рассмотрим еще крайний случай, когда концентрация активатора в KBr-In приближается к  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . При этой концентрации среднее расстояние между активатором  $In^+$  и местом создания экситонного поляритона составляет не более  $\sim 1,5a$ . Вероятно, что экситонный поляритон в этом случае не может «вырваться» из столь тесного активаторного окружения и его фотонная составляющая практически без продвижения самого поляритона поглощается в ближней  $D$ -полосе. Этим, очевидно, объясняются величина  $S_{PSL}^P$ , приближающаяся к нулю, и большое значение  $S_{AL}^P$  (см. рис. 4).

**Заключение.** На основе теоретических работ о пространственной дисперсии и поляритонных эффектах для экситонов [11–15], с одной стороны, и экспериментов с активированными щелочно-галогидными кристаллами [4–8, 19–23], с другой стороны, предложено возможное толкование полученных

результатов по дефектообразованию и люминесценции активатора при комнатной температуре.

1. Ответственным возбуждением кристалла при создании пространственно коррелированных  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров является экситонный поляритон.

2. Добавочные световые волны – волновая или фотонная составляющая экситонного поляритона – имеют спектральный состав в узком интервале в районе максимума полосы поглощения  $1s$  экситона; экспериментально оценена длинноволновая граница этого излучения.

3. С длинноволновой стороны от максимума полосы поглощения  $1s$  экситона в активированных ЦГК размещена полоса поглощения локального центра, связанная с активатором  $A^+$  (ближняя  $D$ -полоса). Поглощением добавочных световых волн в этом локальном центре разрушается экситонный поляритон. В результате падает эффективность образования пространственно коррелированных  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров (пар) – основы скрытого изображения. Вместо этого под облучением ионизирующей радиации возрастает интенсивность люминесценции активатора.

4. При больших концентрациях активатора вследствие ничтожного расстояния между местом рождения экситонного поляритона и расположением активатора  $A^+$  в решетке практически вся волновая (фотонная) часть экситонных поляритонов теряется из-за поглощения в этом локальном центре – в ближней  $D$ -полосе. В этих условиях пространственно коррелированные пары практически не образуются; вместо этого материал становится люминофором.

В заключение авторы выражают благодарность Д. К. Миллеру за внимание к работе и М. Ф. Тинклер за ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов Г. И., Калныньш Р. А., Нагли Л. Е. и др. Некоторые физические явления в активированных щелочно-галогидных кристаллах и возможности оптической обработки информации // *Автометрия*. 1980. № 1. С. 66.
2. Nanto H., Miyazaki M., Imai A. et al. New photostimulable phosphor materials for digital radiography // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2000. 47, N 4. P. 1620.
3. Mori N., Oikawa T. The imaging plate and its application // *Adv. Imaging and Electron Phys.* 1998. 99. P. 241.
4. Kalninsh A. E., Plavina I. K., Popov A. I., Tale A. K. Induced decay of anion excitons in alkali halide crystals in the vicinity of positively charged defects // *Latv. Journ. Phys. and Techn. Sci.* 1992. N 3. P. 3.
5. Плявинь И. К., Тале А. К. Пространственное распределение дефектов в фотостимулируемых щелочно-галогидных кристаллах // *Автометрия*. 2001. № 6. С. 3.
6. Tale A., Plavina I. Spatial correlation of latent image centers in photostimulable luminescence of irradiated doped alkali halides // *Proc. SPIE*. 2001. 4318. P. 180.
7. Брацлавец П. Ф., Калниньш А. Э., Плявинь И. К. и др. Экспериментальное доказательство образования пар типа  $F, In^{2+}$  при распаде анионных экситонов в  $KBr-In$  // *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*. 1990. № 4. С. 38.
8. Bratslavets P. F., Kalnins A. E., Plavina I. K. et al. Optical destruction and restoration of the  $(F, In^{2+})$  pairs in  $KBr-In$  crystals // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1992. 170. P. 305.
9. Алукер Э. Д., Лусис Д. Ю., Чернов С. Ф. Электронные возбуждения и радиолюминесценция щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. Гл. 3, 4.

10. **Song K. S., Williams R. T.** Self-Trapped Excitons /Ed. M. Cardona. Berlin: Springer Verlag, 1993. Ch. 2, 5.
11. **Пекар С. И.** Теория электромагнитных волн в кристалле, в котором возникают экситоны // ЖЭТФ. 1957. **33**, вып. 4(10). С. 1022.
12. **Агранович В. М.** Теория экситонов. М.: Наука, 1968. Гл. 3, 9.
13. **Пекар С. И.** Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев: Наук. думка, 1982.
14. **Hopfield J. J.** Theory of the contribution of the excitons to the complex dielectric constant of crystals // Phys. Rev. 1958. **112**, N 5. P. 1555;  
**Hopfield J. J.** Resonant scattering of polaritons as composite particles // Phys. Rev. 1969. **182**, N 3. P. 945.
15. **Экситоны** /Под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджа. М.: Наука, 1985. Гл. 1–4.
16. **Itoh N., Ohno N.** Exciton-polariton dispersion of alkali bromides observed with interference method // Journ. Phys. Soc. Jap. 1999. **68**, N 8. P. 2857.
17. **Beerwerth F., Fröhlich D., Köhler P. et al.** Three-photon spectroscopy of excitons polaritons in alkali halides // Phys. Rev. B. 1988. **38**, N 6. P. 4250.
18. **Tomiki T., Miyata T., Tsukamoto H.** The Urbach rule for the sodium- and potassium-halides // Z. Naturforsch. 1974. **29a**. P. 145.
19. **Тринклер Л. Э., Тринклер М. Ф.** Полосы поглощения, обусловленные околоактиваторными экситонами, в кристаллах КJ с примесями ртутеподобных ионов // Оптика и спектроскопия. 1987. **63**, вып. 6. С. 1280.
20. **Plavina I., Popov A. I.** The observation of a new D-absorption band in KBr-In crystals // Phys. Stat. Sol. (b). 1993. **176**. P. 255.
21. **Plavina I., Tale A.** Luminescence responses of KBr : In at room temperature in the case of UV-light irradiation // Latv. Journ. Phys. and Techn. Sci. 2000. N 1. P. 53.
22. **Plavina I., Popov A. I., Tale A., Kalnins A.** Possible mechanism of energy storage in the optically stimuable materials – doped alkali halides // Proc. SPIE. 1997. **2967**. P. 52.
23. **Kalnins A., Plavina I., Tale A.** Powdered KBr-In as an X-radiation storage material with a wide dynamic range // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. 1994. **84**. P. 95.
24. **Акустические кристаллы** /Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. Разд. 9.
25. **Мюрк В. В.** Коротковолновая люминесценция ионных кристаллов, возбуждаемая сильноточным пучком электронов наносекундной длительности // Тр. ИФ АН ЭстССР. 1982. **53**. С. 122.
26. **De Leeuw D. M., Kovats T., Herko S. P.** Kinetics of photostimulated luminescence in BaFBr : Eu // Journ. Electrochem. Soc. 1987. **134**, N 2. P. 491.

*Институт физики твердого тела  
Латвийского университета,  
E-mail: plavin@latnet.lv*

*Поступила в редакцию  
7 февраля 2002 г.*