

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛУБОКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Нгуен Тхи Ким Чунг, А. Н. Латышев, Е. А. Егорушина, О. В. Овчинников,
М. С. Смирнов, М. А. Ефимова

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 24.01.2011 г.

Аннотация: Установлены условия применимости метода фотостимулированной вспышки люминесценции для исследования локальных примесных состояний, расположенных в запрещенной зоне широкозонных кристаллов вблизи и ниже уровня центра люминесценции. Показано, что разность светосумм вспышки, высвеченных с уровней определенной глубины до и после фотоионизации центров с более глубоких уровней, пропорционально плотности энергетических состояний этих центров.

Ключевые слова: широкозонные кристаллы, глубокие электронные состояния, фотостимулированная вспышка люминесценции, светосумма, высвечивание.

Abstract: The conditions of using the method of photostimulated flash of luminescence for research local impurity state in a forbidden zone of high energy-gap crystals close and lower then the level of the centre luminescence are established. It is shown, that a difference of light sums of the flash illuminated from levels of the certain depth before and after photo-ionization of the centers with deeper levels, proportionate to density of power state of these centers.

Key words: high energy-gap crystals, deep electronic conditions, a photostimulated flash of luminescence, a light sum, illuminate.

ВВЕДЕНИЕ

Примесные состояния зачастую определяют уникальные оптические свойства реальных кристаллов. В частности, поверхностные состояния, возникающие из-за адсорбции атомов и молекул, участвуют в сенсбилизации фото-процессов в широкозонных полупроводниках [1]. Это в настоящее время крайне актуально для высокоэффективного фотокатализа [2]. Однако их исследования затруднены стандартными методиками оптической спектроскопии. Это связано, как правило, с различием на несколько порядков числа поверхностных центров по сравнению с объемными.

Наиболее чувствительные методы исследования малых концентраций примесных состояний основаны на измерении фотостимулированной вспышки люминесценции широкозонных кристаллов [3, 4]. Но непосредственное её применение возможно только для состояний, расположенных в запрещенной зоне выше уровней центров свечения. В противном случае стимулирующий световой поток, рассеиваясь на неоднородностях исследуемых образцов и

деталей держателей, маскируют вспышку. Вследствие этого возникают трудности по выделению полезного сигнала. В работе [5] был предложен способ «отсечки» сигнала вспышки, заключающийся в измерении светосуммы вспышки после импульса стимулирующего света. Однако из-за большой скорости затухания люминесценции в исследуемых образцах ошибка измерений оказалась очень высокой. В работе [6] указывалось на возможность получения информации о глубоких состояниях путём предварительного облучения фотовозбужденных образцов светом с квантами, величина которых соответствует этим состояниям. Этот метод можно назвать методом высвечивания. Он заключается в том, что светосумма вспышки измеряется дважды для уровней, расположенных выше уровней свечения (уровни сравнения). Первый раз до, а второй – после высвечивания исследуемых уровней. Разность получаемых при этом величин даёт информацию о плотности состояний, расположенных в запрещенной зоне кристалла вблизи и ниже уровней центров люминесценции. Светосумма для уровней сравнения после высвечивания, как правило, меньше [6]. Было высказано предположение, что это происходит из-за

© Нгуен Тхи Ким Чунг, Латышев А. Н., Егорушина Е. А., Овчинников О. В., Смирнов М. С., Ефимова М. А., 2011

«разрушения» центров свечения (точнее уменьшения числа ионизованных центров свечения). В то же время подобный эффект возможен и при перераспределении электронов с вышележащих уровней на изучаемый глубокий уровень. Такой процесс, имеющий релаксационный характер, наблюдался в работе [7]. Однако он остается не исследованным до настоящего времени. Поэтому данная работа посвящена выяснению причины уменьшения светосуммы после высвечивания, обоснованию метода исследования глубоких состояний, основанному на этом явлении, и границ его применимости. Следует отметить, что в цитируемых работах рассматривались случаи кристаллов, люминесцирующих по механизму Шёна—Класенса [8]. Следовательно, центры свечения при возбуждении ионизировались, а свечение возникало при рекомбинации электронов зоны проводимости с локализованными на центрах свечения дырками. Поскольку для исследуемых нами кристаллов $\text{AgCl}(\text{J})$ осуществляется тот же механизм [9], в дальнейшем рассуждения проводятся в его рамках. Результаты можно легко распространить на случай кристаллофосфоров с иным механизмом свечения.

МЕТОД ВЫСВЕЧИВАНИЯ СВЕТОСУММЫ И УСЛОВИЯ ЕГО ПРИМЕНИМОСТИ

Рассмотрим процессы, которые происходят в кристалле при возникновении вспышки под влиянием поглощения квантов света уровнями сравнения до и после перевода электронов (высвечивания) с каких-либо других глубоких

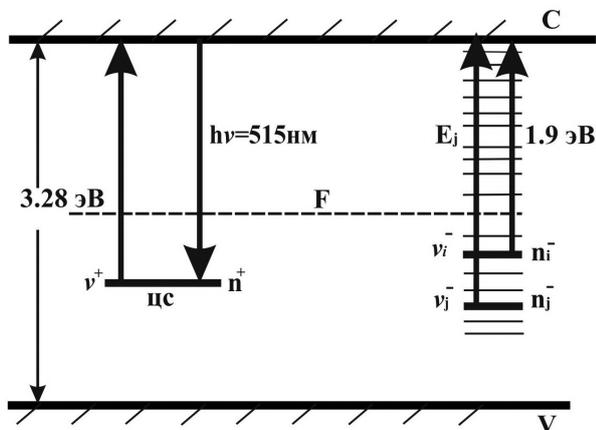


Рис. 1. Схема энергетических уровней кристалла $\text{AgCl}(\text{J})$

уровней. Это рассмотрение будем проводить на примере хлористого серебра с примесью йода, имеющего достаточный для исследований квантовый выход люминесценции. На рис. 1 представлена схема уровней для этого кристалла. Ширина запрещенной зоны близка к 3.28 эВ. Известно, что в галогенидах серебра кроме центров свечения (ЦС), определяющих люминесценцию при 515 нм, имеется практически сплошное распределение примесных состояний, занимающее почти всю запрещенную зону [1]. Те состояния из них, уровни которых будут выбраны для сравнения, обозначим i , а все остальные глубокие состояния — j . Обычно в качестве уровней i выбирались уровни на глубине 1.9 эВ под дном зоны проводимости. Поскольку в эксперименте часто приходится сравнивать численные значения поверхностных и объёмных центров, концентрации которых имеют разные размерности, удобнее рассматривать их полное число в данном образце. Полное число примесных состояний на определённой глубине запрещенной зоны, являющихся ловушками электронов, будем обозначать $v_{i,j}^-$ — с индексом уровней сравнения или исследуемых уровней, соответственно, а число центров свечения n^+ . Пусть $n_{i,j}^-$, n^+ , N^- будут числа локализованных электронов на глубоких ловушках, ионизованных ЦС (дырки на этих центрах) и фотоэлектронов в зоне проводимости.

Поскольку в равновесном состоянии все уровни, расположенные ниже уровня Ферми (F), уже заполнены, то при длительном возбуждении фотоэлектроны локализуются на примесных уровнях, расположенных выше этого уровня. Однако в результате тепловых колебаний (для мелких уровней) и высвечивающего действия возбуждающего света заполнение не может быть полным [7]. Более того, уровни, расположенные ниже F, также по последней причине могут оказаться не полностью заполненными. В тоже время можно ожидать, что через достаточно длительное время возбуждения степень заполнения всех уровней достигает определённой величины, которая зависит от величины возбуждающего потока. Сказанное иллюстрируется рис. 2. Действительно, за время возбуждения лазерным диодом HPL-N77GVIBA-VI (370 нм, 1 Вт) стационарное свечение устанавливается за 3 сек (кривая 1) для $\text{AgCl}(\text{J})$ и за 8 сек (кривая 2)

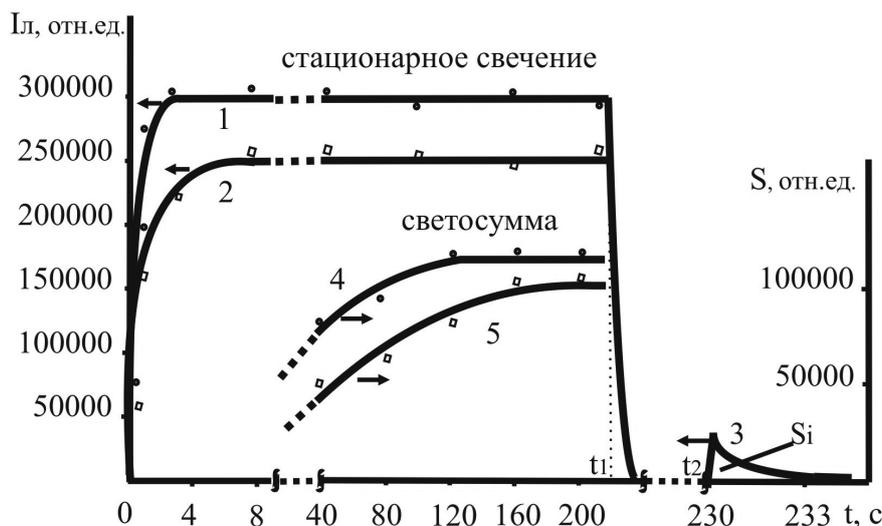


Рис. 2. Разгорание стационарной люминесценции кристалла $\text{AgCl}(\text{J})$ (кривая 1); $\text{AgCl}(\text{J})+\text{кр. МГ}$ (кривая 2), вспышка люминесценции со светосуммой S_i (кривая 3) и разгорание вспышки $\text{AgCl}(\text{J})$ (кривая 4); $\text{AgCl}(\text{J})+\text{кр. МГ}$ (кривая 5)

для $\text{AgCl}(\text{J})$, сенсибилизированного молекулами органического красителя метиленового голубого (МГ).

После окончания возбуждения в течение некоторого времени происходит затухание люминесценции, после чего кристалл ещё остаётся в возбужденном состоянии. Локализованные на глубоких ловушках электроны тепловыми колебаниями выброшены быть не могут, а прямая рекомбинация их с локализованными на ЦС дырками маловероятна [10]. При облучение кристалла светом, кванты которого способны выбросить электроны с глубоких ловушек, в основной полосе возникает фотостимулированная вспышка люминесценции (ФСВЛ). Полное количество квантов, высвеченное за время её полного затухания (светосумма S), несёт информацию о плотности зондируемых примесных состояний [3, 4]. На рис. 2 кривая 3 представляет собой вспышку после стимуляции кристалла излучением с квантами в 1.9 эВ. Но для достижения максимального значения светосуммы S требуется по сравнению с разгоранием люминесценции значительно большее время. Так, для $\text{AgCl}(\text{J})$ — 120 сек (кривая 4), а для $\text{AgCl}(\text{J})$, сенсибилизированного молекулами МГ, — 220 сек (кривая 5). Следует заметить, что достижение за определённое время возбуждения стационарных значений как интенсивности люминесцен-

ции, так и светосуммы вспышки даёт возможность при строгом выдерживании постоянства возбуждающего и стимулирующих потоков света проводить сравнительные измерения.

Основные характеристики вспышки до и после высвечивания можно получить, решая соответствующие кинетические уравнения. Будем для простоты считать, что возбуждение кристалла происходит благодаря переходам электронов под влиянием возбуждающего излучения с ЦС в зону проводимости. Тогда для описания вспышки люминесценции будем иметь следующую систему уравнений:

$$\frac{dn^+}{dt} = -\sigma_0^- u^- n^+ N^- = -\beta^- n^+ N^-, \quad (1)$$

$$\frac{dn_i^-}{dt} = -\omega_i^- n_i^- + \delta_i^- (v_i^- - n_i^-) N^-, \quad (2)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = \omega_i^- n_i^- - \delta_i^- (v_i^- - n_i^-) N^- - \beta^- n^+ N^-, \quad (3)$$

где σ_0^- и u^- — эффективное сечение захвата и скорость фотоэлектронов, β^- — коэффициент излучательной рекомбинации фотоэлектронов с локализованными на ЦС дырками; δ_i^- — коэффициент локализации фотоэлектронов на ловушки сорта i , равный произведению их эффективного сечения на среднюю скорость; $\omega_i^- = \sigma_i^- n_{\text{фор}} c$ — вероятность поглощения центром сорта i квантов стимулирующего света

$h\nu_i = E_i$, σ_i^- — эффективное сечение поглощения света ловушками сорта i , $n_{\text{фот}}$ и c — плотность светового потока и скорость света. Здесь важно отметить, что в качестве уровней сравнения следует выбирать уровни таких примесных центров, спектр ионизации которых является достаточно узким. Так в частности, для хлористого серебра вблизи 1.9 эВ расположены уровни адсорбированных атомов серебра, имеющих полосу ионизации с полушириной 0.2 эВ [9].

Прежде всего, решая систему уравнений (1)—(3), определим светосумму вспышки S_{i1} для уровней сравнения, получаемую до высвечивания исследуемых состояний. Пусть число электронов на ловушках сорта i после темнового промежутка $\Delta t = t_2 - t_1$, будет $n_{i1}^- \leq v_i^-$, а число дырок на ЦС — n_0^+ . При этом $n_0^+ \gg n_{i1}^-$, так как при возбуждении кристалла из-за электронейтральности $n_0^+ = \sum_i n_i^-$. Другими словами, число ионизованных ЦС должно быть равно полному числу локализованных на всех уровнях электронов. Кроме того, $n_0^+ \gg v_i^-$. Это связано с тем, что глубокие состояния в галогенидах серебра всегда являются поверхностными [11], а число поверхностных центров на несколько порядков величины меньше объёмных ЦС. Предполагая, как обычно [10], что $\frac{dN^-}{dt} \approx 0$, из (3) имеем:

$$N^- = \frac{\omega_i^- n_i^-}{\delta_i^-(v_i^- - n_i^-) + \beta^- n_0^+}. \quad (4)$$

Подстановка (4) в (2) даёт:

$$\frac{dn_i^-}{dt} = -\omega_i^- n_i^- \left\{ 1 - \frac{\delta_i^-(v_i^- - n_i^-)}{\beta^- n_0^+} \right\}.$$

Учитывая указанные раньше неравенства, а также то, что $\beta^- \approx \delta_i^-$ получаем: $\frac{dn_i^-}{dt} \approx -\omega_i^- n_i^-$ и

$$n_i^- = n_{i1}^- e^{-\omega_i^- t}. \quad (5)$$

С учётом (4), (5) и указанных раньше неравенств из (1) следует, что

$$n^+ = n_{i1}^- e^{-\omega_i^- t} + C.$$

Начальные условия дают:

$$n^+ = n_0^+ - (1 - e^{-\omega_i^- t}) n_{i0}^-. \quad (6)$$

Отсюда для полной светосуммы вспышки при стимуляции уровней сравнения i до высвечивания следует, что

$$S_{i1} = \int_0^\infty \frac{dn^+}{dt} dt = n_{i0}^-. \quad (7)$$

Однако реально, как указывалось раньше, полного заполнения достичь невозможно. Кроме того, измерение светосуммы в эксперименте всегда ограничено во времени. Поэтому $S_{i1} = \gamma n_{i0}^-$, где γ некоторая безразмерная величина. Если во время всех измерений условия эксперимента (время возбуждения, темновой промежуток, время измерения светосуммы) строго выдерживаются, эту величину можно считать постоянной.

Высвечивание исследуемых глубоких состояний необходимо также проводить после длительного возбуждения кристалла (в нашем случае в течение 220 сек.). При строгом постоянстве времени и интенсивности возбуждения все примесные уровни заполняются электронами, а ЦС — дырками точно так же, как это происходило при измерении светосуммы первой вспышки. Строгое постоянство этих величин является основным условием, при котором возможно получение достоверных результатов. Если для высвечивания использовать монохроматическое излучение, энергия квантов которого $h\nu_j = E_j$, где E_j — энергия фотоионизации соответствующих центров, то электроны будут переведены в зону проводимости. Для получения неискажённых результатов следует принять меры для того, чтобы интенсивность высвечивающего излучения была одинакова для всех длин волн. В данной работе в качестве источника этого излучения применялся стандартный осветитель ОИ-18 с лампой ДРК-120, спектральные линии которой выделялись светофильтрами, кроме того, использовались светодиоды KLM-G635-6-5 (635 нм, 6мВт, $0.6 \cdot 10^{18}$ квант/(с·см²)) и HLP-H44FG1CO (520 нм, 3 Вт, $2.6 \cdot 10^{17}$ квант/(с·см²)). Постоянство светового потока для всех длин волн обеспечивалось его диафрагмированием, а контроль осуществлялся методом счёта фотонов. Поскольку постоянство темнового промежутка после возбуждения кристалла так же необходимо выдерживать в течение всего эксперимента постоянным, высвечивающий световой поток включался за пять секунд до окончания возбуждения и выключался одновременно с ним.

Кинетические уравнения, описывающие процесс высвечивания, отличаются от уравнений (1)—(3), так как высвечивающее излучение

способно возбуждать дополнительно ЦС. Это обстоятельство может радикально повлиять на параметры вспышки. Поэтому рассмотрим этот вопрос подробнее. Эти уравнения в этом случае принимают следующий вид:

$$\frac{dn^+}{dt} = -\beta^- n^+ N^- + \omega^+ (v^+ - n^+), \quad (8)$$

$$\frac{dn_j^-}{dt} = -\omega_j^- n_j^- + \delta_j^- (v_j^- - n_j^-) N^-, \quad (9)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = -\delta_j^- (v_j^- - n_j^-) N^- - \beta^- n^+ N^- + \omega_j^- n_j^- + \omega^+ (v^+ - n^+). \quad (10)$$

Здесь $\omega^+ = \sigma^+ n_{\text{высв}} c$, σ^+ — эффективное сечение поглощения ЦС, $n_{\text{высв}}$ — число фотонов высвечивающего света. При записи этих уравнений предполагалось, что уровни сравнения заполняются так же как и до засвечивания и не реагируют на высвечивающее излучение. Теперь из (10) следует:

$$N^- = \frac{\omega_j^- n_j^- + \omega^+ (v^+ - n^+)}{\delta_j^- (v_j^- - n_j^-) + \beta^- n^+}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (9), предполагая, что $\omega_j^- \approx \omega^+$ и $\delta_j^- \approx \beta^-$, и, отбрасывая малые члены, будем иметь

$$\frac{dn_j^-}{dt} = -\omega_j^- n_j^- \left\{ 1 - \frac{(v^+ - n^+)(v_j^- - n_j^-)}{n^+ n_j^-} \right\}. \quad (12)$$

Вводя обозначения $\frac{(v^+ - n^+)}{n^+} = q$, это выражение представим так:

$$\frac{dn_j^-}{dt} = -\omega_j^- \{ (1 + q)n_j^- - qv_j^- \}. \quad (13)$$

Поскольку n^+ при высвечивании центров только одного сорта из-за малости их числа меняется незначительно, можно считать q постоянной величиной. Тогда решение этого уравнения будет:

$$n_j^- = n_{j0}^- e^{-(1+q)\omega_j^- t} + \frac{q}{1+q} v_j^- (1 - e^{-(1+q)\omega_j^- t}) \quad (14)$$

Здесь n_{j0}^- — число электронов, захваченных ловушкой j . Из (14) видно, что при длительном высвечивании, когда $t \rightarrow \infty$, ловушки полностью не освобождаются. Это происходит потому, что помимо высвечивающего действия световой поток возбуждает кристалл, ионизуя ЦС. Количество остающихся в ловушке элект-

тронов зависит от того, насколько до облучения кристалл был возбуждён. Так, если он был сильно возбуждён (это значит, что $q \ll 1$), остаётся лишь незначительное количество электронов, то есть $n_{j\infty}^- = qv_j^-$. Если же возбуждение было слабым и $q \gg 1$, то уровни остаются заполненными почти полностью даже при очень большом времени высвечивания. Это обстоятельство следует учитывать при проведении эксперимента.

После высвечивания через установленный интервал темнового промежутка вторично производится измерение светосуммы ФСВЛ S_{i2} на глубине 1.9 эВ. Кинетические уравнения (1)–(3) в этом случае следует изменить и дополнить ещё двумя уравнениями. Одно из них должно описывать заполнение высвеченных состояний электронами с других уровней, в частности с уровней сравнения, в течение темнового промежутка. А другое – их заполнение во время стимуляции вспышки с уровней сравнения. Таким образом, имеем:

$$\frac{dn^+}{dt} = -\beta^- n^+ N^-, \quad (15)$$

$$\frac{dn_i^-}{dt} = -\omega_i^- n_i^- + \delta_i^- (v_i^- - n_i^-) N^- - \beta_{ij}^- n_i^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-], \quad (16)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = \omega_i^- n_i^- - \delta_i^- (v_i^- - n_i^-) N^- - \delta_j^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-] N^-, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_j^-}{dt} = & \beta_{ij}^- n_i^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-] + \\ & + \delta_j^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-] N^- + \\ & + \sum_{k \neq i, j} \beta_{kj}^- n_k^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_j^-}{dt} = & \beta_{ij}^- n_i^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-] + \\ & + \sum_{k \neq i, j} \beta_{kj}^- n_k^- [(1 - q)v_j^- - n_j^-]. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь $\beta_{i,kj}^-$ — коэффициенты безызлучательной рекомбинации локализованных на высоких уровнях электронов с дырками на высвеченных уровнях j . Эта рекомбинация может происходить как благодаря тунелированию электронов, если центры расположены достаточно близко, так и за счёт перелокализации электронов и дырок, если имеются мелкие донорные и акцепторные состояния. Как уже отмечалось, эффект перераспределения локализованных

состояний ранее в галогенидах серебра наблюдался [7]. Уравнение (19) относится к темновому промежутку. Система уравнений (15)—(19) является очень сложной и может быть решена численными методами. Однако из вида этих уравнений можно сделать ряд принципиальных выводов.

1. Заполнение высвеченных уровней j может происходить не только с уровней сравнения, но и с других вышележащих. Это обстоятельство приводит к сравнительно малым изменениям числа n_i^- , что влияет на чувствительность метода и точность измерений. Наибольшим числом обладают мелкие уровни. Поэтому для увеличения чувствительности и точности в методику измерений было введено постоянное во время всего цикла измерений облучение образца излучением с квантами 0.1—0.4 эВ.

2. Заполнение высвеченных уровней после темнового промежутка может продолжаться и во время стимуляции вспышки с уровней сравнения. Это уменьшает число фотоэлектронов

в каждый момент времени и, судя по уравнению (15), уменьшает светосумму S_{i2} , что ранее рассматривалось как «разрушение» ЦС [6]. К сожалению, это явление не имеет большого значения.

Действительно, при $\frac{dN^-}{dt} = 0$ из (17) следует, что

$$N^- = \frac{\omega_i^- n_i^-}{\delta_i^-(v_i^- - n_i^-) + \delta_j^-(v_j^- - n_j^-) + \beta^- n^+}. \quad (20)$$

Выражение (20) отличается от (4) знаменателем. Вычитая правые и левые части этих выражений, для разности получаем:

$$\Delta N^- = \xi \frac{\omega_i^- n_i^-}{\delta_i^-(v_i^- - n_i^-) + \beta^- n^+},$$

$$\text{где } \xi = \frac{\delta_j^-(v_j^- - n_j^-)}{\delta_i^-(v_i^- - n_i^-) + \delta_j^-(v_j^- - n_j^-) + \beta^- n^+}.$$

Как уже отмечалось, число поверхностных состояний, к которым относятся в галогенидах

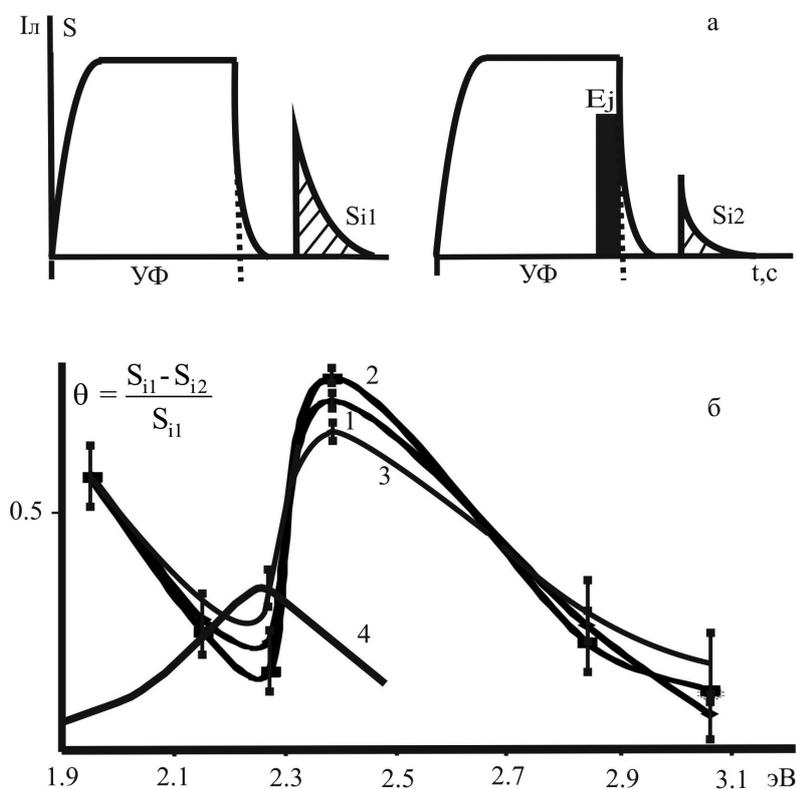


Рис. 3. а) Схема проведения эксперимента: указаны первое возбуждение образца и измерение светосуммы S_{i1} и последующее возбуждение и измерение светосуммы S_{i2} , сплошная чёрная полоса означает импульс высвечивающего излучения; б) спектр высвечивания кристаллов при температуре 77 К: AgCl(J) (кривая 1); AgCl(J)+кр.МГ (кривая 2); AgCl(J)+кр. № 3912 (кривая 3); спектр «разрушения ионизованных центров свечение» AgCl (кривая 4) [6]

серебра все глубокие состояния, значительно меньше объемных и $\xi \ll 1$. Следовательно, эффект «разрушения» ЦС является незначительным.

Таким образом, можно считать, что выполнение всех указанных условий проведения эксперимента даёт возможность достоверно измерять светосуммы до и после высвечивания, а их разность несёт информацию о числе состояний, уровни которых лежат вблизи уровней ЦС. С целью снижения влияния неполного заполнения уровней сравнения за меру измеряемой величины следует принять относительную величину:

$$\Theta = \frac{S_{i1} - S_{i2}}{S_{i1}} = 1 - \frac{S_{i2}}{S_{i1}}. \quad (21)$$

Если при высвечивании число локализованных на исследуемых центрах действительно уменьшается, что приводит к уменьшению электронов и на центрах сравнения, и кроме того, выполнены все требования к эксперименту, то $0 < \Theta < 1$. Другие значения нефизичны.

Исследования проводились с микрокристаллами AgCl(J) до и после сенсibilизации их молекулами органических красителей катионного типа (МГ) и анионного типа (пиридиневая соль 3,3-ди-(γ -сульфопропил)-9-этил 4,5,4',5'-добензотиакробоцианинбетаина (кр. №3912)). На рис. 3б представлены спектры высвечивания для разных микрокристаллов, полученные описанным методом. Эти спектры хорошо согласуются с результатами, представленными в [1, 6], что доказывает эффективность предлагаемого метода. По чувствительности он обладает всеми преимуществами люминесцентного метода и может быть применён при исследовании различных факторов (например, адсорбция молекул и атомов), влияющих на плотность поверхностных состояний.

Нгуен Тхи Ким Чунг — аспирант кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет.

Тел: 8 (905) 656-52-19

E-mail: kimchung142@yahoo.com

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Акимов И.А.* Сенсibilизированный фотоэффект / И. А. Акимов, Ю. А. Черкасов, М. И. Черкашин. — М.: Наука, 1980. — 384 с.
2. *Артемьев В.Ю.* Введение в гетерогенный фотокатализ / В. Ю. Артемьев, В. К. Рябчук. — СПб.: СПбГУ, 1999. — 304 с.
3. *Латышев А.Н.* Люминесценция центров скрытого изображения хлоросеребряной фотографической эмульсии / А. Н. Латышев, М. А. Кушнир, В. В. Бокарев // Журн. научн. и прикл. фотографии и кинематографии. — 1981. — Т. 26, № 3. — С. 377—379.
4. *Латышев А.Н.* Спектрально-контролируемая поатомная фотосборка кластеров серебра на поверхности ионно-ковалентных кристаллов / А. Н. Латышев [и др.] // Оптика и спектроскопия. — 2010. — Т.109, № 5. — С. 719—728.
5. *Суворова Т.И.* Метод исследования энергетических состояний адсорбированных наноструктур / Т. И. Суворова, Нгуен Тхи Ким Чунг, П. В. Новиков, М. А. Ефимова, А. Н. Латышев // Размерные эффекты в наноструктурах и проблемы нанотехнологий. Сборн. матер. конф. Тамбов, 2009. — С. 84—86.
6. *Белоус В.М.* О природе уровней захвата электронов в кристаллах хлористого серебра / В. М. Белоус // Опт. и спектр. — 1962. — Т. 13, № 6. — С. 852—854.
7. *Белоус В.М.* Об эффекте перераспределения электронов по уровням локализации у серебряногаллоидных фосфоров и высвечивающем действии возбуждающего света / В. М. Белоус // Опт. и спектр. — 1961. — Т. 11, № 3. — С. 431—433.
8. *Кюри Д.* Люминесценция кристаллов / Д. Кюри. — М.: Изд. ин. лит., 1961. — 199 с.
9. *Ovchinnikov O.V.* Luminescence mechanisms of silver halide crystals at 77 K / O. V. Ovchinnikov [etc.] // Luminescence: The J. of Biol. & Chem. Lum. — 2010. — V. 25. — P. 277—278.
10. *Фок М.В.* Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров / М. В. Фок. — М.: Наука, 1964. — 283 с.
11. *Латышев А.Н.* Адсорбция атомно-молекулярных частиц и фотографический процесс / А. Н. Латышев // Журн. научн. и прикл. фотографии. — 2001. — Т. 46, № 5. — С. 3—12.

Nguyen Thi Kim Chung — Graduate student, Department of optics and spectroscopy, Voronezh State University.

Tel: (mobile) 8 (905) 656-52-19

E-mail: kimchung142@yahoo.com

Нгуен Тхи Ким Чунг, А. Н. Латышев, Е. А. Егорушина, О. В. Овчинников, М. С. Смирнов, М. А...

Латышев Анатолий Николаевич — профессор кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет, доктор физико-математических наук.

Тел: рабочий (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Егорушина Елена Александровна — инженер кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет.

Тел: рабочий (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Овчинников Олег Владимирович — заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет, доктор физико-математических наук.

Тел: рабочий (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Смирнов Михаил Сергеевич — доцент кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет, кандидат физико-математических наук.

Тел: рабочий (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Ефимова Мария Анатольевна — доцент кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет, кандидат физико-математических наук.

Тел: рабочий (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Latyshev Anatoly Nikolayev — Professor, Department of optics and spectroscopy, Voronezh State University, Doctor of Physical-Mathematical Sciences.

Tel: (work) (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Egorushina Elena Aleksandrovna — Engineer, Department of optics and spectroscopy, Voronezh State University.

Tel: (work) (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Ovchinnikov Oleg Vladimirovich — Head of department of optics and spectroscopy, Voronezh State University, Doctor of Physical-Mathematical Sciences.

Tel: (work) (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Smirnov Mikhail Sergeevich — Associate Professor, Department of optics and spectroscopy, Voronezh State University, Candidate of Physical-Mathematical Sciences.

Tel: (work) (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru

Efimova Maria Anatolyevna — Associate Professor, Department of optics and spectroscopy, Voronezh State University, Candidate of Physical-Mathematical Sciences.

Tel: (work) (4732) 20-87-80

E-mail: opt@phys.vsu.ru