

# Фотолюминесценция и туннельный перенос заряда в сверхрешетках $\text{CaF}_2 : \text{RE}^{2+} - \text{CdF}_2$ на Si (111)

© С.В. Гастев, С.Э. Иванова\*, Н.С. Соколов, С.М. Сутурин, Е.М. Лангер\*\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия

\*\*Институт физики Польской академии наук,  
02-668 Варшава, Польша

E-mail: gastev@fl.ioffe.rssi.ru

Рассмотрено нестационарное поведение фотолюминесценции ионов  $\text{Eu}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{2+}$  в сверхрешетках  $\text{CaF}_2 : \text{RE}^{2+} - \text{CdF}_2$  при непрерывной оптической накачке. Нестационарность фотолюминесценции обусловлена спонтанным туннелированием электронов из возбужденных состояний  $4f5d$  в зону проводимости соседнего слоя  $\text{CdF}_2$ . Составлена и численно проанализирована система уравнений баланса. Показано, что значения энергий фотоионизации состояний  $4f5d$  могут быть получены из экспериментальных временных зависимостей изменения интенсивности фотолюминесценции в сверхрешетке с толщиной от 10 до 20 монослоев  $\text{CaF}_2$  и  $\text{CdF}_2$ .

Работа поддержана грантами ИНТАС (N 97-10528), Научного общества Швейцарии (N 7SUPJ062359) и Минпромнауки РФ.

Процессы переноса электрического заряда между редкоземельными ионами при фотохимических реакциях в твердых телах в течение многих лет привлекают внимание исследователей: достаточно указать на ставшие уже классическими работы Феофилова [1] и Вельбера [2], а также на работы, опубликованные в настоящее время [3,4]. В объемных кристаллах такой перенос в основном осуществляется при фотовозбуждении носителей заряда в зону проводимости кристаллической матрицы и последующем их захвате на те или иные ловушки.

Значительную роль процессы переноса заряда играют в различных наноструктурах на основе фторидов. На X Феофиловском симпозиуме сообщалось о первых наблюдениях нестационарного поведения люминесценции  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Eu}^{2+}$  в гетероструктурах со слоями фторидов [5] и обсуждалась возможная связь этого эффекта с процессами переноса заряда. В [6] была продемонстрирована важная роль туннельного механизма переноса электронов из возбужденного состояния  $4f^65d$  ионов  $\text{Eu}^{2+}$ , помещенных в слой  $\text{CaF}_2$  сверхрешеток  $\text{CaF}_2 : \text{Eu} - \text{CdF}_2$ , через интерфейс  $\text{CaF}_2 / \text{CdF}_2$  в зону проводимости соседних слоев  $\text{CdF}_2$ . В [7] этот эффект был изучен в сверхрешетках (SL) с селективно легированными европием слоями. Позднее аналогичный эффект наблюдался в сверхрешетках  $\text{CaF}_2 : \text{Sm} - \text{CdF}_2$  [8]. Ход фотохимической реакции, происходящей при оптическом возбуждении таких структур, можно представить как  $\text{RE}^{2+} + h\nu = \text{RE}^{3+} + \text{электрон}$  в зоне проводимости слоя  $\text{CaF}_2$ , где  $\text{RE} = \text{Eu}$  или  $\text{Sm}$ . Спонтанное туннелирование электронов через интерфейс оказывается возможным вследствие специфического взаимного расположения энергетических зон SL [9] и уровней редкоземельного иона (рис. 1). Очевидно, что туннелирование уменьшает количество редкоземельных ионов в двухвалентном состоянии, что и вызывает ослаб-

ление интенсивности фотолюминесценции (PL)  $\text{RE}^{2+}$  при стационарном ее возбуждении светом с энергией квантов, меньшей энергии оптической ионизации  $\text{RE}^{2+}$  в  $\text{CaF}_2$ . Таким образом, сверхрешетки  $\text{CaF}_2 : \text{RE} - \text{CdF}_2$  предоставляют уникальную возможность экспериментального изучения оптическими методами сугубо квантового эффекта подбарьерного спонтанного туннелирования электронов. В настоящей работе на основании анализа предшествующих работ [5–8] предложено более общее математическое описание физической модели эффекта и проведено качественное сравнение расчета с имеющимися экспериментальными данными.

## 1. Экспериментальные результаты и физическая модель эффекта

В работах [5–8] изучалась зависимость интенсивности люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$  или  $\text{Sm}^{2+}$  в сверхрешетках  $\text{CaF}_2 : \text{RE} - \text{CdF}_2$  от времени при стационарном оптиче-

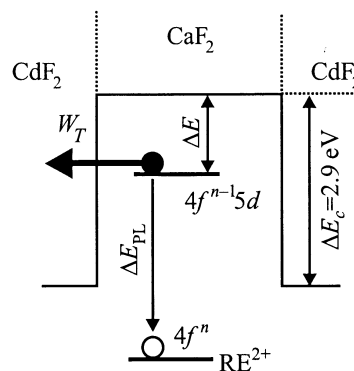
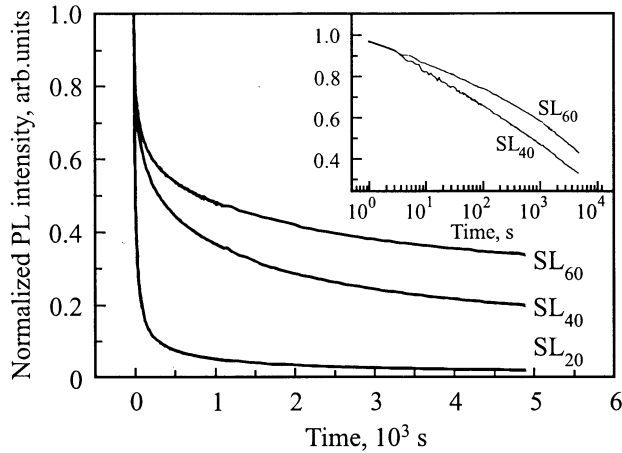


Рис. 1. Энергетическая схема зон проводимости и  $\text{CaF}_2 - \text{CdF}_2$ -интерфейсов SL.



**Рис. 2.** Фотолюминесценция  $\text{Eu}^{2+}$  при стационарном возбуждении Ar-лазером с  $\lambda = 361 \text{ nm}$  и плотностью возбуждения  $0.5 \text{ W/cm}^2$  в SL со слоями  $\text{CaF}_2$  толщиной 20, 40 и 60 ML. На вставке — те же зависимости PL для SL с толщинами слоев  $\text{CaF}_2$  60 и 40 ML в логарифмическом масштабе времени.  $T = 300 \text{ K}$  [7].

ском возбуждении. Толщина легированного RE слоя флюорита  $d_{\text{CaF}_2}$  составляла от 10 до 60 монослоев (ML) (3–19 nm). SL с одинаковой толщиной слоев  $\text{CaF}_2$  и  $\text{CdF}_2$  и суммарной толщиной 100–350 nm были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии [10], их структурные характеристики изучались с помощью рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения [11].

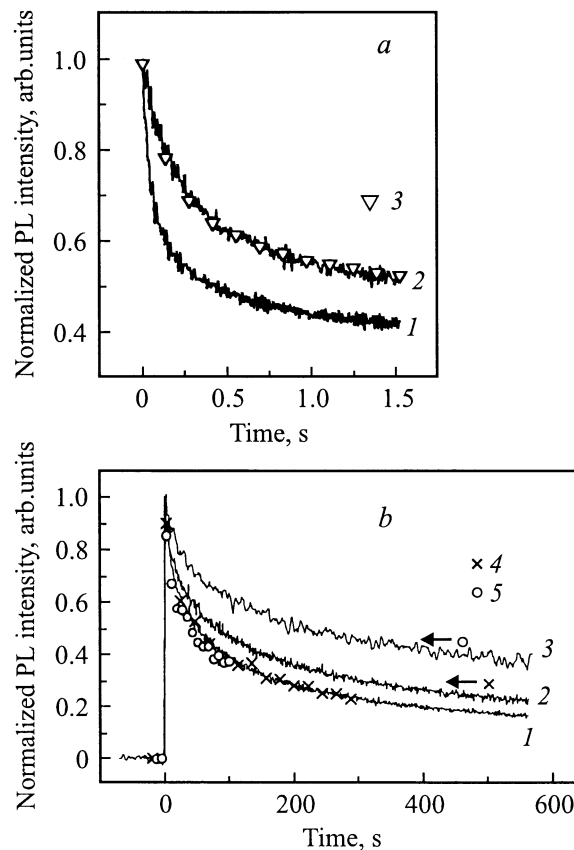
При оптическом стационарном возбуждении таких SL наблюдалось существенное ослабление интенсивности люминесценции  $\text{RE}^{2+}$  по мере увеличения экспозиции образца. На рис. 2 показаны зависимости интенсивности люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$  от времени в сверхрешетках  $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}-\text{CdF}_2$  [7]. В SL с  $d_{\text{CaF}_2} = 60 \text{ ML}$  интенсивность люминесценции уменьшалась более чем в 2 раза в течение нескольких минут. С уменьшением толщины слоя флюорита эффект усиливался, и при  $d_{\text{CaF}_2} = 20 \text{ ML}$  наблюдаемое уменьшение начальной интенсивности SL достигало 20–50 раз. В SL с  $d_{\text{CaF}_2} = 10 \text{ ML}$  люминесценция практически отсутствовала. Примечательно, что этот эффект наблюдался в широком интервале температур: от комнатной до температуры жидкого гелия.

Были проанализированы возможные причины уменьшения интенсивности PL: туннелирование через гетерограницы, двухступенчатая фотоионизация  $\text{RE}^{2+}$ ; не исключалась также возможность возникновения физической деградации SL. Важным свидетельством в пользу туннельного механизма фотоионизации в SL является доказанный экспериментально однофотонный характер процесса ионизации  $\text{RE}^{2+}$ . В этом случае при увеличении (уменьшении) интенсивности возбуждения и одновременном растяжении (сжатии) в такое же число раз масштаба шкалы времени нормализованные зависимости интенсивности PL от времени не должны меняться для SL с фиксированной толщиной слоев  $\text{CaF}_2$ . Такое

поведение PL для SL, легированных ионами Eu и Sm, показано на рис. 3, *a* и *b* соответственно.

Против объяснения затухания PL деградацией поверхности наряду с отсутствием визуально наблюдаемых дефектов на поверхности SL после ее облучения свидетельствуют также независимость эффекта от температуры и возможность выжигания спектральных провалов в бесфонной полосе спектра поглощения  $\text{Eu}^{2+}$  в таких SL [12,13]. Специфической чертой описанных выше экспериментов является необходимость использования нового участка на поверхности образца для проведения каждого последующего измерения, поскольку „память“ о засветке экспонированный участок сохраняет по крайней мере в течение нескольких дней.

Теоретическое рассмотрение эффекта было проведено в [6] в рамках квантово-механической задачи подбарьерного туннелирования. Вероятность туннелирования электрона из возбужденного состояния иона  $\text{RE}^{2+}$ , находящегося на расстоянии  $z$  от ближайшего интерфейса, в зону проводимости  $\text{CdF}_2$  определялась как вероятность



**Рис. 3.** Фотолюминесценция ионов европия [6] (*a*) и самария [8] (*b*) при различных интенсивностях стационарного возбуждения. *a*) Длина волны возбуждения  $\lambda = 351 \text{ nm}$ ; 1 —  $I_{\text{exc}} = I_0$ , 2 —  $I_{\text{exc}} = 0.2I_0$ , 3 — начальный участок кривой 1, растянутый по времени в 1/0.2 раз. *b*) Длина волны возбуждения  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ; 1 —  $I_{\text{exc}} = I_0$ , 2 —  $I_{\text{exc}} = 0.55I_0$ , 3 —  $I_{\text{exc}} = 0.18I_0$ , 4 — начальный участок кривой 2, сжатый по времени в 1/0.55 раз, 5 — начальный участок кривой 3, сжатый по времени в 1/0.18 раз.  $T = 300 \text{ K}$ .

туннелирования через прямоугольный потенциальный барьер шириной  $z$  в квазиклассическом приближении в рамках одномерной задачи

$$W_T = \frac{2\Delta E}{\pi\hbar} \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) = W_0 \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right),$$

$$z_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{8m^*\Delta E}}. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta E$  — высота барьера, равная энергии фотоионизации возбужденного уровня  $4f^{n-1}5d \text{ RE}^{2+}$ ,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка. Оценка параметра  $z_0$ , полученная по (1) в предположении  $\Delta E = 1 \text{ eV}$  и  $m^* = m_0$ , дает значение  $z_0 = 0.1 \text{ nm}$ . Поскольку для рассматриваемых SL толщина 1 ML составляет  $0.315 \text{ nm}$ , вероятность туннелирования меняется более чем в 20 раз при изменении  $z$  на 1 ML, и, следовательно, можно считать, что процесс ионизации протекает послойно. В результате туннелирования заряд редкоземельного иона меняется с +2 на +3, что приводит к уменьшению интенсивности PL  $\text{RE}^{2+}$ , характер которого может быть моделирован путем решения системы простых уравнений баланса

$$\frac{dN_0}{dt} = -I_{\text{exc}}\sigma N_0 + \frac{1}{\tau} N_1,$$

$$\frac{dN_1}{dt} = I_{\text{exc}}\sigma N_0 - \left(W_T + \frac{1}{\tau}\right) N_1. \quad (2)$$

Здесь  $N_0$  и  $N_1$  — заселенность основного ( $4f^n$ ) и возбужденного ( $4f^{n-1}5d$ ) состояний соответственно,  $I_{\text{exc}}$  — интенсивность возбуждающего света,  $\sigma$  — сечение фотовозбуждения перехода  $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d \text{ RE}^{2+}$ ,  $\tau$  — время жизни PL; начальные условия при  $t = 0$ :  $N_0 = 1$ ,  $N_1 = 0$ .

Если предположить, что вероятность туннелирования достаточно мала, т.е.  $W_T \ll I_{\text{exc}}\sigma \ll 1/\tau$ , то система (2) легко сводится к одному уравнению, описывающему изменение числа ионов  $\text{RE}^{2+}$  за счет туннельной ионизации возбужденных состояний. Решение этого уравнения можно представить в виде

$$N(\text{RE}^{2+}) = N(\text{RE}) \exp\{-tI_{\text{exc}}\sigma\tau W_0 \exp(-z/z_0)\}, \quad (3)$$

где  $N(\text{RE})$  — полная концентрация редкоземельных ионов,  $t$  — время, прошедшее после начала оптического возбуждения системы. Отсюда нетрудно получить, что продвижение фронта фотоионизации  $\text{RE}^{2+}$  от границы интерфейса в глубь слоя  $\text{CaF}_2$  можно описать зависимостью

$$z(t) = z_0 \ln(tI_{\text{exc}}\sigma\tau W_0), \quad (4)$$

которая показывает, что фронт ионизации удаляется от интерфейса пропорционально логарифму времени. Поскольку, как показано выше, фотоионизация проходит послойно, интенсивность люминесценции всего слоя пропорциональна толщине слоя с неионизированными

ионами  $\text{RE}^{2+}$ ; ее изменение со временем можно записать в виде

$$I(t) = I_0[1 - 2z(t)/d_{\text{CaF}_2}]$$

$$= I_0[1 - (2z_0/d_{\text{CaF}_2}) \ln(tI_{\text{exc}}\sigma\tau W_0)], \quad (5)$$

где  $I_0$  — интенсивность PL в начальный момент времени  $t = 0$ . Из (5) следует, что параметр туннелирования  $z_0$  можно определить из наклона спада PL в логарифмическом масштабе времени, а именно:

$$z_0 = (d_{\text{CaF}_2}/2)[I(t_1)/I_0 - I(t_2)/I_0] / [\ln t_2 - \ln t_1]. \quad (6)$$

Оказалось, что экспериментальные кривые во многих случаях достаточно хорошо описываются логарифмической зависимостью (5) (см. вставку на рис. 2), что является важным подтверждением рассмотренной выше физической картины. Однако оценки характерной длины туннелирования с помощью (6) дают заметно большие значения [6,7], чем ожидаемые из (1). Кроме того, эта очень наглядная, но существенно упрощенная модель эффекта не описывает отсутствия люминесценции  $\text{RE}^{2+}$  в SL со слоями с  $d_{\text{CaF}_2} = 10 \text{ ML}$ . Учитывая эти обстоятельства, мы провели численный анализ системы уравнений баланса (2) без использования предположений  $W_T \ll 1/\tau$  и  $W_T \ll I_{\text{exc}}\sigma$ , не вполне соответствующих реальным экспериментальным условиям.

Очевидно, что возникающий в процессе ионизации  $\text{RE}^{2+}$  пространственный заряд приводит к появлению электростатического потенциала и загибу зон. Поскольку ионизация проходит послойно, область пространственного заряда можно рассматривать как полностью обедненный  $\text{RE}^{2+}$  слой  $\text{CaF}_2$ . Оценки величины загиба зон при концентрации  $\text{RE}^{2+}$   $N_0 = 0.1 \text{ mol.}\%$  показывают, что она составляет  $\sim 0.1 \text{ eV}$ . Поскольку такое изменение  $\Delta E$  слабо меняет значения параметров туннелирования, мы не будем его учитывать при дальнейшем рассмотрении.

## 2. Решение системы уравнений баланса

Для решения систему уравнений баланса (2) более удобно представить в матричном виде

$$\frac{d\bar{\mathbf{N}}(t)}{dt} = A(z)\bar{\mathbf{N}}(t), \quad A(z) = \begin{pmatrix} -I_{\text{exc}}\sigma & \frac{1}{\tau} \\ I_{\text{exc}}\sigma & -\frac{1}{\tau} - W(z) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Ее решение имеет вид

$$\bar{\mathbf{N}}(t) = \bar{\mathbf{C}}^0 \exp(\lambda_0 t) + \bar{\mathbf{C}}^1 \exp(\lambda_1 t), \quad (8)$$

где  $\lambda_0, \lambda_1$  — собственные числа матрицы  $A(z)$ ,  $\bar{\mathbf{C}}^{(0,1)}$  — собственные векторы, соответствующие приведенным выше начальным условиям. Таким образом, точное решение системы (7) для заселенности возбужденных

состояний выражается зависимостью

$$N_1(z, t) = \frac{I_{\text{exc}}\sigma}{\text{sp}AD} \left[ \exp \left\{ \frac{1+D}{2} t \text{sp}A \right\} - \exp \left\{ \frac{1-D}{2} t \text{sp}A \right\} \right], \quad D = \sqrt{1 - \frac{4 \det A}{\text{sp}^2 A}}. \quad (9)$$

Вид решения (9) упрощается при учете двух соответствующих экспериментальным условиям приближений: 1)  $I_{\text{exc}}\sigma \ll 1/\tau$  позволяет ограничиться линейными членами разложения квадратных корней  $D$  в ряд Тейлора в экспонентах, заменить  $D$  единицей в знаменателе предэкспоненты и пренебречь  $I_{\text{exc}}\sigma$  по сравнению с  $1/\tau$  в  $\text{sp}A$ ; 2)  $t \gg \tau$  позволяет пренебречь первым экспоненциальным слагаемым в квадратных скобках. После таких упрощений и подстановки  $\text{sp}A(z)$  и  $\det A(z)$  матрицы (7) в явном виде из выражения (9) получаем приближенное решение

$$N_1(z, t) \approx \frac{I_{\text{exc}}\sigma\tau}{1 + W_T\tau} \exp \left\{ -\frac{I_{\text{exc}}\sigma W_T\tau}{1 + W_T\tau} t \right\}. \quad (10)$$

Видно, что выражение (10) переходит в (3) при использовании приближения  $W_T \ll 1/\tau$ . Для последующих расчетов учтем в  $W_T$  возможность туннелирования электронов в обе стороны (достаточно актуальную для SL с толщиной слоев от 10 до 20 ML)

$$W_T(z, d_{\text{CaF}_2}) = W_0 \left\{ \exp \left( \frac{-z}{z_0} \right) + \exp \left( \frac{d_{\text{CaF}_2} - z}{z_0} \right) \right\}. \quad (11)$$

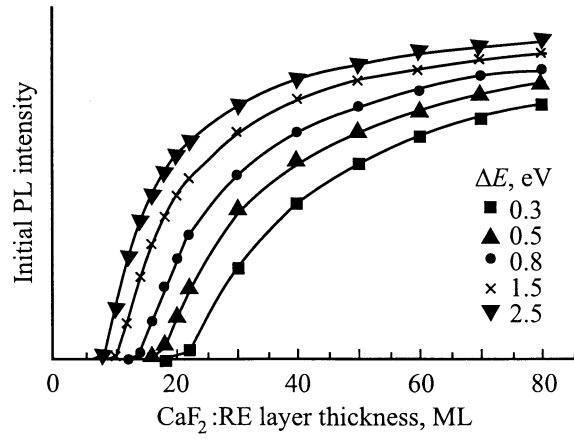
Зависимость интегральной интенсивности PL от времени может быть представлена в виде

$$I(t, d_{\text{CaF}_2}) = N(\text{RE})n \int_0^{d_{\text{CaF}_2}} N_1(z, d_{\text{CaF}_2}, t) dz, \quad (12)$$

где  $N(\text{RE})$  — концентрация ионов в слоях  $\text{CaF}_2$  SL,  $n$  — количество слоев  $\text{CaF}_2:\text{RE}^{2+}$ . Выражение (12) позволяет произвести численный расчет зависимостей интенсивности PL  $\text{RE}^{2+}$  от времени и начальных интенсивностей  $I_0$ .

Для значений эффективных масс электронов в зоне проводимости  $\text{CaF}_2$  и  $\text{CdF}_2$  практически не существует надежных экспериментальных данных. Принято считать [14,15], что, поскольку зона проводимости фторидов формируется из  $s$ -орбиталей и энергетические расстояния между зонами велики ( $\sim 10$  eV), массы электронов в ней близки к массе свободного электрона. Поэтому для наших расчетов мы принимаем  $m^* = m_0$ . В работах [16,17] показано, что энергии оптической ионизации возбужденных состояний  $\text{Eu}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{2+}$  в  $\text{CaF}_2$  составляют около 1.5 eV. Однако из экспериментов по фотопроводимости в  $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$  можно получить  $\Delta E = 0.8$  eV [18].

Расчеты при этих значениях  $m^*$  и  $\Delta E$  были выполнены нами с использованием программы MATHCAD.



**Рис. 4.** Вычисленные значения начальных интенсивностей фотолюминесценции  $\text{RE}^{2+}$  в SL с различной толщиной слоев  $\text{CaF}_2$  при варьировании параметра  $\Delta E$ .  $m^* = m_0$ .

Результаты расчетов  $I_0$ , полученных при аппроксимации временных зависимостей (12) к  $t = 0$  при  $\Delta E = 0.3, 0.5, 0.8, 1.5$  и  $2.0$  eV, представлены на рис. 4. Можно видеть, что при  $\Delta E$  менее 0.3 eV люминесценция ионов  $\text{RE}^{2+}$  не должна наблюдаться в SL с толщиной слоев  $\text{CaF}_2:\text{RE}$  10 и 20 ML. Однако в эксперименте для SL с  $d_{\text{CaF}_2} = 20$  ML наблюдается весьма интенсивная люминесценция  $\text{RE}^{2+}$ . Таким образом, величина  $\Delta E$  составляет более 0.3 eV. С другой стороны, для того чтобы результаты расчета соответствовали экспериментальному факту отсутствия PL в SL с  $d_{\text{CaF}_2} = 10$  ML, значение  $\Delta E$  должно быть менее 1.5 eV. Пороговый характер представленных на рис. 4 зависимостей позволяет надеяться на получение более точного значения  $\Delta E$  при наличии экспериментальных данных для SL с толщиной слоев между 10 и 20 ML.

Таким образом, нам представляется, что описанный выше эффект может проявляться и в других гетероструктурах с глубокими примесными центрами и большими скачками зон на гетерограницах, а также приводить к возникновению нового эффективного канала безызлучательной рекомбинации. Следует отметить, что даже более общее рассмотрение эффекта, представленное в настоящей работе, является весьма упрощенным. Волновая функция возбужденного состояния редкоземельного иона, являющаяся начальным состоянием туннельного перехода, имеет электронную конфигурацию  $4f^n 5d$ . Конечным состоянием перехода являются оболочка  $4f^{n-1}$  и электрон в зоне проводимости  $\text{CdF}_2$ . В процессе ионизации решетка вокруг редкоземельного иона сжимается, высвобождая энергию до 2 eV. В связи с этим более корректный теоретический анализ должен включать учет многофононных процессов релаксации решетки. С другой стороны, получение более полных экспериментальных данных о зависимости начальной интенсивности PL от толщины легированного слоя в области малых толщин (10–20 ML) дало бы возможность более точного определения параметров туннелирования.

Очевидно, что в результате рассмотренного в настоящей работе эффекта происходит локальная запись оптической информации. Для ее считывания весьма привлекательными представляются данные, полученные в результате измерений отражения от структур в процессе фотоионизации [19]. Особый интерес представляет нахождение способа для стирания записанной информации.

Авторы весьма признательны И.Н. Ясиевич за вклад в создание первоначальной модели и неоднократные последующие обсуждения полученных результатов.

## Список литературы

- [1] П.П. Феofilов. *Опт. и спектр.* **12**, 531 (1962).
- [2] B. Welber. *J. Chem. Phys.* **42**, 4264 (1965).
- [3] D.S. McClure. *Proc. SPIE* **2706**, 315 (1996).
- [4] S.A. Basun, S.P. Feofilov, A.A. Kaplyanskii, U. Happek, J. Choi, K.W. Jang, R.S. Meltzer. *Phys. Rev.* **B61**, 12 848 (2000).
- [5] S.V. Gastev, J.C. Alvarez, V.V. Vitvinsky, N.S. Sokolov, A.Yu. Khilko. *Proc. SPIE* **2706**, 67 (1996).
- [6] N.S. Sokolov, S.V. Gastev, A.Yu. Khilko, S.M. Suturen, I.N. Yassievich, J.M. Langer, A. Kozanezcki. *Phys. Rev.* **B59**, R2525 (1999).
- [7] S.M. Suturen, S.A. Basun, S.V. Gastev, J.M. Langer, R.S. Meltzer, N.S. Sokolov. *Appl. Surf. Sci.* **162–163**, 474 (2000).
- [8] С.В. Гастев, А.В. Крупин, Н.С. Соколов, С.М. Сутурин. *Материалы совещ. „Нанопотоника-2000“*. Нижний Новгород (2000). С. 266.
- [9] A. Izumi, Y. Hirai, K. Tsutsui, N.S. Sokolov. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2792 (1995).
- [10] A.Yu. Khilko, S.V. Gastev, R.N. Kyutt, M.V. Zamoryanskaya, N.S. Sokolov. *Appl. Surf. Sci.* **123–124**, 595 (1998).
- [11] P.H. Кютт, А.Ю. Хилько, Н.С. Соколов. *ФТТ* **40**, 1563 (1998).
- [12] D.M. Boye, Y. Sun, R.S. Meltzer, S.P. Feofilov, N.S. Sokolov, A. Khilko, J.C. Alvarez. *J. Lumin.* **72–74**, 290 (1997).
- [13] S.V. Gastev, A.Yu. Khilko, N.S. Sokolov, S.M. Suturen, R.S. Meltzer. *Proc. of 6th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“*. St. Petersburg, Russia (1998). P. 16.
- [14] In: *Crystals with the fluorite structure* / Ed. W. Hayes. Clarendon Press, Oxford (1974). Ch. 1.
- [15] A.M. Stoneham. *Theory of defects in solids*. Oxford (1975). Ch. 2.
- [16] J.F. Owen, P.B. Dorain, T. Kobayasi. *J. Appl. Phys.* **52**, 3, 1216 (1981).
- [17] J.K. Lawson, S.A. Payne. *J. Opt. Soc. Am.* **B8**, 1404 (1991).
- [18] C. Pedrini, F. Rogemond, D.S. McClure. *J. Appl. Phys.* **59**, 1196 (1986).
- [19] N.S. Sokolov, S.V. Gastev, A.Yu. Khilko, R.N. Kyutt, L.M. Sorokin, S.M. Suturen, D.B. Vcherashnii, P.D. Brown, C.J. Humphryes. *Proc. of 10th Conf. on Semiconducting and Insulating Materials (SIMC-X)*. Berkeley, California (1998). P. 305.