УДК 535.34

# КИНЕТИКА РАСПАДА ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup>

# А.Г. ДЕМИРХАНЯН<sup>1</sup>, Г.Г. ДЕМИРХАНЯН<sup>2</sup>, Р.Б. КОСТАНЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет, Армения,

<sup>2</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

## (Поступила в редакцию 20 декабря 2009 г.)

Предложена модель для расчета кинетических характеристик распада электронного возбуждения в примесной подсистеме легированных кристаллов с учетом явления пленения электронного возбуждения. Количественные вычисления выполнены для кристаллов LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup>: рассчитаны вероятности элементарных актов резонансного и нерезонансного безызлучательного перераспределения энергии электронного возбуждения в примесной подсистеме, определены зависимости времени жизни возбуждения и квантового выхода люминесценции от концентрации парных центров в матрице кристалла LiNbO<sub>3</sub>.

#### 1. Введение

Как известно, на кинетику распада электронного возбуждения в примесной подсистеме легированных кристаллов, возбужденных коротким δобразным импульсом, при больших концентрациях примесных ионов (когда расстояния между ними достаточно малы) существенное влияние оказывают процессы

безызлучательного перераспределения энергии электронного возбуждения (БПЭВ) [1,2]. Однако, при неоднородном распределении примесных ионов в матрице кристалла процессы БПЭВ могут играть важную роль и в случае небольших концентраций примесных ионов. С этой точки зрения кристаллы ниобата лития, LiNbO<sub>3</sub>, легированные редкоземельными (P3<sup>3+</sup>) ионами представляют особый интерес, поскольку распределение примесных ионов в их матрицах, как известно, неоднородно [3,4]. Так что даже при низких концентрациях примесных ионов (~1 ат.%) наряду с одиночными центрами (ОЦ) в кристаллической матрице присутствует некоторое количество парных центров (ПЦ), состоящих из двух, отстоящих друг от друга на расстояние ~4 Å, P3<sup>3+</sup> ионов [4-7]. Наличие ПЦ в матрицах кристаллов ниобата лития было подтверждено также ЭПР измерениями [8-10]. Теоретические И экспериментальные исследования кинетики распада электронного возбуждения в кристаллах LiNbO<sub>3</sub>, легированных различными P3<sup>3+</sup> ионами, проведены в [6,7,11-15]. В частности, в [6,7]на основе анализа спектров кооперативной люминесценции кристаллов

LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> и LiNbO<sub>3</sub>:MgO,Yb<sup>3+</sup> предложена модель распределения примесных ионов Yb<sup>3+</sup> в кристаллической матрице. Согласно этой модели часть примесных ионов формирует ПЦ, в котором один из ионов Yb<sup>3+</sup> замещает ион Li<sup>+</sup>, а другой – соседний ион Nb<sup>5+</sup>, расположенный вдоль оси  $C_3$ , одиночные же центры распределены хаотично в литиевых позициях. В [15] предложена модель расчета кинетических характеристик распада электронного возбуждения в примесной подсистеме легированных кристаллов при наличии в них ПЦ. При этом детально рассмотрен случай малых концентраций примесных ионов, когда после  $\delta$ -образного возбуждения примесной подсистемы перераспределение энергии электронного возбуждения между ОЦ, а также между ОЦ и ПЦ протекает по механизму Форстера [1,2].

В данной статье проводится расчет основных кинетических характеристик распада электронного возбуждения (времени жизни электронного возбуждения и квантового выхода люминесценции) в кристалле LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup>, с учетом наличия в его матрице ПЦ, в случае достаточно больших концентраций примесных ионов, когда «эффектом обеднения возбуждения» можно пренебречь.

## 2. Модель вычислений

Будем предполагать, что в матрице кристалла LiNbO<sub>3</sub> одновременно присутствуют как парные, так и одиночные центры примесных  $P3^{3+}$  ионов. Кроме того, поскольку расстояние между  $P3^{3+}$  ионами в ПЦ гораздо меньше расстояния между ОЦ и ПЦ, то предположим также, что процесс БПЭВ внутри ПЦ происходит намного быстрее, чем БПЭВ между  $P3^{3+}$  ионами, не образующими ПЦ. Это означает, что в рамках предлагаемой модели электронное возбуждение, попав в ПЦ, покидает его по каналам внутри центровой релаксации. Таким образом, процессами переноса энергии возбуждения от ПЦ к ОЦ, а также от одного ПЦ к другому можно пренебречь. Будем пренебрегать также вкладами двухчастичных процессов БПЭВ, когда возбуждение двух ОЦ передается одному и тому же ПЦ, поскольку вероятность таких процессов а priori меньше вероятности одночастичных процессов БПЭВ.

Таким образом, ОЦ могут рассматриваться как «доноры» со временем релаксации возбуждения  $\tau_d$ , а ПЦ – как своего рода «акцепторы» с временем внутри центровой релаксации возбуждения  $\tau_a$ . Выражение для времени жизни возбуждения в ПЦ имеет вид [15]

$$\tau_a = \tau_d \left( 1 + 1 / a \left( e^{\gamma/a} - 1 \right) \right), \tag{1}$$

где  $a = w/w_0$  (*w* – вероятность элементарного акта БПЭВ между РЗ<sup>3+</sup> ионами в ПЦ,  $w_0 = \tau_d^{-1}$ ),  $\gamma$  – положительный параметр, равный по порядку величины единице (численное значение параметра  $\gamma$  можно определить из сравнения вычисленных и экспериментальных значений кинетических характеристик распада возбуждения). Из (1) видно, что происходящие в ПЦ процессы БПЭВ приводят к задержке времени жизни возбуждения (происходит так называемое «явление пленения возбуждения» [16]). Так при  $w = w_0$  (a = 1), когда скорости

БПЭВ внутри ПЦ сравнимы со скоростью релаксации возбуждения в ОЦ, время жизни возбуждения в ПЦ увеличивается в ~1.6 раза. В пределе же сверхбыстрых процессов БПЭВ ( $w \to \infty$ ) из (1) легко получить  $\lim_{u \to \infty} \tau_a = (1+1/\gamma)\tau_d \approx 2\tau_d$ .

Кинетические уравнения для числа возбужденных «доноров»  $n_d$  и «акцепторов»  $n_a$  в случае достаточно больших концентраций акцепторов, когда «эффектом обеднения возбуждения» можно пренебречь, имеют вид

$$\dot{n}_{d} = -(1/\tau_{d})n_{d} - w_{1}n_{d}(N_{a} - n_{a}); \quad \dot{n}_{a} = -(1/\tau_{a})n_{a} + w_{1}n_{d}(N_{a} - n_{a})$$
(2)

с начальными условиями  $n_d(0) = n_{d0}$ ;  $n_a(0) = n_{a0}$ . Здесь  $N_a$  – концентрация акцепторов,  $w_1$  – независящая от времени скорость переноса энергии возбуждения от донора к акцептору, выражения которых для различных механизмов БПЭВ хорошо известны [1,2,17]. Так, для диполь–дипольного механизма БПЭВ  $w_1 = (4\pi R_0^3/3) w_{d-a}$  (где  $w_{d-a}$  – вероятность элементарного акта БПЭВ в донор-акцепторной паре,  $R_0$  – критическое расстояние БПЭВ, определяемое из условия  $w_{d-a}(R_0)\tau_d = 1$ ). Решение системы (2) в общем случае слишком громоздко. Однако если допустить, что в течение всего процесса БПЭВ возбуждается небольшая часть ПЦ, т.е. выполняется условие  $n_a \ll N_a$ , то формулы (2) преобразуются к виду

$$\dot{n}_{d} = -(1/\tau_{d})n_{d} - w_{1}n_{d}N_{a}; \quad \dot{n}_{a} = -(1/\tau_{a})n_{a} + w_{1}N_{a}n_{d}.$$
(3)

Решения системы (3) имеют достаточно простой вид:

$$n_d = n_{d0} \exp\left(-t/\tau_d - N_a w_1 t\right),\tag{4}$$

$$n_{a} = n_{ao} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{a}}\right) + n_{do} \frac{N_{a} w_{1} \tau_{d} \tau_{a}}{\tau_{a} \left(1 + N_{a} w_{1} \tau_{d}\right) - \tau_{d}} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_{a}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{d}} - N_{a} w_{1} t\right)\right].$$
(5)

Определив время жизни возбуждения ( $\tau$ ) во всей примесной подсистеме и квантовый выход люминесценции ( $\eta$ ) соотношениями

$$\tau = \int_{0}^{\infty} t \left( n_a + n_d \right) dt \left/ \int_{0}^{\infty} \left( n_a + n_d \right) dt \right.$$
(6)

$$\eta = \frac{1}{\left(n_{10} + n_{20}\right)} \left\{ \frac{1}{\tau_{ar}} \int_{0}^{\infty} n_{a}\left(t\right) dt + \frac{1}{\tau_{dr}} \int_{0}^{\infty} n_{d}\left(t\right) dt \right\},$$
(7)

и используя (4) и (5), получим

$$\tau = \frac{N_a^2 (n_{a0} + n_{d0}) \alpha^2 + N_a \alpha (2n_{a0} + \gamma n_{d0}) + n_{a0} \tau_a^2 + n_{d0} \tau_d^2}{N_a^2 (n_{a0} + n_{d0}) \alpha^2 \tau_a^{-1} + N_a \alpha (2n_{a0} + \gamma n_{d0}) + n_{d0} \tau_d + n_{a0} \tau_a},$$
(8)

$$\eta = \frac{N_a \alpha A_a (n_{a0} + n_{d0}) + n_{a0} \eta_a + n_{d0} \eta_d}{N_a \alpha (n_{a0} + n_{d0}) \tau_a^{-1} + n_{a0} + n_{d0}}.$$
(9)

Здесь нами использованы обозначения  $\alpha = w_1 \tau_a \tau_d$ ,  $\gamma = (1 + \tau_d \tau_a^{-1})$ ,  $\eta_a = A_a \tau_a$  и

 $\eta_d = A_d \tau_d$  ( $A_a$  и  $A_d$  – вероятности спонтанных излучательных переходов в донорных и акцепторных ионах на заданных длинах волн). Легко видеть, что в случае отсутствия БПЭВ ( $w_1 \rightarrow 0$ ) формулы (8) и (9) преобразуются в известные выражения для времени жизни возбуждения и квантового выхода люминесценции:

$$\tau(w_1 = 0) = \left( n_{d0} \tau_d^2 + n_{a0} \tau_a^2 \right) / \left( n_{d0} \tau_d + n_{a0} \tau_a \right),$$
(10)

$$\eta(w_1 = 0) = (n_{a0}\eta_a + n_{d0}\eta_d) / (n_{a0} + n_{d0}).$$
(11)

С другой стороны, при сверхбыстром процессе БПЭВ ( $w_1 \to \infty$ ) из (8) и (9) получаем вполне ожидаемый результат:  $\tau(w_1 \to \infty) = \tau_a$  и  $\eta(w_1 \to \infty) = \eta_a$ , т.е. время жизни возбуждения во всей примесной системе и квантовый выход люминесценции определяются соответствующими величинами акцепторов.

Для определения зависимостей кинетических характеристик от концентрации примесных ионов и интенсивности возбуждения, в качестве первого приближения, допустим, что концентрации ПЦ (акцепторов) и ОЦ (доноров), возбужденных в начальный момент времени монохроматическим прямоугольным импульсом с длительностью т <sub>ех</sub>, определяются выражениями

$$n_{a0} = 2N_a \exp\left(-\sigma_{ex} F \tau_{ex}\right) \left[1 - \exp\left(-\sigma_{ex} F \tau_{ex}\right)\right], \qquad (12)$$

$$n_{d0} = \left(N_0 - 2N_a\right) \left[1 - \exp\left(-\sigma_{ex}F\tau_{ex}\right)\right],\tag{13}$$

где  $\sigma_{ex}$  – поперечное сечение поглощения примесного иона на длине волны возбуждающего излучения, F – плотность потока фотонов в импульсе падающей волны,  $N_a$  и  $N_0$  – соответственно, концентрации ПЩ и примесных ионов. Подставляя формулы (12) и (13) в (8) и (9) и вводя обозначения  $z = \sigma_{ex} F \tau_{ex}$  и  $x = N_a/N_0$ , а также учитывая, что  $\tau_a = 2\tau_d$  и  $\eta_a = 2\eta_d$ , для значений z > 0 получим выражения

$$\frac{\tau}{\tau_d} = \frac{2\left(x^2\alpha^2N_0^2 + 3x\alpha N_0 + \tau_d^2\right)(2x-1)e^z - 4x\left(x\alpha N_0 + 2\tau_d\right)^2}{\left(x\alpha N_0 + 2\tau_d\right)\left[\left(x\alpha N_0 + \tau_d\right)(2x-1)e^z - 2x\left(x\alpha N_0 + 2\tau_d\right)\right]},$$
(14)

$$\frac{\eta}{\eta_d} = \frac{2\left\lfloor (2x-1)e^z - 2x \right\rfloor (x\alpha N_0 + \tau_d) - 4x\tau_d}{\left\lfloor (2x-1)e^z - 2x \right\rfloor (x\alpha N_0 + 2\tau_d)}.$$
(15)

Видно, что в случае отсутствия ПЦ (x=0) выражения (14) и (15) дают  $\tau = \tau_d$  и  $\eta = \eta_d$ . Аналогичный результат получается также при условии  $z \to \infty$ , означающем, что все примесные ионы возбуждены и, следовательно,  $N_a = 0$ . Отметим, что выражения (14) и (15) могут быть использованы для определения численных величин скорости БПЭВ  $w_1$  и концентрации ПЦ  $N_a$  по экспериментальным значениям времени распада возбуждения и квантового выхода люминесценции.

## 3. Распад электронного возбуждения в кристалле LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup>

Основные спектроскопические характеристики кристаллов LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона определены в [18-20]. В частности, в [19] определены энергии и волновые функции штарковских состояний примесного иона Yb<sup>3+</sup> (рис.1), а также вероятности спонтанных излучательных межштарковских переходов. Отметим, что энергетическая щель между основным подуровнем V<sub>5</sub> возбужденного мультиплета и верхним подуровнем V<sub>4</sub> основного мультиплета составляет более чем 9400 см<sup>-1</sup>, и поскольку температура Дебая для кристалла LiNbO<sub>3</sub> составляет 503 К ( $\omega_p = 350 \, \text{cm}^{-1}$ ) [5], то процессами многофотонных безызлучательных переходов можно пренебречь и считать, что время жизни подуровня V<sub>5</sub> иона  $Yb^{3+}$ обусловлено только радиационными переходами. Вероятность излучательного перехода при комнатной температуре на длине волны 1010 нм (переход  $v_5 \rightarrow v_2$ ) составляет 568.8 с<sup>-1</sup>, а вероятность излучательных переходов с уровня  $v_5$  на все нижележащие уровни – 1373.2 с<sup>-1</sup> [19,20], так что время жизни уровня  $v_5$  составляет  $\tau_0 = 782.2$  мкс.



Рис.1. Диаграмма межштарковских переходов, описывающая резонансный и нерезонансный механизмы БПЭВ в LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup>.

Из рис.1 видно, что ввиду небольшого значения энергии дебаевского фонона эффективное перераспределение энергии электронного возбуждения между ионами Yb<sup>3+</sup> может идти по одному резонансному (когда энергия возбуждения донора передается акцептору без потерь) каналу

$$\mathbf{v}_{5}\left({}^{2}F_{5/2}\right) \xrightarrow{d} \mathbf{v}_{1}\left({}^{2}F_{7/2}\right) : \mathbf{v}_{1}\left({}^{2}F_{7/2}\right) \xrightarrow{a} \mathbf{v}_{5}\left({}^{2}F_{5/2}\right)$$
(16)

и двум нерезонансным (с участием одного фонона решетки) каналам

$$A: \quad \nu_{5} \left({}^{2}F_{5/2}\right) \xrightarrow{d} \nu_{1} \left({}^{2}F_{7/2}\right): \nu_{1} \left({}^{2}F_{7/2}\right) \xrightarrow{a} \nu_{6} \left({}^{2}F_{5/2}\right),$$

$$B: \quad \nu_{5} \left({}^{2}F_{5/2}\right) \xrightarrow{d} \nu_{2} \left({}^{2}F_{7/2}\right): \nu_{1} \left({}^{2}F_{7/2}\right) \xrightarrow{a} \nu_{5} \left({}^{2}F_{5/2}\right).$$

$$(17)$$

Вероятность элементарного акта БПЭВ между примесными ионами, отдаленными друг от друга на расстояние R, схематично можно представить в следующем виде

$$W(R,T) = W_{\mu\mu}(R,T) + W_{IDD}(R,T) + W_{eph}(R,T) + W_{\mu\mu}^{(exch)}(R,T) + W_{eph}^{(exch)}(R,T), \quad (18)$$

где Т – температура. Первые три члена в (18) описывают так называемые прямые (мультиполь-мультипольный, вынужденный диполь-дипольный и электронфононный), а последние два члена – обменные (мультиполь-мультиполь-ный и электрон-фононный) механизмы БПЭВ. Очевидно, что обменные механизмы вероятность которых пропорциональна интегралу БПЭВ, перекрытия волновых функций примесных ионов, эффективны радиальных при максимальных концентрациях примесных ионов. Однако, расстояние между ионами, образующими ПЦ, составляет ~4Å, так что при описании БПЭВ в ПЦ необходимо учитывать все члены в (18). Проводя вычисления по формулам, полученным в [21], для суммарной вероятности элементарного акта БПЭВ, обусловленного резонансными механизмами, получим

$$W_{res} = \left[ \left( \frac{2.14 \times 10^4}{R_A^{10}} + \frac{4.683}{R_A^6} \right) \times 10^{10} + 3.312 \times 10^{22} \left( 1 + 0.128 Z^4 R_A^2 \right) \frac{1}{R_A^2} \langle r \rangle^4 \right] g(0) \ c^{-1}, \quad (19)$$

а для вероятности элементарного акта нерезонансной БПЭВ -

$$W_{nres}^{(dir)} = \left\{ \left[ \frac{1.2}{R_A^6} + \frac{5.05}{R_A^{10}} \right] \frac{1}{\exp(384.5/T) - 1} + \left[ \frac{3.02}{R_A^6} + \frac{4.39}{R_A^{10}} \right] \frac{1}{\exp(436.9/T) - 1} \right\} \times 10^9 \text{ c}^{-1} \quad (20)$$
$$W_{nres}^{(exch)} = \left[ 0.107 \frac{\left( J_A(T) - 1 \right)^2}{\exp(384.5/T) - 1} + 1.901 \frac{\left( J_B(T) - 1 \right)^2}{\exp(436.9/T) - 1} \right] 10^{14} \left\langle r \right\rangle^4 \text{ c}^{-1} . \quad (21)$$

В (19)–(21) введены следующие обозначения: Z – эффективный заряд ионов первой координационной сферы примесного иона, g(0) – интеграл перекрытия спектров поглощения акцептора и испускания донора,  $\langle r \rangle$  – интеграл перекрытия радиальных волновых функций акцептора и донора,

$$J_{A,B}(T) = 3\left(\frac{T}{T_D}\right)^3 \int_0^{T_D/T} x^3 \frac{x + (T_0/T) \operatorname{cth}(x/2)}{(T_0/T)^2 - x^2} dx,$$

 $T_0 = \hbar |\Delta_0|/k$  ( $\Delta_0$  – расстройка от резонанса). Вычисление интегралов перекрытия g(0) и  $\langle r \rangle$  на основе хартри-фоковских радиальных волновых функций примесного иона для кристалла LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> проведено в [21]. Расчетные значения вероятностей элементарных актов БПЭВ при R = 4 Å, а также критических расстояний при комнатной температуре приведены в табл.1. Видно,

что при комнатной температуре резонансные механизмы более эффективны и суммарная вероятность БПЭВ в ПЦ, равная  $3.2 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ , на три порядка превосходит значение вероятности внутрицентровых переходов,  $1.37 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ . Таким образом, вычисленное по формуле (1) значение времени жизни возбуждения в ПЦ,  $\tau_a = 1452.2$  мкс, примерно вдвое превосходит время жизни возбуждения в ОЦ,  $\tau_d = 728.2$  мкс.

Механизмы БПЭВ		Каналы БПЭВ			
		Резонансный	Нерезонансный		
			Α	В	Сумм.
μμ	$^{a}R_{c}$	8.2	4.12	3.97	4.34
	<sup>b</sup> W	$1.51 \times 10^{6}$	1.85×10 <sup>3</sup>	1.27×10 <sup>3</sup>	3.12×10 <sup>3</sup>
IDD	$^{a}R_{c}$	7.9	8.34	9.06	9.80
	$^{b}W$	$8.37 \times 10^{4}$	1.13×10 <sup>5</sup>	$1.85 \times 10^{5}$	2.98×10 <sup>5</sup>
e-ph	$^{a}R_{c}$	3.8	3.66	6.97	7.0
	${}^{b}W$	$9.65 \times 10^2$	$8.1 \times 10^2$	$3.85 \times 10^4$	3.93×10 <sup>4</sup>
Exch. μμ	$^{a}R_{c}$	4.1	3.29	3.44	3.45
	${}^{b}W^{1}$	3.34×10 <sup>3</sup>	7×10 <sup>-3</sup>	0.1	~0.1
Exch. e-ph	$^{a}R_{c}$	4.4	3.56	3.61	3.63
	$^{b}W$	9.18×10 <sup>5</sup>	0.9	1.9	2.8

Табл.1. Параметры элементарного акта БПЭВ в LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup>.

<sup>*a*</sup>критическое расстояние в Å, определяемое из условия  $W(R_c) \tau_o = 1$ ; <sup>*b*</sup>вероятность элементарного акта БПЭВ в с<sup>-1</sup> при T = 300 К и R = 4 Å.

Количественные расчеты выполнены для следующих значений параметров:  $\tau_d = 728.2$  мкс,  $A_d = A_a = 568.8$  с<sup>-1</sup>,  $\eta_a = 0.826$ ,  $\alpha = 1.06 \times 10^{-6}$  w,  $N_0 = N_{\gamma b} = 10^{21}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma = 1.5$ . Найденные по формулам (14) и (15) зависимости времени жизни электронного возбуждения и квантового выхода люминесценции на длине волны  $\lambda = 1010$  нм от относительной концентрации ПЦ для нескольких типичных значений скорости БПЭВ (w) и интенсивности падающего излучения приведены на рис.2 и 3. Видно, что при наличии ПЦ в матрице кристалла и времена жизни возбуждения, и квантовый выход люминесценции существенно (почти в два раза) увеличиваются. В то же время, очевидно, что время распада возбуждения и квантовый выход люминесценции не превосходят значения соответствующих характеристик акцептора.



Рис.2. Зависимости времени жизни возбуждения (1) и квантового выхода люминесценции (2) на длине волны 1010.2 нм от относительной концентрации ПЦ при  $w = 10^{-18} \text{ c}^{-1} \text{ см}^3$ : (*a*)  $\sigma F \tau_p = 0.01$ , (*b*)  $\sigma F \tau_p = 0.5$ , (*c*)  $\sigma F \tau_p = 1$ , (*d*)  $\sigma F \tau_p = 2$ , (*e*)  $\sigma F \tau_p = 3$ .



Рис.3. Зависимости времени жизни возбуждения (1) и квантового выхода люминесценции (2) на длине волны 1010.2 нм от относительной концентрации ПЩ при  $\sigma F \tau_p = 0.1$ : (*a*)  $w = 5 \times 10^{-17}$  c<sup>-1</sup> cm<sup>3</sup>, (*b*)  $w = 2 \times 10^{-17}$  c<sup>-1</sup> cm<sup>3</sup>, (*c*)  $w = 10^{-17}$  c<sup>-1</sup> cm<sup>3</sup>, (*d*)  $w = 0.5 \times 10^{-17}$  c<sup>-1</sup> cm<sup>3</sup>, (*e*) w = 0.

## 4. Заключение

Таким образом, наличие ПЦ в кристаллической матрице существенно влияет на кинетику распада электронного возбуждения во всей примесной Корреляцию подсистеме. между кинетическими характеристиками И концентрацией ПЦ можно установить, анализируя кинетику распада возбуждения при различных интенсивностях падающего излучения. В частности, используя семейство теоретических кривых, описывающих распад возбуждения (рис.2 и 3), по измеренным значениям времени жизни возбуждения и квантового выхода люминесценции при заданной интенсивности возбуждающего излучения можно определить концентрацию ПЦ. Следует подчеркнуть, что предлагаемая модель не является альтернативой существующим [6,15], а дополняет их для

случая относительно больших концентраций примесных ионов, приводя к правильному, по крайней мере, качественному описанию кинетики распада возбуждения. Более того, она с незначительными изменениями может быть применена также в случае, когда примесная подсистема содержит два различных иона A и B. В этом случае очевидно, что необходимо составить систему уравнений типа (3) с учетом более широкого класса примесных формаций, а именно, одиночных центров (состоящих из ионов A и B) и ПЦ типа (A–A), (B–B) и (A–B).

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.М.Агранович, М.Д.Галанин. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М., Наука, 1978.
- 2. **F.Auzel.** Up-conversion in RE-doped Solids. In Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials, eds. G. Liu and B. Jacquier. Berlin, Springer, 2005, p.266.
- 3. T.Y.Fan, A.Cordova-Plaza, M.J.F.Digonnet, et al. J. Opt. Soc. Am. B, 3, 140 (1986).
- 4. L.D.Schearer, M.Leduc, J.Zachorowski. IEEE J. Quant. Electron., QE-23, 1996 (1987).
- 5. Ю.С.Кузьминов. Электро-оптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М., Наука, 1987.
- 6. E.Montoya, L.E.Bausa, B.Schaudel, et al. J. Chem. Phys., 114, 3200 (2001).
- 7. V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan, J.B.Gruber, et al. Laser Phys., 15, 1150 (2005).
- 8. T.Tsuboi, S.M.Kaczmarek, G.Boulon. J. Alloys. and Compounds. 380, 196 (2004).
- 9. T.Bodziony, S.M.Kaczmarek, J.Hanuza. J. Alloys and Compounds, 451, 240 (2008).
- 10. T.Bodziony, S.M.Kaczmarek, C.Rudowicz. Physica B, 403, 207 (2008).
- 11. E.Cantelar, J.A.Muñoz, J.A.Sanz-Garcia, et al. J. Phys: Cond. Matter, 10, 8893 (1998).
- 12. J.A.Muñoz, B.Herreros, G.Lifante, et al. Phys. Stat. Sol. (a), 168, 525 (1998).
- 13. E.Cantelar, F.Cusso. Appl. Phys., B69, 29 (1999).
- 14. E.Cantelar, F.Cusso. J. Phys: Cond. Matter, 12, 521 (2000).
- 15. G.G.Demirkhanyan, R.B.Kostanyan. Phys. Rev. B, 77, 094305 (2008).
- 16. Т.Т.Басиев, Ю.К.Воронько, В.В.Осико, и др. ЖЭТФ, 70, 1225 (1976).
- 17. M.Inokuti, F.Hiroyama. J. Chem. Phys., 43, 1978 (1965).
- 18. E.Montoya, A.Lorenzo, L.E.Bausa. J. Phys.: Cond. Matter, 11, 311 (1999).
- 19. А.Г.Демирханян, Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджанян. Изв. НАН Армении, Физика, 43, 20 (2008).
- 20. А.Г.Демирханян, Г.Г.Демирханян, Р.Б.Костанян. Сб. трудов конф. Лазерная Физика -2007, Аштарак, изд. Гитутюн НАН РА, Ереван, 2008, с.9.
- 21. Г.Г.Демирханян. Количественная теория оптических спектров редкоземельных ионов в лазерных кристаллах. Докторская диссертация, Аштарак, 2007.

# KINETICS OF ELECTRONIC EXCITATION DECAY IN LiNbO3: Yb3+ CRYSTALS

#### H.G. DEMIRKHANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN, R.B. KOSTANYAN

A model for calculation of kinetic characteristics of electronic excitation decay in the impurity subsystem of doped crystals with taking into account the phenomenon of excitation trapping is suggested. Numerical calculations are carried out for  $LiNbO_3$ :Yb<sup>3+</sup> crystals: probabilities of elementary acts of resonance and non-resonance nonradiative redistributions of electronic excitation energy in the impurity subsystem are calculated and the dependences of excitation lifetime and luminescence quantum yield on the concentration of pair centers in the matrix of LiNbO<sub>3</sub> crystals are determined.