

УДК 535.343.1

## ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ИОНА $\text{Yb}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3$

А.Г. ДЕМИРХАНЯН<sup>1</sup>, Г.Г. ДЕМИРХАНЯН<sup>2</sup>, В.Г. БАБАДЖАНЯН<sup>1</sup>,  
Р.Б. КОСТАНИЯН<sup>1</sup>, Э.П. КОКАНЯН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

<sup>2</sup>Армянский государственный педагогический университет, Ереван

(Поступила в редакцию 18 сентября 2007 г.)

Проведены экспериментальные и теоретические исследования оптических спектров поглощения и люминесценции кристаллов  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ . В рамках теории кристаллического поля точечных зарядов решена задача Штарка: определены параметры кристаллического поля и построены волновые функции штарковских состояний. Вычислены силы линий косвенных электродипольных и магнитодипольных межштарковских переходов и определены значения параметров Джадда(Офельта). Рассчитаны коэффициенты ветвления люминесценции, коэффициенты Эйнштейна и время жизни возбужденного подуровня. Получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными.

### 1. Введение

В кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$  привлекательные особенности матрицы ниобата лития (освоенные технологии роста кристаллов высокого оптического качества, отличные нелинейно-оптические, пьезо- и пьроэлектрические свойства) выгодно сочетаются с хорошими спектроскопическими характеристиками (простая схема энергетических уровней, отсутствие каналов безызлучательной релаксации энергии электронного возбуждения, сравнительно большие времена жизни возбужденного состояния и т.д.) ионов  $\text{Yb}^{3+}$ . Иттербий-содержащие материалы интересны еще и тем, что ионы  $\text{Yb}^{3+}$ , коэффициент поглощения которых более чем на порядок превосходит значения коэффициентов поглощения других редкоземельных ионов ( $\text{P}^{3+}$ ), являются хорошими сенситизаторами для многих  $\text{P}^{3+}$  ионов (например, для  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ ) [1-4].

### 2. Рост кристаллов и методика эксперимента

Кристаллы  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$  выращивались вдоль оптической оси (ось  $C$ ) методом Чохральского в платиновых тиглях на воздухе. Концентрация примеси, вводимой в исходный расплав ниобата лития конгруэнтного состава в виде окисла  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ , составляла 0.01, 0.2, 0.8 и 1 мольных процента. В процессе выращивания через систему кристалл - расплав пропускался постоянный электрический ток плотностью 12  $\text{A}/\text{m}^2$ , что обеспечивало получение монодоменных кристаллов. Исследования проводились на ориентированных образцах с размерами

10x1(или 3)x7 мм ( $X, Y, Z$ ). Регистрация спектров поглощения в диапазоне длин волн от 300 до 1100 нм с разрешением 0.2 нм осуществлялась на спектрофотометре Spesord-50. Спектры излучения в диапазоне от 800 до 1500 нм с разрешением 0.5 нм измерялись с помощью фотоприемника ФСВ-16АН, установленного на выходной щели дифракционного монохроматора МДР-3. Источником оптического возбуждения служил непрерывный диодный лазер InGaAs на длине волны 940 нм. Для проведения кинетических исследований формы кривых затухания люминесценции (на длине волны 982 нм) с возбужденного уровня  $^4F_{5/2}$  примесных ионов  $Yb^{3+}$  в матрице НЛ применялось излучение импульсного лазера YAG:Nd $^{3+}$  с модуляцией добротности (длительность импульса  $\sim 20$  нс), а приемником излучения служил высоко-скоростной фотоумножитель ФЭУ-83. Постоянная времени системы регистрации была порядка 1 мкс. Все измерения проводились при комнатной температуре.

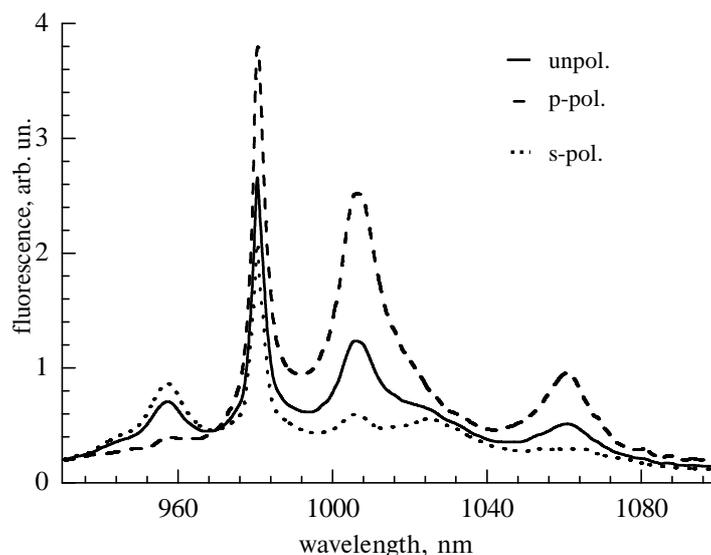


Рис.1. Спектр люминесценции  $LiNbO_3:Yb^{3+}$  (1 ат % Yb), накачка: InGaAs LD,  $\lambda_n = 940$  нм,  $T = 300$  К.

На рис.1 приведен спектр люминесценции кристалла  $LiNbO_3:Yb^{3+}$  (1 ат. %) при возбуждении на длине волны 940 нм, а на рис.2- участок спектра поглощения, где проявляются характерные для  $Yb^{3+}$  ионов полосы поглощения. На обоих рисунках видны значительные изменения в относительных интенсивностях различных полос в зависимости от поляризации.

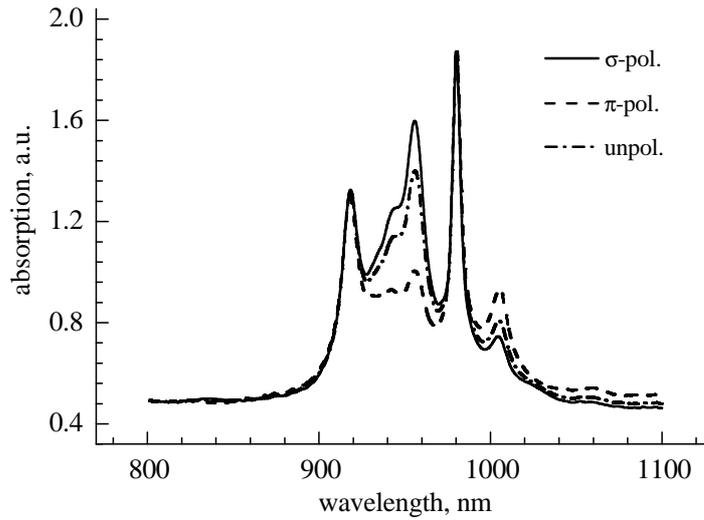


Рис.2. Спектр поглощения LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> при  $T = 300$  К.

### 3. Волновые функции штарковских состояний

В матрице ниобата лития ионы Yb<sup>3+</sup>, замещая ионы лития и частично ионы ниобия, находятся в кислородном октаэдрическом окружении с локальной группой симметрии  $C_3$  [4]. Потенциал кристаллического поля (КП), соответствующий локальной группе  $C_3$ , содержит девять параметров КП. Однако, штарковское расщепление возбужденного  $^4F_{5/2}$  и основного  $^2F_{7/2}$  мультиплетов иона Yb<sup>3+</sup> позволяет получить всего пять независимых экспериментальных данных, что сильно затрудняет определение величин параметров КП из условия наилучшего соответствия расчетных и экспериментальных значений энергий штарковского расщепления. Таким образом, число параметров КП существенно превышает число независимых экспериментальных данных. Поэтому в качестве первого приближения будем исходить из более высокой группы симметрии  $C_3v$ , которая, обеспечивая полное штарковское расщепление мультиплетов, в потенциале КП приводит к шести параметрам:

$$V_{cr} = \alpha_J A_{20} O_2^0 + \beta_J A_{40} O_4^0 + \gamma_J A_{60} O_6^0 + \beta_J A_{43} O_4^3 + \gamma_J A_{63} O_6^3 + \gamma_J A_{66} O_6^6, \quad (1)$$

где  $O_l^m$  (эквивалентные операторы Стивенса, матричные элементы которых табулированы в [5];  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$  и  $\gamma_j$  (коэффициенты Стивенса. Для иона Yb<sup>3+</sup> они равны

$$\alpha_{7/2} = \frac{2}{7 \times 9}, \quad \beta_{7/2} = -\frac{2}{3 \times 5 \times 7 \times 11}, \quad \gamma_{7/2} = \frac{4}{3 \times 7 \times 9 \times 11 \times 13},$$

$$\alpha_{5/2} = \frac{2}{5 \times 7}, \quad \beta_{5/2} = -\frac{2}{5 \times 7 \times 9}, \quad \gamma_{5/2} = 0. \quad (2)$$

Однако, и в этом случае число параметров КП превосходит число независимых данных, полученных из спектров поглощения. Поэтому для определения шести параметров КП необходимо дополнить экспериментальные данные по оптическим спектрам. В наших

вычислениях мы использовали результаты ЭПР измерений работы [6].

Волновые функции шарковских состояний возбужденного  ${}^2F_{7/2}$  и основного  ${}^2F_{7/2}$  мультиплетов в  $JM_J$ -представлении ( $J$  - полный угловой момент,  $M_J$  - его проекция) определяются внутримultipлетной диагонализацией потенциала КП (1) на основе базисных функций неприводимых представлений  ${}^T\Gamma_4$  и  ${}^T\Gamma_{56}$  группы  $C_{3v}$ [7]:

$$D_{7/2} = 3^T\Gamma_4 + {}^T\Gamma_{56}, \quad D_{5/2} = 2^T\Gamma_4 + {}^T\Gamma_{56}. \quad (3)$$

Отличные от нуля матричные элементы потенциала КП (1), вычисленные на базисных функциях неприводимых представлений  ${}^T\Gamma_4$  и  ${}^T\Gamma_{56}$ , имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} J = \frac{7}{2}: \quad & V_{11} = -15\alpha_{7/2} A_{20} + 540\beta_{7/2} A_{40} - 6300\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{22} = 3\alpha_{7/2} A_{20} - 780\beta_{7/2} A_{40} - 6300\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{33} = 21\alpha_{7/2} A_{20} + 420\beta_{7/2} A_{40} + 1260\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{44} = -9\alpha_{7/2} A_{20} - 180\beta_{7/2} A_{40} + 11340\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{12} = -12\sqrt{5}\beta_{7/2} A_{43} + 252\sqrt{5}\gamma_{7/2} A_{63}, \\ & V_{13} = -6\sqrt{35}\beta_{7/2} A_{43} - 72\sqrt{35}\gamma_{7/2} A_{63}, \quad V_{23} = 360\sqrt{7}\gamma_{7/2} A_{66}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} J = \frac{5}{2}: \quad & V_{11} = -8\alpha_{5/2} A_{20} + 120\beta_{5/2} A_{40}, \\ & V_{22} = 10\alpha_{5/2} A_{20} + 60\beta_{5/2} A_{40}, \\ & V_{12} = 3\sqrt{10}\beta_{5/2} A_{43}, \\ & V_{33} = -2\alpha_{5/2} A_{20} - 180\beta_{5/2} A_{40}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из разложения (3) видно, что волновая функция основного кramerсовского дублета или совпадает с базисной функцией  $\Psi_4 = |7/2 \pm 3/2\rangle$  представления  ${}^T\Gamma_{56}$ , или же является линейной комбинацией функций  $\Psi_1 = \pm|7/2 \pm 1/2\rangle$ ,  $\Psi_2 = -|7/2 \mp 5/2\rangle$  и  $\Psi_3 = -|7/2 \pm 1/2\rangle$  представления  ${}^T\Gamma_4$ :  $a\Psi_1 + b\Psi_2 + c\Psi_3$  (где коэффициенты удовлетворяют условию нормировки

$a^2 + b^2 + c^2 = 1$ ). Однако, вычисление матричных элементов зеemanовского гамильтониана

$$V_m = \beta g_{\perp}(B_x J_x + B_y J_y) + \beta g_{\parallel} B_z J_z$$

в предположении, что волновой функцией основного состояния является функция  $\Psi_4$ , для поперечного и продольного расщеплений приводит к значениям  $\Delta_{\parallel} = 3\hbar\beta g_{\parallel} B_z$  и  $\Delta_{\perp} = 0$ , противоречащим экспериментальному факту  $\Delta_{\perp} \neq 0$  [5,6]. Поэтому следует предположить, что волновая функция основного дублета имеет вид  $\Psi_0 = a\Psi_1 + b\Psi_2 + c\Psi_3$ . Тогда для зеemanовских продольного и поперечного расщеплений получим:

$$\Delta_{\parallel} = \beta g_{\parallel} B_z |6a^2 + 12c^2 - 5|; \quad \Delta_{\perp} = 2\beta g_{\perp} \sqrt{B_x^2 + B_y^2} |\sqrt{7}bc - 2a^2|. \quad (6)$$

Таким образом, получаем два дополнительных условия. Используя для входящих в (6) параметров экспериментальные значения зеemanовских расщеплений в продольном и

поперечном магнитных полях из [6]  $g_z = 4.86$ ;  $g_x = g_y = 2.69$ ,  $B_x = 0.26$  Тл,  $B_y = B_z = 0$ ,  $\Delta_{\perp} = 0.3 \text{ см}^{-1}$  и  $B_y = B_x = 0$ ,  $B_z = 0.15$  Тл,  $\Delta_{\parallel} = 0.3 \text{ см}^{-1}$  ( $\Delta$  (зеemanовское расщепление основного кramerсовского дублета,  $B$  (индукция статического магнитного поля), с учетом соотношения нормировки  $a^2 + b^2 + c^2 = 1$ , для волновой функции основного состояния получим:  $\Psi_0 = \pm 0.509416 |7/2 \pm 1/2\rangle - 0.616433 |7/2 \mp 5/2\rangle - 0.600421 |7/2 \pm 7/2\rangle$ . Волновые функции остальных штарковских состояний определяются стандартной процедурой диагонализации матриц (4) и (5), используя численные значения коэффициентов Стивенса (2) и параметров КП:  $A_{20} = (182.4, A_{40} = 73.2, A_{60} = 180.1, A_{43} = (1732.9, A_{63} = (724.9, A_{66} = 1374.5$  (в  $\text{см}^{-1}$ ), которые определены из условия наилучшего соответствия рассчитанных и экспериментальных значений штарковских расщеплений. Окончательно, для волновых функций штарковских состояний иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{LiNbO}_3$  получим:

$$\begin{aligned}
 |v_1\rangle &= \pm 0.509416 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle - 0.616433 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.600421 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{7}{2} \right\rangle, \\
 |v_2\rangle &= \pm 0.804567 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle + 0.093697 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle + 0.586424 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{7}{2} \right\rangle, \\
 |v_3\rangle &= \pm 0.305234 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle + 0.781812 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.543692 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{7}{2} \right\rangle, \\
 |v_4\rangle &= \left| \frac{7}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle, \\
 |v_5\rangle &= -0.442843 \left| \frac{5}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle \pm 0.896599 \left| \frac{5}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle, \\
 |v_6\rangle &= 0.896599 \left| \frac{5}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle \pm 0.442843 \left| \frac{5}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle, \\
 |v_7\rangle &= \pm \left| \frac{5}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle,
 \end{aligned} \tag{7}$$

где нумерация начинается с нижайшего штарковского состояния.

#### 4. Силы линий межштарковских переходов

Как известно, основной вклад в силы линий  $f-f$  переходов дают косвенные электродипольные переходы (КЭД), теория которых, разработанная Джаддом [8] и Офельтом [9], широко применяется при интерпретации оптических спектров примесных  $\text{R}^{3+}$  ионов. Однако, не учитывая штарковскую структуру спектра примесного иона, стандартный джадд(офельтовский анализ не применим для иттербий-содержащих материалов из-за скудности схемы энергетических уровней иона  $\text{Yb}^{3+}$ .

Выражения для сил линий КЭД переходов с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона получены в [10-13]:

$$S_{\text{ied}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) = \sum_t \Omega_t A_t^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) \left| \langle J_f \| U_t \| J_i \rangle \right|^2. \tag{8}$$

Здесь  $\Omega_t$  ( $t=2, 4, 6$ ) (параметры Джадда(Офельта,  $\langle J_f \| U_t \| J_i \rangle$ ) (приведенный матричный

элемент неприводимого единичного оператора  $U_i$ , коэффициенты  $A_i(i \rightarrow f)$  определяют распределение интенсивности по компонентам межштарковских переходов  $i \rightarrow f$ : для  $\sigma$ -поляризованной линии

$$A_i^{(\sigma)}(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f + 1} \sum_M \frac{t(t-1) + M^2}{t(2t-1)} \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2, \quad (9)$$

а для  $\pi$ -поляризованной линии

$$A_i^{(\pi)}(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f + 1} \sum_M \frac{t^2 - M^2}{t(2t-1)} \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2, \quad (10)$$

где  $C_{JM}^{kq}$  – коэффициенты Клебша–Гордана,  $b_{JM}^{(v)}$  – численные коэффициенты в волновых функциях  $v$ -ого штарковского состояния.

Силу линии магнитодипольного (МД) перехода можно представить в виде

$$S_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) = A_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) S_{\text{md}}, \quad (11)$$

где  $S_{\text{md}}$  ( межмультиплетный матричный элемент МД перехода, величина которого, вычисленная по формулам, приведенным в [12,13], для иона  $\text{Yb}^{3+}$  равна  $S_{\text{md}} = (24/7)(\mu/e)^2$  ( $\mu$  – магнетон Бора,  $e$  – заряд электрона), явные выражения коэффициентов  $A_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}$  приведены в [14].

Таким образом, сила линии, обусловленная КЭД и МД переходами, имеет вид

$$S_{\text{tot}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) = \chi_{\text{ed}} S_{\text{ied}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) + \chi_{\text{md}} S_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f). \quad (12)$$

Факторы  $\chi_{\text{ed}} = n(n^2 + 2)^2/9$  и  $\chi_{\text{md}} = n^3$  учитывают поправку локального поля ( $n$  – коэффициент преломления на длине волны перехода). Используя величины матричных элементов  $\langle J_f \| U_i \| J_i \rangle$ , приведенные в [13], и волновые функции (7), для силы неполяризованных линий переходов с основного штарковского подуровня  $v_1$  получим:

$$\begin{aligned} S_{\text{abs}}^{(\text{tot})}(v_1 \rightarrow v_5) &= \chi_{\text{ed}} (0.006091\Omega_2 + 0.013181\Omega_4 + 0.039905\Omega_6) + 6.254 \times 10^{-23} \chi_{\text{md}}, \\ S_{\text{abs}}^{(\text{tot})}(v_1 \rightarrow v_6) &= \chi_{\text{ed}} (0.004337\Omega_2 + 0.019945\Omega_4 + 0.032871\Omega_6) + 4.789 \times 10^{-23} \chi_{\text{md}}, \\ S_{\text{abs}}^{(\text{tot})}(v_1 \rightarrow v_7) &= \chi_{\text{ed}} (0.004877\Omega_2 + 0.017894\Omega_4 + 0.034367\Omega_6) + 4.926 \times 10^{-23} \chi_{\text{md}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Величины параметров  $\Omega_i$ , найденные из условия наилучшего согласия вычисленных интегральных коэффициентов поглощения

$$\alpha_{i \rightarrow f} = \frac{1}{N} \int k(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 e^2 \lambda}{3c h n^2} S_{\text{tot}}^{(\text{unp})}(i \rightarrow f) \quad (14)$$

с их экспериментальными значениями, определенными из низкотемпературных неполяризованных спектров поглощения [1], равны  $\Omega_2 = 1.3 \times 10^{-20}$ ,  $\Omega_4 = 2.98 \times 10^{-20}$ ,  $\Omega_6 = 0$  (в  $\text{см}^2$ ). Используя эти значения параметров, вычислены силы поляризованных и неполяризованных линий всех межштарковских переходов, коэффициенты Эйнштейна и

вероятности излучательных переходов со штарковских подуровней возбужденного мультиплета (с учетом больцмановского распределения), межштарковские коэффициенты ветвления лю-

Табл.1. Спектроскопические характеристики  $\pi$ -поляризованных ( $\sigma$ -поляризованных) линий в  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ .

переход	$\lambda$ , нм	$S_{if}$ , $10^{20}$ см <sup>2</sup>		$A_{if}$ , с <sup>-1</sup>	$W_{if}$ , с <sup>-1</sup>	$\beta_{if}$ , %
		КЭД	МД	Суммар.	300 К	300 К
$v_5 \rightarrow v_1$	980	0.02595 (0.02124)	0.00279 (0.00347)	230 (197.3)	175.1 (150.2)	14.8 (23.1)
$\rightarrow v_2$	1010	0.06125 (0.03075)	0.00819 (0.00080)	507.1 (231.5)	386.1 (176.2)	32.6 (27.1)
$\rightarrow v_3$	1030	0.01314 (0.01123)	0.00275 (0.00119)	109.1 (85.6)	83.1 (65.2)	7.0 (10.0)
$\rightarrow v_4$	1060	0.04256 (0.02312)	0.00210 (0)	283.2 (147.0)	215.6 (111.9)	18.2 (17.2)
$v_6 \rightarrow v_1$	955	0.04943 (0.01565)	0.00415 (0.00063)	463.8 (141.2)	97.8 (29.8)	8.2 (4.6)
$\rightarrow v_2$	983.5	0.03336 (0.01856)	0.00025 (0.00514)	267.4 (186.5)	56.4 (39.3)	4.8 (6.1)
$\rightarrow v_3$	1002.4	0.04912 (0.02075)	0.00239 (0.00245)	386.2 (173.5)	81.5 (36.6)	6.9 (5.6)
$\rightarrow v_4$	1030.7	0.02779 (0.01459)	0.00626 (0)	233.2 (100.9)	49.2 (21.3)	4.1 (3.3)
$v_7 \rightarrow v_1$	918	0.04340 (0.01626)	0.00493 (0)	470.5 (159.1)	13.1 (4.4)	1.1 (0.7)
$\rightarrow v_2$	944.3	0.01789 (0.01012)	0.00158 (0)	174.3 (91.0)	4.8 (2.5)	0.4 (0.4)
$\rightarrow v_3$	961.7	0.05810 (0.01960)	0.00718 (0)	552.5 (166.8)	15.3 (4.6)	1.3 (0.7)
$\rightarrow v_4$	987.8	0.03651 (0.02736)	0 (0.00760)	286.8 (271.5)	8.0 (7.5)	0.6 (1.2)

Здесь  $\lambda$  – длина волны перехода;  $S_{if}$ – сила линии;  $A_{if}$ – коэффициенты Эйнштейна;  $W_{if}$ – вероятности спонтанных переходов;  $\beta_{if}$ – коэффициенты ветвления люминесценции.

люминесценции при температуре  $T = 300$  К. Результаты вычислений приведены в табл.1. Налицо качественное согласие вычисленных (последний столбец таблицы) и экспериментальных (рис.1) значений межштарковских коэффициентов ветвления люминесценции с основного штарковского подуровня возбужденного мультиплета. Видно также, что больший коэффициент ветвления люминесценции соответствует длине волны 1010 нм, что также соответствует экспериментальному факту [1]. Согласно приведенным в таблице данным, суммарная вероятность спонтанных переходов с подуровней мультиплета

${}^2F_{5/2}$  равна  $W^{(\text{unp})} = \sum_{i=5}^7 \sum_{f=1}^4 W_{v_i \rightarrow v_f}^{(\text{unp})} = 1845.6 \text{ с}^{-1}$ . Отсюда для радиационного времени жизни возбужденного уровня при  $T = 300 \text{ К}$  получим  $\tau_{\text{rad}} = 541.8 \text{ мкс}$ , что также хорошо согласуется с экспериментальным значением  $\sim 538 \text{ мкс}$  [1].

## 5. Заключение

Таким образом, вычисления основных спектроскопических характеристик кристалла  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ , проведенные на основе волновых функций (7) штарковских состояний иона  $\text{Yb}^{3+}$ , приводят к вполне удовлетворительным результатам. Это позволяет надеяться, что они могут быть также с успехом применены при вычислении других характеристик (температурных ширин, сдвигов, сверхтонкой структуры и т.п.) спектральных линий.

Работа выполнена в рамках грантов № 045 и № 0073 МНО РА. Один из авторов (Э.П.Коканян) благодарен за частичную поддержку проекта NFSAT AR2-3235-AS-04.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **E. Montoya, A. Lorenzo, L.E. Bausa.** J. Phys. Cond. Matt., **11**, 311 (1999).
2. **W.F. Krupke.** IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics, **6**, 1287 (2000).
3. **Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджян, Э.П.Коканян, Р.Б.Костанян.** В сб. трудов конф. Лазерная Физика-2004, Аштарак, изд. "Гитутюн" НАН РА, 2005, с.29.
4. **G.Malovichko, V.Grachev, E.P.Kokanyan, O. Schirmer.** Ferroelectrics, **239**, 357 (2000).
5. **А.Абрагам, Б.Блини.** Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т.2. М., Мир, 1972.
6. **G.Burns, D.F.O'Kane, R.S.Tittle.** Phys. Rev., **167**, 314 (1968).
7. **А.М.Леушин.** Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. М., Наука, 1968.
8. **B.R.Judd.** Phys. Rev., **127**, 750 (1962).
9. **G.S.Ofelt.** J. Chem. Phys., **37**, 511 (1962).
10. **В.Г.Бабаджян, Г.Г.Демирханян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 45 (2006).
11. **Г.Г.Демирханян.** Оптика и спектроскопия, **101**, 576 (2006).
12. **GG.Demirkhanyan.** Laser Physics, **16**, 1057 (2006).
13. **G.G.Demirkhanyan, V.G.Babajanyan, E.P.Kokanyan, R.B.Kostanyan, J.B.Gruber, D.K.Sardar.** Optical Materials, **29**, 1107 (2007).
14. **А.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджян, Г.Г.Демирханян, Р.Б.Костанян, Э.П.Коканян, С.С.Овсепян.** В сб. трудов конф. Лазерная Физика-2006, Аштарак, изд. "Гитутюн" НАН РА, 2007, с.25.

Yb<sup>3+</sup> ԻՈՆԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ  
LiNbO<sub>3</sub> ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Հ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Գ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Վ.Գ. ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ,  
Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Է.Պ. ԿՈԿԱՆՅԱՆ

Իրականացված է LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> բյուրեղի կլանման և առաքման օպտիկական սպեկտրների փորձարարական և տեսական ուսումնասիրությունը: Բյուրեղային դաշտի տեսության կետային լիցքերի մոտավորության շրջանակներում լուծված է Շտարկի խնդիրը. որոշված են բյուրեղային դաշտի պարամետրերը և շտարկյան վիճակների ալիքային ֆունկցիաները: Հաշվարկված են անուղղակի էլեկտրադիպոլային և մագնիսադիպոլային միջշտարկյան անցումներով մակաձված գծերի ուժերը և որոշված են Ջադդ–Օֆելտի պարամետրերի արժեքները: Հաշվարկված են ճառագայթման ճյուղավորման գործակիցները, էյնշտեյնի գործակիցները և գրգռված ենթամակարդակի կյանքի տևողությունը: Ստացված է լավ համընկնում փորձարարական տվյալների հետ:

SPECTRAL LINE INTENSITIES OF Yb<sup>3+</sup> ION IN LiNbO<sub>3</sub> CRYSTALS

H.G. DEMIRKHANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN, V.G. BABAJANYAN,  
R.B. KOSTANYAN, E.P. KOKANYAN

Optical spectra of absorption and luminescence of LiNbO<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> crystals are investigated experimentally and theoretically. Within the framework of the point charge approximation of crystal field the Stark problem is solved: crystal field parameters and wave functions of Stark states are determined. Line strengths due to indirect electric-dipole and magnetic-dipole inter-Stark transitions are calculated and values of the Judd–Ofelt parameters are determined. Values of branching ratios of luminescence, Einstein coefficients, and lifetime of the excited sublevel are calculated. A satisfactory agreement of calculation results with experimental data is obtained.