

УДК 535.34

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2:\text{Yb}^{3+}$

В.Г. БАБАДЖАНЫАН¹, Г.Г. ДЕМИРХАНЫАН²,
Э.П. КОКАНЫАН¹, Р.Б. КОСТАНЫАН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении

²Армянский государственный педагогический университет

(Поступила в редакцию 11 марта 2005 г.)

В рамках приближения теории кристаллического поля точечных зарядов, на базе неприводимых представлений точечной группы D_{2d} найдены волновые функции штарковских состояний примесного иона Yb^{3+} в матрице $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$. Вычислены силы линий поглощения и испускания, определены параметры интенсивности Джадда–Офелта, коэффициенты ветвления люминесценции, поперечные сечения межштарковских переходов и радиационное время жизни возбужденного мультиплета примесного иона Yb^{3+} .

1. Введение

Кристаллы висмутсодержащих двойных вольфраматов с общей формулой $\text{MeR}(\text{WO}_4)_2$ (где $\text{Me} = \text{K}$ и Na , а $\text{R} = \text{Bi}$, Y и La), легированные ионами редких земель (P^{3+}), занимают лидирующие позиции среди низкопороговых лазерных сред [1]. Эти кристаллы привлекательны также и способностью принимать большие концентрации примесных P^{3+} ионов, обеспечивая высокие значения поперечных сечений поглощения и стимулированного излучения примесных ионов. Для этих материалов разработаны ростовые технологии, обеспечивающие получение объемных кристаллов высокого оптического качества и достаточно крупных размеров. Особенно интересны натриевые двойные вольфраматы, которые по акустооптическим свойствам не уступают молибдату свинца, а высокие значения их кубических нелинейностей дают возможность построения на их основе эффективных рамановских преобразователей частоты [2,3]. С другой стороны, значительный прогресс в последние годы в промышленном освоении производства высокомошных лазерных диодов на основе кристаллов InGaAs послужил стимулом для интенсивных поисковых исследований иттербий-содержащих кристаллов для применения в качестве эффективных активных сред компактных твердотельных лазеров ближнего ИК диапазона длин волн [4,5].

Экспериментальным исследованиям оптических свойств кристаллов $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2:\text{Yb}^{3+}$ посвящен ряд публикаций [6-9], однако наиболее полно они представлены в работе [10], где на основе анализа результатов исследований поляризованных спектров поглощения и испускания этого материала в температурном диапазоне от 9 до 300 К в приближении

локальной группы симметрии D_{2d} построена схема энергетических уровней примесного иона Yb^{3+} в кристаллическом поле (КП) матрицы. В настоящей работе, в приближении КП точечных зарядов, на базе неприводимых представлений точечной группы D_{2d} найдены волновые функции штарковских состояний примесного иона, с помощью которых вычислены силы линий поглощения и испускания, определены параметры интенсивности Джадда – Офелта, коэффициенты ветвления люминесценции, поперечные сечения межштарковских переходов и радиационное время жизни возбужденного мультиплета примесных ионов Yb^{3+} в исследуемом кристалле.

2. Волновые функции штарковских состояний иона Yb^{3+}

Потенциал КП системы лигандов с локальной группой симметрии D_{2d} в терминах эквивалентных операторов может быть представлен в виде

$$V_{cr} = \alpha_J A_{20} O_{20} + \beta_J A_{40} O_{40} + \gamma_J A_{60} O_{60} + \beta_J A_{44} O_{44} + \gamma_J A_{64} O_{64}, \quad (1)$$

где α_J, β_J и γ_J – коэффициенты Стивенса; O_{kq} – операторы-эквиваленты, явные выражения и матричные элементы которых табулированы в [11]; A_{kq} – параметры КП, значения которых определяются из условия наилучшего соответствия вычисленных и экспериментальных значений энергий штарковского расщепления.

Волновые функции штарковских состояний возбужденного ($^2F_{7/2}$) и основного ($^2F_{7/2}$) мультиплетов примесного иона Yb^{3+} в JM -представлении (J – полный угловой момент, M_J – его проекция) определяются диагонализацией потенциала КП (1) на основе базисных функций Φ_i и Ψ_i неприводимых представлений Γ'_{t6} и Γ'_{t7} группы D_{2d} , приведенных в [12]. Отличные от нуля матричные элементы V_{cr} , вычисленные на этих волновых функциях, равны

$$\begin{aligned} V_{11} &= \langle \Psi'_1 | V_{cr} | \Psi'_1 \rangle = 490 \beta_{7/2} A_{40} + 70 \beta_{7/2} A_{44} - 3150 \gamma_{7/2} A_{60} + 1050 \gamma_{7/2} A_{64}, \\ V_{22} &= \langle \Psi'_2 | V_{cr} | \Psi'_2 \rangle = 6 \alpha_{7/2} A_{20} + 470 \beta_{7/2} A_{40} - 70 \beta_{7/2} A_{44} - 1890 \gamma_{7/2} A_{60} - 1050 \gamma_{7/2} A_{64}, \\ V_{33} &= \langle \Psi'_3 | V_{cr} | \Psi'_3 \rangle = -6 \alpha_{7/2} A_{20} - 330 \beta_{7/2} A_{40} + 90 \beta_{7/2} A_{44} + 6930 \gamma_{7/2} A_{60} - 630 \gamma_{7/2} A_{64}, \\ V_{44} &= \langle \Psi'_4 | V_{cr} | \Psi'_4 \rangle = -630 \beta_{7/2} A_{40} - 90 \beta_{7/2} A_{44} - 1890 \gamma_{7/2} A_{60} + 630 \gamma_{7/2} A_{64}, \\ V_{12} &= \langle \Psi'_1 | V_{cr} | \Psi'_2 \rangle = \sqrt{35} (-3 \alpha_{7/2} A_{20} + 10 \beta_{7/2} A_{40} - 2 \beta_{7/2} A_{44} - 630 \gamma_{7/2} A_{60} - 30 \gamma_{7/2} A_{64}), \\ V_{34} &= \langle \Psi'_3 | V_{cr} | \Psi'_4 \rangle = \sqrt{3} (-3 \alpha_{7/2} A_{20} + 150 \beta_{7/2} A_{40} - 30 \beta_{7/2} A_{44} + 4410 \gamma_{7/2} A_{60} + 210 \gamma_{7/2} A_{64}), \\ U_{11} &= \langle \Phi'_1 | V_{cr} | \Phi'_1 \rangle = -8 \alpha_{5/2} A_{20} + 120 \beta_{5/2} A_{40}, \\ U_{22} &= \langle \Phi'_2 | V_{cr} | \Phi'_2 \rangle = 8 \alpha_{5/2} A_{20} + 20 \beta_{5/2} A_{40} + 20 \beta_{5/2} A_{44}, \\ U_{33} &= \langle \Phi'_3 | V_{cr} | \Phi'_3 \rangle = -140 \beta_{5/2} A_{40} - 20 \beta_{5/2} A_{44}, \\ U_{23} &= \langle \Phi'_2 | V_{cr} | \Phi'_3 \rangle = \sqrt{5} (-2 \alpha_{5/2} A_{20} - 40 \beta_{5/2} A_{40} + 8 \beta_{5/2} A_{44}), \end{aligned} \quad (2)$$

где штрихом отмечены волновые функции одной компоненты крамерсовского дублета. Коэффициенты Стивенса для ионов Yb^{3+} равны

$$\alpha_{7/2} = \frac{2}{7.9}; \quad \beta_{7/2} = -\frac{2}{3.5 \cdot 7 \cdot 11}; \quad \gamma_{7/2} = \frac{4}{3 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11 \cdot 13}; \quad \alpha_{5/2} = \frac{2}{5.7}; \quad \beta_{5/2} = -\frac{2}{5.7 \cdot 9}. \quad (4)$$

Для численных значений параметров КП, определенных из условия наилучшего соответствия собственных значений матриц (2) и (3) с их экспериментальными значениями (энергиями штарковских состояний [10]), получим:
 $A_{20} = -212.393 \text{ см}^{-1}$, $A_{40} = -140.752 \text{ см}^{-1}$, $A_{60} = 44.939 \text{ см}^{-1}$, $A_{44} = 270.361 \text{ см}^{-1}$,
 $A_{64} = -16.526 \text{ см}^{-1}$. Используя эти значения параметров КП, найдем волновые функции штарковских состояний:

$$\begin{aligned} |\nu_1\rangle &= -0.978768 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle + 0.204970 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle; & |\nu_2\rangle &= \mp 0.999803 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{7}{2} \right\rangle \pm 0.019864 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle; \\ |\nu_3\rangle &= 0.204970 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle + 0.978768 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle; & |\nu_4\rangle &= \mp 0.019864 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{7}{2} \right\rangle \mp 0.999803 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle; \\ |\nu_5\rangle &= \mp 0.477832 \left| \frac{5}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle \mp 0.878451 \left| \frac{5}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle; & |\nu_6\rangle &= \pm 0.878451 \left| \frac{5}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle \mp 0.477832 \left| \frac{5}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle; \\ |\nu_7\rangle &= \left| \frac{5}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь нумерация начинается с нижайшего штарковского состояния основного мультиплета.

3. Силы линий межштарковских переходов

Как известно, существенный вклад в величину силы спектральных линий примесных RZ^{3+} ионов в кристаллах (S_{if}) дают косвенные электро-дипольные (КЭД) и магнитно-дипольные (МД) переходы [4,5]:

$$S_{if} = S_{if}^{(ed)} + S_{if}^{(md)}. \quad (6)$$

Отметим, что традиционное в спектроскопии примесных кристаллов выражение для силы линии КЭД перехода, полученное Джаддом [13] и Офелтом [14], в рассматриваемом нами случае малопригодно, поскольку оно определяет интенсивность межмультиплетного перехода, не учитывая их штарковскую структуру. Поэтому будем исходить из выражения для силы линии межштарковского КЭД перехода, полученного в работе [15] в рамках теории Джадда–Офелта с учетом штарковской структуры спектра:

$$S_{i \rightarrow f}^{(ed)} = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t A_t^{(ed)}(i \rightarrow f) \left| \langle J_f \| U_t \| J_i \rangle \right|^2, \quad (7)$$

где коэффициенты

$$A_t^{(ed)}(i \rightarrow f) = \sum_{m=-t}^t \left| \sum_{M_f, M_i} (-1)^{J_f - M_f} b_{J_f M_f}^{*(f)} b_{J_i M_i}^{(i)} \begin{pmatrix} J_f & t & J_i \\ -M_f & m & M_i \end{pmatrix} \right|^2 \quad (8)$$

определяют зависимость силы линии КЭД перехода от штарковской структуры спектра: Здесь b_{JM} – коэффициенты в волновых функциях начального (i) и конечного (f) штарковских
 $\vdots$

состояний (7), () – 3j-символы, табулированные в [16], параметры (t) совпадают с параметрами интенсивности Джадда–Офелта, $\langle J_f \| U_t \| J_i \rangle$ – приведенные матричные элементы единичного неприводимого тензорного оператора U_t , величины которых для иона Yb^{3+} равны

$$\left| \langle {}^2F_{7/2} \| U_2 \| {}^2F_{5/2} \rangle \right|^2 = \frac{6}{49}; \quad \left| \langle {}^2F_{7/2} \| U_4 \| {}^2F_{5/2} \rangle \right|^2 = \frac{20}{49}; \quad \left| \langle {}^2F_{7/2} \| U_6 \| {}^2F_{5/2} \rangle \right|^2 = \frac{6}{7}. \quad (9)$$

Силу линии МД межштарковского перехода можно представить в следующем виде [15]:

$$S_{i \rightarrow f}^{(md)} = A_{i \rightarrow f}^{(md)} \cdot S_{md}, \quad (10)$$

где

$$A_{i \rightarrow f}^{(md)} = \sum_m \left| \sum_{M_i, M_f} (-1)^{J_f - M_f} b_{J_f M_f}^{*(f)} b_{J_i M_i}^{(i)} \begin{pmatrix} J_f & 1 & J_i \\ -M_f & m & M_i \end{pmatrix} \right|^2, \quad (11)$$

$$S_{md} = \left(\frac{\mu}{e} \right)^2 (2J_f + 1)(2J_i + 1) \left| (-1)^{J_i + S} \sqrt{L(L+1)(2L+1)} \begin{Bmatrix} L & J_f & S \\ J_i & L & 1 \end{Bmatrix} + \right. \\ \left. + 2(-1)^{J_f + S} \sqrt{S(S+1)(2S+1)} \begin{Bmatrix} S & J_f & L \\ J_i & S & 1 \end{Bmatrix} \right|^2, \quad (12)$$

В этих выражениях { } – 6j-символы, табулированные в [16], μ – магнетон Бора и e – заряд электрона. Подставляя значения $J_i = 5/2$, $J_f = 7/2$ и $S = 1/2$ в формулу (12), получим

$$S_{md} = \frac{24}{7} \cdot \left(\frac{\mu}{e} \right)^2.$$

Таким образом, сила линии, обусловленная межштарковскими КЭД и МД $4f$ переходами, определяется выражением

$$S_{i \rightarrow f} = \sum_t \Omega_t A_{i \rightarrow f}^{(ed)}(t) \left| \langle J_f \| U_t \| J_i \rangle \right|^2 + \frac{24}{7} \left(\frac{\mu}{e} \right)^2 A_{i \rightarrow f}^{(md)}. \quad (13)$$

Количественные вычисления, проведенные для сил линий переходов с нижнего штарковского состояния возбужденного мультиплета ${}^2F_{5/2}$ на штарковские состояния основного мультиплета ${}^2F_{7/2}$, дали следующие значения:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{g_5} \cdot S^{lum}(v_5 \rightarrow v_1) &= 0.000841\Omega_2 + 0.032487\Omega_4 + 0.038711\Omega_6 + 0.011171 \cdot 10^{-20}, \\
\frac{1}{g_5} \cdot S^{lum}(v_5 \rightarrow v_2) &= 0.007116\Omega_2 + 0.009569\Omega_4 + 0.036833\Omega_6 + 0.003746 \cdot 10^{-20}, \\
\frac{1}{g_5} \cdot S^{lum}(v_5 \rightarrow v_3) &= 0.005217\Omega_2 + 0.016634\Omega_4 + 0.034669\Omega_6 + 0.004713 \cdot 10^{-20}, \\
\frac{1}{g_5} \cdot S^{lum}(v_5 \rightarrow v_4) &= 0.007234\Omega_2 + 0.009337\Omega_4 + 0.032644\Omega_6 + 0.001660 \cdot 10^{-20},
\end{aligned} \tag{14}$$

а для переходов, определяющих поглощение излучения с нижнего штарковского подуровня основного мультиплета:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{g_1} \cdot S^{ab}(v_1 \rightarrow v_5) &= 0.000841\Omega_2 + 0.032487\Omega_4 + 0.038711\Omega_6 + 0.011171 \cdot 10^{-20}, \\
\frac{1}{g_1} \cdot S^{ab}(v_1 \rightarrow v_6) &= 0.006711\Omega_2 + 0.011024\Omega_4 + 0.037492\Omega_6 + 0.004477 \cdot 10^{-20}, \\
\frac{1}{g_1} \cdot S^{ab}(v_1 \rightarrow v_7) &= 0.007754\Omega_2 + 0.007510\Omega_4 + 0.030940\Omega_6 + 0.000319 \cdot 10^{-20},
\end{aligned} \tag{15}$$

где g_m – степень вырождения штарковского состояния m (для крамеровских дублетов $g_m=2$). Численные значения параметров (k определим из условия наилучшего соответствия расчетных значений коэффициентов межштарковского поглощения

$$\int k_{i \rightarrow f}(\lambda) d\lambda = \frac{4\pi^2 e^2 \lambda N}{3\hbar c} \cdot \frac{1}{g_i} \cdot \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \cdot S_{i \rightarrow f} \tag{16}$$

с их экспериментальными величинами, найденными из низкотемпературных спектров поглощения [10]:

$$\frac{(\int k_{1 \rightarrow 5}(\lambda) d\lambda)_{\text{exp}}}{\sum_v (\int k_{1 \rightarrow v}(\lambda) d\lambda)_{\text{exp}}} = 0.155; \quad \frac{(\int k_{1 \rightarrow 6}(\lambda) d\lambda)_{\text{exp}}}{\sum_v (\int k_{1 \rightarrow v}(\lambda) d\lambda)_{\text{exp}}} = 0.4155; \quad \frac{(\int k_{1 \rightarrow 7}(\lambda) d\lambda)_{\text{exp}}}{\sum_v (\int k_{1 \rightarrow v}(\lambda) d\lambda)_{\text{exp}}} = 0.4295, \tag{17}$$

где λ – длина волны перехода, $N = 1.15 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ – концентрация примесных ионов в кристалле, $n = 2.15$ – коэффициент преломления матрицы на длине волны перехода, c – скорость света, $\hbar$ – постоянная Планка. Определенные таким образом значения параметров интенсивности Джадда–Офелта равны

$$\Omega_2 = 12.7356 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2; \quad \Omega_4 = 0.0175 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2; \quad \Omega_6 = 0.434 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2. \tag{18}$$

Эти значения параметров были использованы для вычисления сил линий (по формулам (14)), вероятностей люминесцентных переходов

$$W_{i \rightarrow f}^{(spont)} = \frac{32\pi^2 e^2}{3\hbar \lambda^3} \cdot \frac{1}{g_i} \cdot \frac{n(n^2 + 2)^2}{9} \cdot S_{i \rightarrow f}, \tag{19}$$

а также коэффициентов ветвления люминесценции с нижнего штарковского состояния

возбужденного мультиплета

$$\beta_{i \rightarrow \nu} = \frac{W_{i \rightarrow \nu}^{(spont)}}{\sum_f W_{i \rightarrow f}^{(spont)}}. \quad (20)$$

Результаты численных расчетов представлены в табл.1. Посредством хорошо известных формул и используя полученные данные, нетрудно оценить радиационное время жизни возбужденного мультиплета $^2F_{5/2}$:

$$\tau_i^{rad} = \left[\sum_f W_{i \rightarrow f}^{(spont)} \right]^{-1}, \quad (21)$$

и поперечные сечения межштарковских переходов:

$$\sigma_{\nu_5 \rightarrow f} = \frac{\lambda_{\nu_5 \rightarrow f}^2}{4\pi^2 n^2 c \Delta \nu_{lum}} W_{\nu_5 \rightarrow f}^{(spont)}. \quad (22)$$

Меж-штарк. переходы	Длина волны, нм	Сила линии, 10^{-20} см^2			Коэфф. поглощения, 10^{-7}	Вероятность спонтанных переходов, 10^3 с^{-1}	Коэфф. ветвления, Υ	
		ЭД	МД	Суммар.			выч.	экс.
1 5	975.0	0.02808	0.01117	0.03925	2.719	—	—	—
1 6	964.2	0.10193	0.00448	0.10641	1.078	—	—	—
1 7	941.6	0.11231	0.00032	0.11263	0.075	—	—	—
5 1	975.0	0.02808	0.01117	0.03925	—	0.3205	12.4	12.9
5 2	996.6	0.10678	0.00374	0.11053	—	0.8450	32.9	40.9
5 3	1010.2	0.08178	0.00471	0.08649	—	0.6349	24.7	19.9
5 4	1020.3	0.10646	0.00166	0.10812	—	0.7703	30.0	26.3

Для τ^{rad} расчет дает значение ≈ 390 мкс, а для поперечников переходов с нижнего штарковского состояния (δ) возбужденного мультиплета на все штарковские подуровни основного мультиплета получено

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu_5 \rightarrow \nu_1} &= 1.351 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2; & \sigma_{\nu_5 \rightarrow \nu_2} &= 1.023 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2; \\ \sigma_{\nu_5 \rightarrow \nu_3} &= 0.891 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2; & \sigma_{\nu_5 \rightarrow \nu_4} &= 0.995 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2. \end{aligned}$$

Таким образом, налицо хорошее соответствие расчетного значения радиационного времени жизни с его экспериментальным значением при 9 К (exp 350 мкс) [10] и вполне удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных значений коэффициентов

ветвления люминесценции (см. табл.1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. Под ред. **А.А.Каминского**. М., Наука, 1986.
2. **V.Volkov, M.Rico, A.Mendez-Blas, C.Zaldo**. J. Phys. Chem. Solids, **63**, 95 (2002).
3. **A.A.Kaminskii, S.N.Bagayev, K.Ueda**, et al. Japan J. Appl. Phys., **34**, L1461 (1995).
4. **W.F.Krupke**. IEEE J. on Selected Topics in Quant. Electron., **6**, 1287 (2000).
5. **A. Brenier**. J. of Luminescence, **92**, 199 (2001).
6. **V.Volkov, C.Zaldo**. J. Cryst. Growth, **206**, 60 (1999).
7. **В.Г.Бабаджян, Дж.Б.Грубер, А.Г.Демирханян, Г.Г.Демирханян, Э.П.Коканян, Р.Б.Костанян**. Труды конф. "LP-2001", Аштарак, 2001, с.167.
8. **К.А.Субботин, Е.В.Жариков, В.В.Смирнов**. Оптика и спектр., **92**, 657 (2002).
9. **V.G.Babajanyan, J.B.Gruber, G.G.Demirkhanyan, E.P.Kokanyan, R.B.Kostanyan, D.K.Sardar**. Proc. of the conf. "LP-2002". Ashtarak, 2002, p.75.
10. **L.D.Merkle, M.Dubinskii, B.Zandi, J.B.Gruber, D.K.Sardar, E.P.Kokanyan, V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan, R.B.Kostanyan**. Optical Materials, **27**, 343 (2004).
11. **А.Абрагам, Б.Блини**. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т.2, М., Мир, 1972.
12. **А.М.Леушин**. Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. М., Наука, 1968.
13. **B.R.Judd**. Phys. Rev., **127**, 750 (1962).
14. **G.S.Ofelt**. J. Chem. Phys., **37**, 511 (1962).
15. **Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 240 (2003).
16. **Д.А.Варшалович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский**. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.

$\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2:\text{Yb}^{3+}$ բՅՈՒՐԵՂԻ ՍՊԵԿՏՐԱԴԻՏԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Վ.Գ. ԲԱԲԱՅԱՆՅԱՆ, Գ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Է.Պ. ԿՈԿԱՆՅԱՆ, Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Կետային լիցքերի բյուրեղային դաշտի մոտավորության շրջանակներում, D_{2d} կետային խմբի չբերվող ներկայացումների բազիսային ֆունկցիաների հիման վրա որոշված են $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ բյուրեղի մատրիցում Yb^{3+} խառնուրդային իոնի շտարկյան վիճակների ալիքային ֆունկցիաները: Հաշվված են կլանման և առաքման գծերի ուժը, որոշված են ինտենսիվության Ջադ–Օֆելտի պարամետրերը, լյումինեսցենցիայի ճյուղավորման գործակիցները, միջշտարկյան անցումների ընդլայնական կտրվածքները և Yb^{3+} իոնի զրգրված մուլտիպլետի ռադիացիոն կյանքի տևողությունը:

SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF A $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2:\text{Yb}^{3+}$ CRYSTAL

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

Within the framework of approximation of the point-charge crystal field theory, using the basic functions of the irreducible representations of the D_{2d} point group, the wave functions of the Yb^{3+} impurity ion's Stark sublevels in a $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ crystal are determined. The line-strengths of absorption and emission are calculated, as well as the Judd–Ofelt intensity parameters, luminescence branching ratios, the inter-Stark transition's cross-sections and the radiative lifetime of the excited multiplet of the Yb^{3+} impurity ion are determined.