

УДК 535.37

Гоменюк О.В.¹, к.ф.-м.н., доц.,
Неділько С.Г.², д.ф.-м.н., ст.н.сп.
Бойко В.В.³, к.ф.-м.н., доц.,
Шелудько В.І.¹, к.ф.-м.н., доц.,
Вірко С.В.⁴, к.ф.-м.н., н.с.

Механізми дисипації енергії збудження Cr^{3+} - центрів люмінесценції в кристалах подвійного фосфату калію-алюмінію

В роботі досліджено особливості процесів втрати енергії збудження центрами люмінесценції кристалів KAIP_2O_7 , легованих іонами хрому, Cr^{3+} , при збудженні світлом із діапазонів вакуумного ультрафіолету, ультрафіолету або видимого випромінювання.

Ключові слова: центри люмінесценції, загасання, іони хрому.

¹Глухівський національний педагогічний університет імені Олександра Довженка, 41400, м. Глухів, вул. Києво-Московська, 24, e-mail: gomenyuk@gmail.com

²Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр. Глушкова 4д, e-mail: SNedilko@univ.kiev.ua

³Національний університет природокористування і біоресурсів України, 03041, м. Київ, вул. Героїв Оборони, 15, e-mail: techphis_chair@twin.nauu.kiev.ua

⁴Інститут фізики напівпровідників імені В.Є.Лашкарьова НАН України, 03028, м. Київ, пр. Науки, 41, e-mail: virko@email.com.ua

O. V. Gomenyuk¹, PhD,
S. G. Nedilko², Dr. Sci.,
V. V. Boyko³, PhD,
V. I. Sheludko¹, PhD,
S. V. Virko⁴, PhD.

The mechanisms of excitation energy dissipation in Cr^{3+} - luminescence centers of double potassium-aluminum phosphate

Peculiarities of dissipation excitation energy for Cr^{3+} luminescence centers in doped with Cr^{3+} ions KAIP_2O_7 crystals under excitation with vacuum ultraviolet, ultraviolet or visible radiation were investigated.

Key Words: luminescence centers, quenching, chromium ions.

¹Oleksandr Dovzhenko Hlukhiv national pedagogical university, 41400, Hlukhiv, Kyuevo-Moskovs'ka str., 24, e-mail: gomenyuk@gmail.com

²Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03680, Kyiv, Glushkova st., 4d, e-mail: SNedilko@univ.kiev.ua

³National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, 03041, Kyiv, Heroiyv Oborony st., 15, e-mail: techphis_chair@twin.nauu.kiev.ua

⁴V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, 03028, Kyiv, pr. Nauki, 41, e-mail: virko@email.com.ua

Статтю представив член-кор. НАН України, д.ф.-м.н., проф. Макара В.А.

Основні властивості фотолюмінесценції (ФЛ) іонів Cr^{3+} в кристалах KAIP_2O_7 (далі $\text{KAIP}_2\text{O}_7\text{-Cr}$) описано нами раніше [1–3]. В спектрах ФЛ $\text{KAIP}_2\text{O}_7\text{-Cr}$ при низьких температурах (4,2–8 К) спостерігаються дві широкі смуги з максимумами в околі 756 та 771 нм. Проведений аналіз, однак, показав, що температурно-залежні спектри ФЛ з високою точністю можуть бути розкладені на три гаусові компоненти: **a**, **b** та **c** (рис. 1). Вигляд залежності інтегральної інтенсивності ФЛ від температури, $I(T)$, суттєво визначається діапазоном довжин хвиль збудження: вакуумний ультрафіолет (ВУФ),

ультрафіолетовий діапазон (УФ) чи діапазон видимого світла (рис. 2).

В температурному інтервалі 4,2–80 К при ВУФ збудженні, $\lambda_{\text{ex}} = 114$ нм, спостерігається зростання інтегральної інтенсивності приблизно в 2 рази, а для більших довжин хвиль (збудження, діапазон 160–310 нм, ступінь зростання інтенсивності зменшується: при $\lambda_{\text{ex}} = 310$ нм інтенсивність зростає в 1,8 рази. При УФ збудженні, $\lambda_{\text{ex}} = 337,1$ нм, $I(T)$ зростає тільки в 1,1 рази причому температурний інтервал зростання інтенсивності звужується: $T = 4,2\text{--}20$ К. При $\lambda_{\text{ex}} = 473$ нм, замість зростання, в температурному інтервалі 4,2 – 45 К

спостерігається поличка. Нарешті, для $\lambda_{\text{ex}} = 632,8$ нм $I(T)$ починає падати вже з температури 4,2 К.

Різною, в залежності від λ_{ex} , є поведінка $I(T)$ і при більш високих температурах. Так, при збудженні видимим світлом та світлом із діапазону ближнього УФ, описане вище зростання інтенсивності свічення змінюється лінійним (в логарифмічному масштабі) падінням інтенсивності при підвищенні температури.

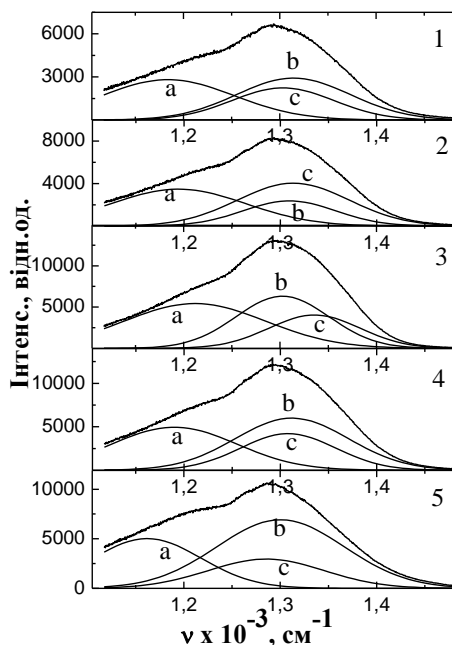


Рис. 1. Спектри ФЛ кристала $\text{KAlP}_2\text{O}_7:\text{Cr}$ та їх розклад на компоненти **a**, **b** та **c**; $T = 10$ (1), 40 (2), 80 (3), 160 (4) та 300 К (5). $\lambda_{\text{ex}} = 114$ нм.

При цьому, із зменшенням λ_{ex} скорочується інтервал падіння: для $\lambda_{\text{ex}} = 632,8$ нм – $\ln\{I(T)\}$ лінійно падає до температури близької до 375 К, тоді як для $\lambda_{\text{ex}} = 473$ нм лінійність має місце до $T = 340$, а для $\lambda_{\text{ex}} = 337,1$ нм – лінійна залежність $\ln\{I(T)\}$ завершується при $T = 270$ К (рис. 2в, криві 1–3). Швидкість загасання D (нахил прямої $\ln I = \ln I_s - D$, де I_s інтенсивність, що відповідає початку прямолінійної ділянки $\ln\{I(T)\}$), падає із зменшенням λ_{ex} : $D = 7,2$; 3,2 та 3,1 для $\lambda_{\text{ex}} = 632,8$, 473 та 337,1 нм, відповідно. При більш короткохвильовому УФ збудженні, $\lambda_{\text{ex}} = 310$ нм, ділянка спаду $I(T)$ практично відсутня: деяке зменшення інтенсивності можна помітити лише в діапазоні 80–160 К. Нарешті при ВУФ збудженні описане вище низькотемпературне зростання інтенсивності виходить на поличку і інтенсивність люмінесценції залишається незмінною до температур близьких до кімнатних.

При температурах вищих за кімнатну, інтервал 300–600 К, залежності $I(T)$, на відміну

від описаного вище, є подібним для всіх використаних довжин хвиль збудження із діапазону ВУФ та УФ світла: з підвищенням температури інтенсивність падає і при $T \sim 600$ К люмінесценція зникає повністю. Певні зміни у характері кривих, все ж таки, мають місце при переході від видимого світла до УФ ($\lambda_{\text{ex}} = 337,1$ та 310 нм) збудження (рис. 2в).

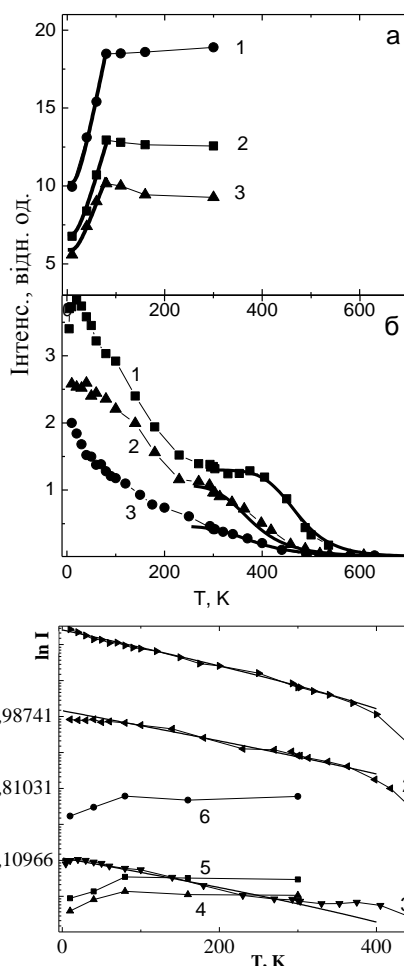


Рис. 2. Вплив температури на інтегральну інтенсивність ФЛ кристалів $\text{KAlP}_2\text{O}_7:\text{Cr}$ в залежності від довжини хвилі збудження. а) короткохвильове збудження: $\lambda_{\text{ex}} = 114$ (1), 160 (2) і 310 нм (3); б) довгохвильове збудження: $\lambda_{\text{ex}} = 337,1$ (1), 473 (2) та 632,8 нм (3). в) Ті ж самі криві, але зведені до однакової інтенсивності збудження: $\lambda_{\text{ex}} = 632,8$ (1), 473 (2), 337,1 (3), 310 (4), 160 (5) і 114 нм (6).

Легко помітити, що характер залежностей інтенсивності свічення в області температур 4,2–300 К, визначається «способом» передачі енергії збудження до центра свічення. Дійсно, довжини хвиль збудження 114–190 нм відповідають зона-зонним переходам, збудження центрів свічення

світлом із довжинами хвиль 310–340 нм відбувається за участі дефектів ґратки, а при довжинах хвиль 470–640 нм відбувається безпосереднє збудження домішки – іонів Cr^{3+} .

При температурах вище кімнатної поведінка температурних кривих є типовою для внутрішнього температурного загасання люмінесценції локальних центрів. З вигляду залежностей, наведених на рис. 2, можна також стверджувати, що довгохвильові внутрішньоцентрові збудження ($\lambda_{\text{ex}} = 632,8$ та 473 нм) та короткохвильові зонна-зонні збудження ($\lambda_{\text{ex}} = 114\text{--}190$ нм) є «крайніми» випадками, де чітко виявлено особливості релаксаційних та безвипромінювальних переходів, характерних для різних способів переведу ЦЛ у збуджений стан. Температурні залежності інтенсивності свічення при «проміжних» збудженнях, $\lambda_{\text{ex}} = 250\text{--}350$ нм, очевидно, є результатом сукупної дії процесів, характерних для «крайніх» випадків.

Описані температурні зміни відповідають відомим уявленням щодо поведінки широкосмугових спектрів випромінювальних переходів в локальних ЦЛ [4, 5].

Отже, наведені дані показують, що найбільш ефективним в люмінесценції є безпосереднє пряме збудження d-електронів іонів Cr^{3+} (рис. 2в, криві 1 та 2). При таких збудженнях, стрімке температурне загасання, яке при збудженні 632,8 нм починається вже від гелієвої температури, може бути результатом наближення збудженого стану, безпосередньо після збудження, до точки перетину С кривих основного ${}^4\text{A}_2$ та збудженого ${}^4\text{T}_2$ станів. В цьому випадку можуть проявитися два механізми загасання люмінесценції – оптичне загасання та теплове термодинамічне рівноважне загасання.

Оптичне загасання може зумовлювати, як дисипацію енергії збудження між збудженими станами, без переходу центру в основний стан, так і перехід в основний стан із втратою енергії збудження до встановлення теплової рівноваги в системі. Оптичне загасання є проявом вібронної взаємодії збуджених E і ${}^4\text{T}_2$ станів та основного ${}^4\text{A}_2$ стану. Дійсно, відповідно до схеми конфігураційних кривих збуджених станів (див. рис. 3), збудження з $\lambda_{\text{ex}} = 632,8$ та 473 нм переводять центр у стан ${}^4\text{T}_2$. Далі, центр швидко втрачає надлишок нерівноважної коливальної енергії, досягає точки перетину із основним станом ${}^4\text{A}_2$ внаслідок чого має можливість залишитися в стані ${}^4\text{T}_2$ або без випромінювання перейти в основний стан.

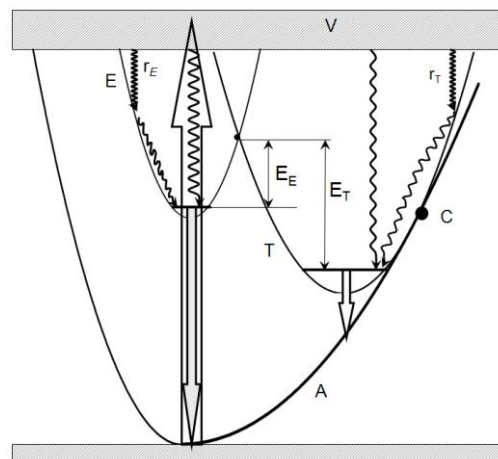


Рис. 3. Схема люмінесцентних процесів в кристалах $\text{KAlP}_2\text{O}_7: \text{Cr}$

Імовірність оптичного загасання безпосередньо не залежить від температури твердого тіла [6]:

$$\omega = \omega_0 \Phi^2 \left[-(E - E_c) \left(\frac{2\mu}{h^2} \right)^{1/3} \left| \frac{1}{F_{II}} - \frac{1}{F_I} \right|^{2/3} \right] \quad (1)$$

В цій формулі

$$\omega_0 \equiv \frac{2\omega V^2 (2\mu)^{2/3}}{h^{4/3} (F_I F_{II})^{1/3} |F_I - F_{II}|};$$

$\Phi(x)$ – функція Ейрі, E – енергія, E_c – енергія в точці перетину кривих, F_I , F_{II} – нахили апроксимаційних прямих в точці перетину

$(F_i \equiv \frac{dE(x)}{dx} \Big|_{x=x_c})$, μ – зведена маса центра.

З формули (1) видно, що імовірність оптичного загасання є найбільшою при проходженні точки перетину, а інтегральна за процесом релаксації імовірність оптичного загасання зростає з віддаленням від точки перетину в бік більш високих енергій.

Оптичний безвипромінювальний перехід відбувається всього лиш за «один прохід» вздовж потенціальної кривої [6], однак, на наш погляд і цього досить, щоби при зростанні температури зростала його імовірність. Дійсно, з підвищенням температури зростає середня амплітуда «одного» періоду коливань ансамблю центрів свічення, що можна розглядати як зростання ефективної відстані енергії збудження від точки перетину в бік більш високих енергій. Крім того, з підвищенням температури зростають середні числа заселення коливань центра свічення в основному стані, що, при тій же λ_{ex} буде

викликати перехід у найбільш високий коливальний рівень збудженого стану. З підвищенням температури основний внесок у загасання визначають термодинамічно рівноважні безвипромінювальні переходи. Сукупність всіх описаних процесів буде визначати хід кривої 1 на рис. 2в.

При $\lambda_{ex} = 473$ нм переходи з поглинанням відбуваються у більш високий збуджений стан 4T_1 . В цьому випадку значна доля центрів втрачає енергію ще до переходу в люмінесцентний стан 4T_2 , що обумовлює зменшення інтенсивності свічення. Однак, при $\lambda_{ex} = 473$ нм, на відміну від випадку з $\lambda_{ex} = 632,8$ нм, діапазон стрімкого падіння інтенсивності не спостерігається, що може бути наслідком того, що в стан 4T_2 центри попадають на високі коливальні рівні, для яких залежність імовірності оптичного загасання від відстані до точки перетину практично відсутня. Тому хід кривої $I(T)$ на ділянці 100–300 К відповідає відомій кривій Мотта, яка характеризує надбар'єрне теплове загасання люмінесценції.

В побудованій нами моделі процеси люмінесценції розглядаються в схемі із чотирьох станів: основний, 4A_2 , на рис. 3 і далі в тексті позначено літерою А; збуджений синглетний стан, 2E , позначено – Е; триплетний люмінесцентний стан $^4T_2 - T$; стан V – це деякий віртуальний «резервуар» в який іони Cr^{3+} переходять із основного стану А в результаті збудження. В «резервуарі» V центр протягом малого проміжку часу знаходиться у змішаному стані, який характеризує міжконфігураційну та віброну взаємодію.

Частина центрів люмінесценції із стану V із імовірністю p_V безвипромінювально покидає систему, а інша частина, до встановлення теплової рівноваги, переходить в один із станів 2E або 4T_2 , із імовірностями r_E та r_T відповідно. Кількість збуджених центрів, що опиняються в станах 2E чи 4T_2 (початкові заселеності рівнів), визначається характеристиками «резервуару». Для спрощення вважаємо, що p_V не залежить від енергії збудження та температури, а r_E та r_T , якщо і залежать від λ_{ex} і T, то тільки як параметри. В такому випадку можна покласти, що $r_E + r_T = 1$. Зазвичай вважається, що γ_E та γ_T від T також не залежать. Переходи з поглинанням (імовірність – α) чи з випромінюванням позначено прямими стрілками, релаксаційні процеси – хвилястими, а безвипромінювальні переходи – похилими стрілками (рис. 3).

Система кінетичних рівнянь в цій моделі:

$$\begin{cases} \frac{dn_E}{dt} = r_E n_V + p_{TE} n_T - \gamma_E n_E - d_E n_E - p_{ET} n_E \\ \frac{dn_T}{dt} = r_T n_V + p_{ET} n_E - p_{TE} n_T - \gamma_T n_T - d_T n_T \\ N = n_A + n_T + n_E + n_V \\ F_{TE} = p_{ET} \left(\frac{g_E}{g_T} \right) e^{-(E_T - E_E) / kT} = p_{ET} g e^{-\epsilon / kT} \end{cases}$$

де N – кількість центрів люмінесценції, n_E та n_T – заселеності рівнів Е та Т, p_{ET} та p_{TE} – імовірності теплових надбар'єрних безвипромінювальних переходів із стану Е в стан Т, і навпаки, з висотою бар'єрів E_E та E_T відповідно, g_E та g_T – вагові фактори, $g = g_E/g_T$; $\epsilon = E_E - E_T$, d_E та d_T – імовірності теплових безвипромінювальних переходів із станів Е та Т в основний стан:

$$d_E = C_{EO} e^{-E_E / kT}, \quad d_T = C_{TO} e^{-E_T / kT},$$

При стаціонарному збудженні

$$\gamma_E n_E + \gamma_T n_T = n_V = const,$$

Інтенсивність свічення є сталою, незалежною від температури величиною: $I_A(\delta) + I_D(\delta) = n_V = Const$.

Експериментально, незалежність інтенсивності свічення від температури спостерігалася для кристалів $CaF_2:Cr^{3+}$ при ВУФ та УФ збудженні ($\lambda_{ex} = 80-310$ нм) в температурному інтервалі 80–300 К (рис. 2) Для температур нижчих 80 К при зміні температури інтенсивність люмінесценції може як зростати, так і зменшуватися а для більш високих температур завжди має місце загасання люмінесценції (рис. 2).

В загальному випадку, заселеності збуджених рівнів та інтенсивності свічення визначаються легко:

а) для рівня Т та радіаційного переходу з нього:

$$n_T = \frac{r_T D_E + p_{ET} r_E}{(D_T D_E - p_{ET} p_{TE})} n_V$$

$$I(T) = \gamma_T n_T = \frac{\gamma_T r_T D_E + \gamma_T r_E p_{ET}}{(D_T D_E - p_{ET} p_{TE})} n_V$$

б) для рівня Е та радіаційного переходу з нього:

$$n_E = \frac{r_E D_T + r_T p_{TE}}{D_T D_E - p_{ET} p_{TE}} n_V,$$

$$I_E = \gamma_E \frac{r_E D_T + r_T p_{TE}}{D_T D_E - p_{ET} p_{TE}} n_V$$

де введено позначення:

$$D_E = \gamma_E + P_{ET} + d_E$$

$$D_T = \gamma_T + P_{TE} + d_T$$

Для з'ясування можливих причин складної поведінки інтенсивності випромінювання в залежності від температури розв'язки системи знаходять покроково, від наднизьких температур – до високих, за виконання певних умов щодо температурного інтервалу, в якому цей розв'язок має силу.

Наднизькі температури. Це температури для яких за умов: $E_E \ll E_T \ll E_E^a$; E_T^a виконується:

$$kT \sim E_E; kT \ll E_T; kT \ll E_E^a; kT \ll E_T^a; \text{ тобто}$$

температури є настільки низькими, що окрім безвипромінювальних переходів з рівня E на рівень T, всіма іншими можна нехтувати. За цих умов для інтенсивності випромінювання із станів T та E отримаємо:

$$I_T(T) = r_T n_V + \frac{r_E A e^{-E_E/kT}}{1 + A e^{-E_E/kT}} n_V = I_T(0) + \frac{r_E A e^{-E_E/kT}}{1 + A e^{-E_E/kT}} n_V$$

$$I_E(T) = \frac{r_E}{1 + A e^{-E_E/kT}} n_V = \frac{I_E(0)}{1 + A e^{-E_E/kT}} \quad (2)$$

де, $C_{E^g T} / \gamma_E = A$.

З формули 2 видно, що $I_T(T)$ складається із температурно незалежної складової ($I_T(T \rightarrow 0) \rightarrow r_T n_V$) ($I_T(T=0) = I_T(0)$), та іншого доданка, який визначає поведінку I_T .

З підвищенням температури інтенсивність випромінювальних переходів з рівня E, внаслідок збільшення заселеності рівня E, зменшується від значення $I_E(T \rightarrow 0) \rightarrow r_E n_V$ ($I_E(T=0) = I_E(0)$) до величини $I_E(0)/(1+A)$. При подальшому підвищенні температури зростає інтенсивність зворотних $T \rightarrow E$ надбар'єрних переходів результатом чого може бути уповільнення спаду і, навіть, зростання інтенсивності випромінювання з рівня E при подальшому підвищенні температури.

Описаний розгляд було застосовано для аналізу залежностей інтенсивності випромінювання в інтервалі температур 4,2–100 К. На рис. 4 наведено модельні залежності $I_T(T)$ та $I_E(T)$ при значеннях параметрів: $r_T = 0,8$; $r_E = 0,2$; $n_V = 100$; $E_E = 30 \text{ см}^{-1}$, $A = 100,0$.

Видно, що зростання інтенсивності ФЛ в діапазоні від 4,2 до 100 К, в принципі, могло би бути наслідком підживлення рівня T за рахунок

збільшення заселеності рівня E. Однак, за таких обставин, абсолютна величина зростання інтенсивності свічення, зумовленого переходом ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$, має дорівнювати величині зменшення інтенсивності свічення на переході ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$, що в нашому випадку не реалізується на експерименті.

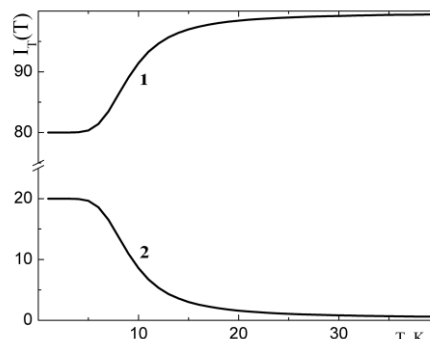


Рис. 4. Залежності $I_T(T)$ (1) та $I_E(T)$ (2).

Поведінку $I_T(T)$ в діапазоні $4,2 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ можна пояснити проявом динамічної взаємодії електронного переходу в поглинанні (збудженні) із непарними коливаннями решітки. Дійсно зняти заборону на електродипольні переходи може як статична взаємодія, зумовлена пониженням симетрії оточення іона хрому, так і динамічна взаємодія, пов'язана із взаємодією із низько симетричними коливаннями решітки. Тобто імовірність переходу можна записати як суму:

$$W = W_{st} + W_{dyn}.$$

Статична складова, W_{st} , на відміну від динамічної, W_{dyn} , з точністю до неізотропного теплового розширення решітки, не повинна залежати від температури. Імовірність W_{dyn} можна записати як:

$$W_{dyn} = W_d \text{cth}(hv/2kT), \quad (3)$$

де W_d – імовірність переходу із народженням одного непарного коливального кванту. Експериментальні криві $I_T(T)$ (рис. 2а) в частині їх зростання можна задовільно описати формулою 3 за умови різного внеску статичної складової для різних довжин хвиль збудження і участі в цих процесах ефективного коливання з частотою 44 см^{-1} . Інші параметри формули 3 різних значеннях W_{st} для кривих 1–3 з рис. 2 є такими: 1. $W_{st} = 0,34$, $W_d = 0,35$; 2. $W_{st} = 0,51$, $W_d = 0,51$; 3. $W_{st} = 0,31$, $W_d = 0,28$.

Співвідношення 3 можна врахувати і в описаній вище теоретичній моделі рівнів, якщо в формулі 2 покласти: $r_T \sim \text{cth}(hv/2kT)$. Отже ці два описи експериментальних даних є

еквівалентними. Коли температура досягає значень 100 К і вище, зростання імовірності переходу внаслідок взаємодії з коливаннями, нівелюється безвипромінювальними переходами. В нашій моделі їх дія «включається» зростанням імовірності безвипромінювального переходу p_V .

Середні температури. Криві температурних залежностей інтенсивності люмінесценції в діапазоні 80–250 К також задовільно описуються наведеною розрахунковою моделлю. Однак, в цьому діапазоні діють декілька механізмів, які конкурують між собою, а тому смисл параметрів, стає невизначеним.

Високі температури:

$$kT \gg E_E; kT \gg E_T; kT \sim E_E^a; kT \sim E_T^a;$$

Враховавши, що при цих температурах між рівнями E та T має місце динамічна рівновага заселеності, а інтенсивність випромінювання із стану E і при таких температурах незначна порівняно із інтенсивністю ФЛ із стану T, можемо покласти: $p_{ET} \gg \gamma_E$. За таких умов, для інтенсивності свічення із рівня T одержимо:

$$I_T(T) = \frac{\gamma_T}{\gamma_T + \gamma_E \left(\frac{g_E}{g_T} \right) e^{-\varepsilon/kT}} n_V$$

Список використаних джерел

1. Chukova O. V., Gomenyuk O. V., Nedilko S. G., Stus N. V. Luminescence properties of KAIP_2O_7 crystals doped with chromium ions // Semiconductor Physics and Quantum Electronics. – 2004. – V. 7. – P. 72–76.
2. Nedilko S., Gomenyuk O., Slobodyanik N., Stus' N. Luminescence centers generated by chromium ions in potassium-aluminum (indium) diphosphates // Physics of the Solid State. – 2005. – V. 47, № 8. – P. 1576–1578.
3. Nedilko S., Gomenyuk O., Slobodyanik N., Stus' N. Luminescence spectroscopy of KMP_2O_7

Як видно, ця формула, де $\varepsilon = \left| E_T^a - E_E^a \right|$: має

смисл ефективної енергії активації безвипромінювальних переходів, є аналогом відомої формули Мотта для надбар'єрних теплових безвипромінювальних переходів. Опис кривих з рис. 2б за допомогою останньої формули дозволив визначити величини ε : 4300, 2500 та 3200 cm^{-1} для кривих 1, 2 та 3, відповідно. Як видно, значення ε залежать від довжин хвиль збудження, що узгоджується із викладеними вище міркуваннями стосовно ролі змішування електронно-коливальних станів.

Висновки

- 1) Ефективність вібронної взаємодії в центрах люмінесценції Cr^{3+} в кристалах KAIP_2O_7 залежить від умов передачі енергії збудження від матриці до іона хрому, що призводить до зміни внеску динамічної складової імовірності переходу збудження. Одержане співвідношення ($W_{\text{дин}}/W_{\text{ст}} \sim 1,0$) показує, що навіть при низьких температурах переходи із збудженням іонів Cr^{3+} майже повністю зумовлено взаємодією із непарними коливаннями.
- 2) Значення ефективної енергії активації безвипромінювальних переходів, ε , залежать від довжин хвиль збудження люмінесценції, що є проявом ролі змішування збуджених електронно-коливальних станів іонів хрому.

diphosphate crystals (M = Al, In) doped with chromium ions // Ukr. J. Phys. – 2005. – V. 50, № 10. – P. 1168–1174. (in Ukrainian).

4. Pekar S. I. Research of the electron theory of crystals. – Moscow: Gostehizdat, 1951. – 256 p. (in Russian).
5. Lubchenko A. F. Quantum transitions in impurity centers in solids – Kyiv: Naukova dumka, 1978. – 294 p. (in Ukrainian).
6. Rebane K. K. The criterion occurrence of luminescence // Research of luminescence / Tartu. – 1958. – V. 7. – P. 62–84. (in Russian).

Надійшла до редколегії 25.04.13