

УДК 535.5; 535.56; 535.568:681.785.3  
PACS 78.20.Ek, 78.20.Fm, 42.25.Ja, 33.55+b

## ОПТИЧНА АНІЗОТРОПІЯ АКТИВОВАНИХ МАРГАНЦЕМ КРИСТАЛІВ $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$

Я. Шопа, Н. Фтомин

*Львівський національний університет імені Івана Франка  
вул. Кирила і Мефодія, 8, 79005 Львів, Україна  
e-mail: shopa@franko.lviv.ua*

Досліджено оптичну анізотропію кристалів  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  (**SGG**), активованих іонами марганцю. Виміряно дисперсію двозаломлення та спектри поляризованого поглинання **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$ . Визначено величини компоненти тензора гірації  $g_{11}$  та параметра лінійного дихроїзму цих кристалів методом високоточної поляриметрії. Розраховано систематичні похибки поляриметричного експерименту та проведено детальний аналіз HAUP-мапи.

**Ключові слова:** двозаломлення, оптична активність, дихроїзм, HAUP-мапи

Кристали  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  (далі скорочено **SGG**) належать до сімейства лангаситу ( $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ , структурний тип Са-галогерманату) із просторовою групою симетрії  $R\bar{3}21$  (точкова група симетрії  $\bar{3}2$ ) та містять одну молекулу в елементарній комірці [1]. Це одновісні та оптично активні, додатні ( $\Delta n > 0$ ) кристали [2]. Відомо, що номінально чисті кристали зі структурою галогерманату, зокрема і **SGG** є прозорими до  $\sim 6500$  нм та мають помітні смуги лінійного дихроїзму (ЛД) у ближній ультрафіолетовій ділянці спектру, які пов'язані з ростовими дефектами [3]. Активовані іонами хрому **SGG** є істотно дихроїчними, ЛД та циркулярний дихроїзм (ЦД) стають помітними у видимому діапазоні [3, 4]. Крім того **SGG** є перспективними матеріалами акусто- та п'єзоелектроніки [5].

Результати дослідження оптичної активності **SGG**, як чистих, так і активованих, достатньо добре висвітлені в літературі [2, 3, 6]. Однак результати спектральних вимірювань ОА цих кристалів з використанням методики вимірювання осциляції азимута еліпса поляризації, адаптованої для дихроїчних кристалів [3], не враховують параметрів недосконалості поляризаційних елементів схеми. Тому ця обставина може призвести до суттєвого збільшення похибки вимірювання ОА у напрямках відмінних від оптичних осей.

Мета цієї роботи – визначити кристалооптичні параметри кристалів **SGG**, активованих іонами марганцю, використовуючи споріднену з HAUP [7–11] (High-accuracy Universal Polarimeter) методику [12], адаптовану для кристалів з ОА, ЛДЗ, ЛД та ЦД [13–15].

Для вимірювань були підготовлені плоскопаралельні пластини кристалів **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$ , вирізані паралельно та перпендикулярно до оптичної осі з товщиною 1,51 та

2,55 мм відповідно. Концентрація домішки марганцю за оцінками рентгенівського мікроаналізу на растровому електронному мікроскопі є меншою 0,1 ат.%

Для вимірювань використовували однопроменевий лазерний високоточний поляриметр, оптична схема якого містить мінімальний набір поляризаційних елементів з двома високоякісними кальцитовими призмами Глана. Джерелом світла слугували два лазери з робочими довжинами хвилі 532 та 650 нм, потужність яких не перевищувала 10 мВт. Вимірювання проводили у діапазоні температур 290–370 К. Крім того проводилися додаткові вимірювання спектрів поляризованого поглинання та дисперсії двопронезаломлення досліджуваних зразків.

Зазвичай, у високоточній поляриметрії використовують газові (зокрема He-Ne) лазери зі стабільною величиною довжини хвилі випромінювання. Недоліком таких джерел світла є присутність деяких флуктуацій інтенсивності, що перш за все зумовлено температурною зміною геометричних розмірів резонатора лазера [16]. Тому для компенсації цього ефекту, адже вимірюється оптичне пропускання, використовують додаткові елементи оптичної схеми поляриметра, а саме приймач, який реєструє сигнал безпосередньо перед поляризаційною системою. Однак використання джерел світла з фіксованою довжиною хвилі суттєво обмежує спектральний діапазон вимірювань, тому ми використали зелений ( $\lambda_1 = 532$  нм) із діодним збудженням та подвоєнням частоти та червоний напівпровідниковий ( $\lambda_2 = 650$  нм) лазери. Відомо, що такі джерела когерентного випромінювання широко використовуються в оптичному експерименті, а їхні параметри не поступаються лазерам на інших активних елементах. Стабільність роботи напівпровідникових лазерів суттєво залежить від сили струму, напруги та температури. Для забезпечення стабільності параметрів випромінювання напівпровідникових джерел використовували додатковий стабілізатор струму та систему охолодження лазерних діодів.

Для визначення величини двозаломлення кристалів **SGG**:  $Mn^{3+}$  ми скористалися інтерференційним методом [17], який завдяки своїй відносній простоті та універсальності дає змогу проводити вимірювання в широкому спектральному діапазоні. Для кристалічної пластинки, вирізаної паралельно до оптичної осі, проводився аналіз вимірювань оптичного пропускання поляризаційної системи, що складалася зі схрещених поляризаторів та кристала, розміщеного в діагональному положенні (оптичне пропускання описується відомим співвідношенням [17]:  $I = I_0 \sin^2(\Gamma/2)$ ; де  $I$ ,  $I_0$  – інтенсивності вхідного та вихідного світла,  $\Gamma = 2\pi\Delta n d/\lambda$  – різниця фаз,  $\Delta n$  – величина двозаломлення,  $d$  – товщина зразка,  $\lambda$  – довжина хвилі). Визначивши порядок  $k$  інтерференційної смуги ( $d\Delta n = k\lambda$ ) за спектральним положенням екстремумів у “рівняковому спектрі” згідно методу [17], отримали шукану спектральну залежність величини двопронезаломлення (рис. 1). Помітно, що в спектральному діапазоні 400-550 нм є ділянка аномальної дисперсії величини  $\Delta n$ , яка, очевидно пов’язана з ЛД. Варто зауважити, що у неактивованих кристалах **SGG** також простежується така спектральна особливість поведінки ЛДЗ [2,3], а ЛД в цьому випадку зумовлений дефектами, які виникають під час росту цих складних оксидних сполук (ця особливість притаманна цілій низці представників сімейства лангаситу [2]).

Для виявлення спектральної залежності ЛД активованих марганцем кристалів **SGG** проведено вимірювання спектрів поляризованого поглинання двох зразків, вирізаних паралельно та перпендикулярно до оптичної осі кристала. На рис. 2 подано спектри поглинання ( $\alpha$ ,  $\sigma$  та  $\pi$  спектри) кристалів **SGG**:  $Mn^{3+}$  та їх розбиття на

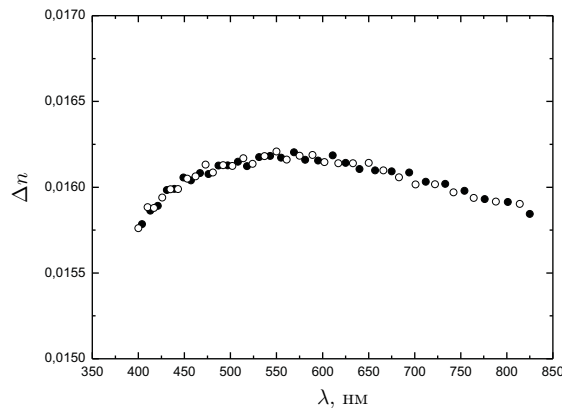


Рис. 1. Дисперсія двозаломлення  $\Delta n$  кристалів **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$ . Позначення експериментальних точок:  $\circ$ ,  $\bullet$  – розрахунки за максимумами та мінімумами інтенсивності світла в “рівчаковому” спектрі, відповідно.

гаусові контури. У спектральному діапазоні  $\sim 400\text{-}700$  нм одна неелементарна смуга зумовлена, очевидно, домішкою  $\text{Mn}^{3+}$ . Крім того, аналізуючи  $\alpha$ ,  $\sigma$  та  $\pi$  спектри, бачимо, що  $\alpha$ -спектр є  $\sigma$ -поляризованим, а це свідчить, що відповідні переходи дозволені в електронно-дипольному наближенні [18].

Для домішки тривалентного марганцю (електронна конфігурація –  $3d^4$ , терм основного стану –  ${}^5D$ ) спостерігається розщеплення  ${}^5D$  на  ${}^5E_g$  нижній та  ${}^5T_{2g}$  верхній рівні [19]. Тому широка смуга ( $16000\text{-}25000$   $\text{cm}^{-1}$ ) відповідає переходу  ${}^5E_g \rightarrow {}^5T_{2g}$ . Внаслідок того, що реальна симетрія оточення іона марганцю є нижча за октаедричну (найбільш імовірно, як і для кристалів **CGG** [20], в **SGG** іони  $\text{Mn}^{3+}$  заміщають  $\text{Ga}^{3+}$  в позиції  $1a$ ), спектри поглинання на рис. 2 є відчутно дихроїчними і їх можна розкласти на два гаусові контури з максимумами:  $\bar{\nu}_1 = 18900$   $\text{cm}^{-1}$  (529 нм) та  $\bar{\nu}_2 = 22000$   $\text{cm}^{-1}$  (455 нм), відповідно.

На рис. 3 представлено спектральні залежності ЛД: параметра ЛД,  $E = 2\pi\Delta m d/\lambda$  та величини  $\Delta m$  – різниці між коефіцієнтами екстинції для двох нормальних хвиль у кристалі. Спектр параметра ЛД має максимум при 530 нм, а величини  $E$  та  $\Delta m$  для довжин хвиль, що використовували у лазерному поляриметрів є такими:  $\lambda_1 = 532$  нм:  $E \simeq 0,5$ ,  $\Delta m \simeq 0,03 \times 10^{-3}$ ;  $\lambda_2 = 650$  нм:  $E \simeq 0,2$ ,  $\Delta m \simeq 0,01 \times 10^{-3}$ . Як бачимо, для обох довжин хвиль лазерного випромінювання добре помітний лінійний дихроїзм, крім того для довжини хвилі зеленого лазера величина параметра ЛД є найбільшою в спектрі. Ця обставина дає змогу перевірити основні співвідношення нашої методики для випадку більшої за 0,1 величини  $E$  (коли не можна використовувати формальний розклад експоненти  $e^E$  в ряд, обмежившись лінійним доданком,  $e^E \approx 1 + E$ ).

Отож початковим етапом задачі високоточної поляриметрії є знаходження величин, від яких явно залежать коефіцієнти при другій степені розкладу за азимутами аналізатора  $\chi$  та поляризатора  $\theta$ , функції оптичного пропускання системи PSA (PSA – polarizer-specimen-analyser). Якщо не враховувати ефектів багатократного відбивання [15], то до них належать  $E$  та тригонометричні функції величини різниці фаз

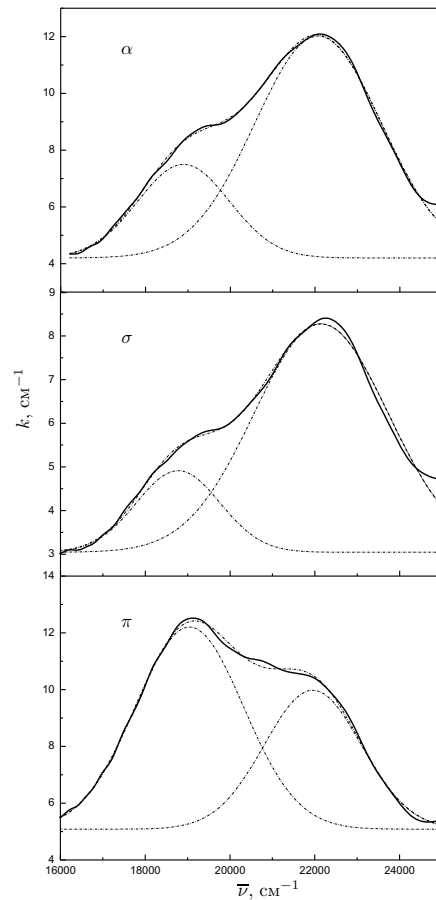


Рис. 2. Спектри поляризованого поглинання ( $\alpha$ ,  $\sigma$ ,  $\pi$ ) кристалів **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$  та їх розбиття на гаусові контури.

$\Gamma$ , яку змінюють під впливом температури (перш за все  $\cos \Gamma$ ). Ці величини можна визначити, скориставшись температурною залежністю кута нахилу прямої для мінімізованих інтенсивностей  $\partial\chi/\partial\theta$  та кута нахилу  $\xi$  головних осей еліпсів на так званих НАУР-мапах які представлено на рис. 4 для деяких значень температури зразка. У випадку істотно дихроїчного кристала кут нахилу головних осей еліпсів, (еліпси відповідають кривим, що утворюються внаслідок перетину поверхні оптичного пропускання системи PSA в системі координат  $(\theta, \chi)$  площинами однакової інтенсивності) на цих мапах має відрізнитися від величини  $45^\circ$  (див. [13]). Як видно на рис. 4 (штрих пунктирними лініями позначено головні осі еліпсів, а пряму  $\chi = \theta$  – суцільною) та 5-б чітко простежується ця особливість.

На рис. 5 подано температурні залежності величин  $\partial\chi/\partial\theta$ ,  $\cos \Gamma$  та  $\xi$ , отриманих для двох джерел лазерного випромінювання та двох орієнтацій зразка в поляризаційній системі (зразок розвертають в напрямку поширення світла на кут  $90^\circ$ , при цьому знак  $E$  та  $\Gamma$  змінюється на протилежний [7]). Зміна знаку параметра ЛД добре

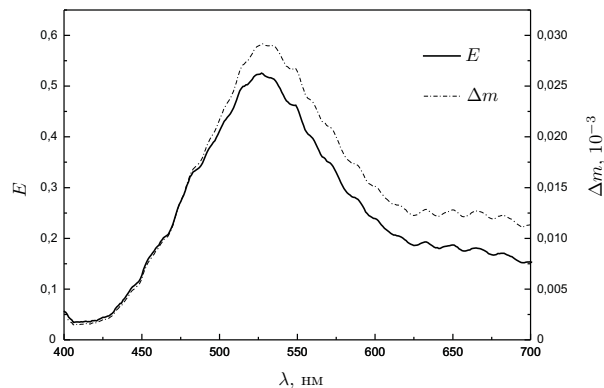


Рис. 3. Спектральна залежність параметрів  $E$  та  $\Delta m$ , зумовлених ЛД у кристалах **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$ .

помітна при температурах, в околі яких величина  $\cos \Gamma \rightarrow \pm 1$ , тоді значення функції  $\partial \chi / \partial \theta$ , що визначається кутом нахилу прямої для мінімізованих інтенсивностей прямує до величини  $\pm 1/e^{\pm E}$ , тобто за модулем прийматиме значення більше, або менше за одиницю залежно від величини ЛД та орієнтації зразка в поляризаційній схемі (див рис. 5 при температурах  $T \sim 315\text{-}320, 360\text{-}370$  К). Цю особливість можна використати безпосередньо для визначення ЛДЗ та ЛД, припустивши, що величина параметра  $E$  не залежить від температури. Однак у загальному випадку, температурну зміну  $\cos \Gamma$  та  $E$  можна визначити, використавши основні співвідношення [13] методики високоточної поляриметрії (представлено на рис 6). Ці результати свідчать про те, що величина  $E$  для активованих марганцем кристалів **SGG** не змінюється з температурою в даному температурному діапазоні, крім того величина параметра ЛД для двох довжин хвиль, що використовувалися в лазерному поляриметрі згідно наших підрахунків становить:  $E_{\lambda_1} = 0,52$  та  $E_{\lambda_2} = 0,18$ , відповідно. Як бачимо, результати поляриметричних та спектральних вимірювань ЛД корелюють між собою, однак високоточна поляриметрія дозволяє точніше вимірювати величину параметра ЛД, а використання декількох лазерів дозволить суттєво розширити спектральний діапазон вимірювань, забезпечивши її більшу універсальність.

Наступним етапом вивчення анізотропії кристалів **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$  є дослідження оптичної активності в напрямку, перпендикулярному до оптичної осі кристала. Отож, для визначення величини компоненти  $g_{11}$  тензора гірації потрібно розрахувати величину еліптичності  $k$  власних хвиль, зумовлену ОА ( $g_{11} = 2k\bar{n}\Delta n$ ; де  $\bar{n}$  – середній показник заломлення). Температурні залежності величин  $\cos \Gamma$  та  $E$  потрібні перш за все для подальшого опрацювання результатів вимірювання трьох характеристичних азимутів поляризатора:  $\theta_0, \theta_1, \theta_2$  та різниць між ними  $\Delta \theta_{ij} = \theta_i - \theta_j$  ( $i, j = 0 \dots 2, i \neq j$ ) [14], що залежать не тільки від  $k$ , а й від тригонометричних функцій величини  $\Gamma$  та параметра ЛД. Ще однією особливістю  $\theta_i$  ( $i = 0 \dots 2$ ) є те, що вони явно залежать від трьох паразитних систематичних похибок поляриметричного експерименту. До них належать паразитні еліптичності поляризатора  $p$  та аналізатора  $q$  та азимутальна систематична похибка  $\delta \chi$ . Однак необхідною умовою успішного визначення ОА є знаходження величини цих систематичних похибок чи певних спів-

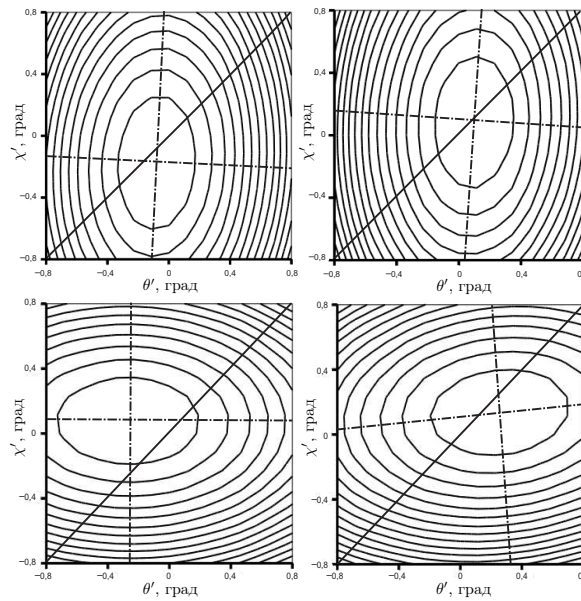


Рис. 4. НАУР-мапи кристала SGG:  $Mn^{3+}$ . Вгорі, ліворуч та праворуч, отримані при температурі  $T = 296$  К та  $T = 344$  К; внизу – при  $T = 299$  К та  $T = 345$  К, відповідно. Результати вгорі та внизу відповідають двом орієнтаціям зразка в поляризаційній схемі. Початок координат  $(\theta', \chi')$  не відповідає умові погасання (глобальному мінімуму інтенсивності). Мапи отримані з використанням лазера з довжиною хвилі 532 нм.

відношень між ними (до них можна віднести, наприклад такі:  $p + q, \gamma = p - q$ ). Не вдаючись в детальний аналіз вилучення систематичних похибок та їхній фізичний зміст [21, 22], ми скористалися результатами вимірювань для двох орієнтацій зразка в поляризаційній схемі (після повного циклу вимірювань зразок розвертають на кут  $90^\circ$  в напрямку проходження світла, забезпечуючи тим самим зміну знаку не тільки  $E, \Gamma$ , а й  $k$  та  $k'$ , де  $k'$  – еліптичність власних хвиль, зумовлена циркулярним дихроїзмом).

Отож, відомо [14, 15], що для величини  $2\Delta\theta_{02} (e^E - \cos \Gamma) (\text{ch } E - \cos \Gamma)$  (у [14] вжито позначення  $\phi_{02}$ ) можемо записати:

$$\phi_{02} = -\delta\chi \sin^2 \Gamma + \sin \Gamma (2k \text{ch } E + qe^E - pe^{-E}) - \sin \Gamma \cos \Gamma (2k - \gamma). \quad (1)$$

Однак даний вираз можна звести до зручного для подальшого аналізу вигляду, помноживши співвідношення (1) на  $1/\sin^2 \Gamma$ . Тоді матимемо наступне співвідношення:

$$\begin{aligned} \phi_{02} \frac{1}{\sin^2 \Gamma} = & -\delta\chi + \frac{1}{2} (2k \text{ch } E + qe^E - pe^{-E} + 2k - \gamma) \text{tg } \frac{\Gamma}{2} + \\ & \frac{1}{2} (2k \text{ch } E + qe^E - pe^{-E} - 2k + \gamma) \text{ctg } \frac{\Gamma}{2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Загалом величина  $k$  не змінюються у вузькому температурному діапазоні для кристалів CGG [14, 15] (аналогічний, що й у SGG, структурний тип), тому можна очі-

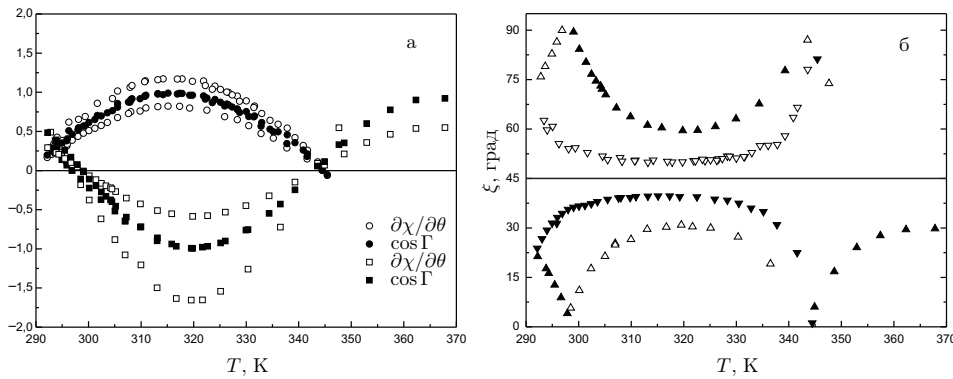


Рис. 5. Температурні залежності величин: а –  $\partial\chi/\partial\theta$ ,  $\cos\Gamma$ ; б –  $\xi$  (позначення експериментальних точок:  $\square$ ,  $\blacksquare$  –  $\lambda_1 = 532$  нм;  $\circ$ ,  $\bullet$  –  $\lambda_2 = 650$  нм;  $\Delta$ ,  $\blacktriangle$  –  $\lambda = 532$  нм  $\nabla$ ,  $\blacktriangledown$  –  $\lambda = 650$  нм) для двох орієнтацій зразка в поляризаційній системі.

кувати на таку температурну поведінку параметрів ОА й для **SGG**. Апроксимуючи відповідні експериментальні залежності різниці між характеристичними азимутами функцією типу  $a + bx + c/x$  (де  $x = \text{tg } \Gamma/2$  або  $\text{ctg } \Gamma/2$ ), можна розрахувати параметр  $(2k - \gamma)$ , віднявши відповідні коефіцієнти  $b - c$ , якщо  $x = \text{tg } \Gamma/2$ , або  $c - b$ , якщо  $x = \text{ctg } \Gamma/2$  (див. рівняння (2)). Натомість величину еліптичності  $k$  (а, отже й  $g_{11}$ ) визначають, користуючись результатами вимірювань для розвернутого на  $90^\circ$  зразка, оскільки  $2k$ , для однієї орієнтації зразка, визначається з точністю до адитивної величини  $\gamma$  (матимемо заміну  $k \rightarrow -k$ ,  $k' \rightarrow -k'$   $\Gamma \rightarrow -\Gamma$  та  $E \rightarrow -E$  у всіх співвідношеннях методики). Крім того, існують температурні ділянки, в околі яких точність вимірювання деяких характеристичних азимутів є невисокою, тому вирази аналогічні співвідношенню (2) можна записати й для інших різниць між характеристичними азимутами, а саме:  $\Delta\theta_{01}$  та  $\Delta\theta_{12}$ . Одне з таких співвідношень представлено у роботі [15] для різниці  $\Delta\theta_{01}$ , а для  $\Delta\theta_{12}$  (використавши аналогічне позначення  $\varphi_{12}$ ) можемо записати умову  $\varphi_{02} = \varphi_{12}$ , якщо (враховуючи співвідношення (15-16) у роботі [14]):

$$\varphi_{12} = -2 \frac{(\text{ch } E - \cos \Gamma) \sin^2 \Gamma}{e^E - \cos \Gamma} \Delta\theta_{12}. \tag{3}$$

Помноживши  $\varphi_{12}$  на аналогічний коефіцієнт  $1/\sin^2 \Gamma$ , співвідношення (3) можна звести до вигляду (2).

На рис. 7 представлено залежності  $\varphi_{02}/\sin^2 \Gamma$  від величини  $\text{tg } \Gamma/2$ , виміряні з використанням лазера з довжиною хвилі 650 нм для двох орієнтацій зразка в поляризаційній схемі та результат апроксимації функцією  $y(x) = a + bx + c/x$  де  $x = \text{tg } \Gamma/2$ . Аналогічні залежності ( $\varphi_{12}/\sin^2 \Gamma$  від  $\text{ctg } \Gamma/2$ ) отримано й для лазера з  $\lambda = 650$  нм (рис. 8).

Апроксимаційні параметри (розраховані коефіцієнти при відповідних степенях  $x: x^0, x^{-1}, x$  функцій  $\varphi_{02}/\sin^2 \Gamma$  та  $\varphi_{12}/\sin^2 \Gamma$ , де  $x = \text{tg } \Gamma/2$  та  $\text{ctg } \Gamma/2$ ) для двох орієнтацій зразка в поляризаційній схемі дають змогу визначити величину систематичних похибок та еліптичності власних хвиль  $k$  для двох довжин хвиль поляриме-

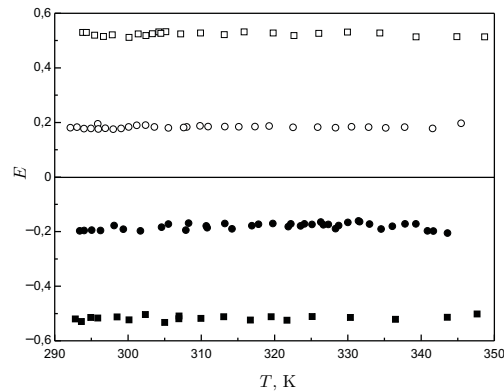


Рис. 6. Температурна залежність параметра лінійного дихроїзму  $E$  для двох орієнтацій зразка в поляризаційній схемі. Позначення експериментальних точок:  $\square$ ,  $\blacksquare$  –  $\lambda_1 = 532$  нм;  $\circ$ ,  $\bullet$  –  $\lambda_2 = 650$  нм.

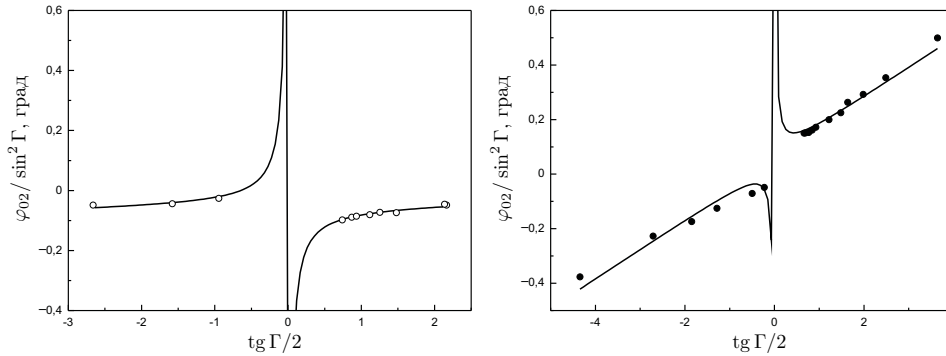


Рис. 7. Залежність величини  $\varphi_{02}/\sin^2 \Gamma$  ( $\circ$ ,  $\bullet$ ) від  $\text{tg } \Gamma/2$  для двох орієнтацій зразка в поляризаційній системі ( $\lambda_1 = 532$  нм). Суцільна лінія – результат апроксимації.

тра. Так, азимутальна похибка  $\delta\chi$  для двох довжин хвилі змінює свій знак на протилежний при розвертанні зразка в поляризаційній системі, а її величина дорівнює:  $\delta\chi_0 = 0,052 \pm 0,002$  град,  $\delta\chi_{90} = -0,058 \pm 0,006$  град ( $\lambda_1 = 532$  нм). Натомість для червоного лазера матимемо  $-\delta\chi_0 = 0,023 \pm 0,001$  град,  $\delta\chi_{90} = -0,050 \pm 0,001$  град. Середнє значення за модулем азимутальної систематичної похибки (зазвичай представляють у радіанах) у двох випадках становить:  $\delta\chi(\lambda_1) = 9,6 \times 10^{-4}$  та  $\delta\chi(\lambda_2) = 6,4 \times 10^{-4}$  відповідно. Як бачимо, величина азимутальної систематичної похибки є дещо більшою в порівнянні з результатами попередніх вимірювань для кристалів цього ж структурного типу [14, 15].

Величину параметра  $(2k - \gamma)$  можна визначити, розраховуючи різниці  $(b - c)$ , коли  $x = \text{tg } \Gamma/2$ , або  $(c - b)$  і  $(x = \text{ctg } \Gamma/2)$  для функцій  $\varphi_{02}/\sin^2 \Gamma$  та  $\varphi_{12}/\sin^2 \Gamma$ . Так, у першому випадку ( $\lambda_1 = 532$  нм) для двох орієнтацій зразка матимемо (подано абсолютне значення величин):  $(b - c)_0 = (0,044 \pm 0,005)$  град та  $(b - c)_{90} = (0,089 \pm 0,007)$  град, відповідно. Тоді шукані параметри за нашими оцінками дорівнюють:  $2k = 11,6 \times 10^{-4}$  та



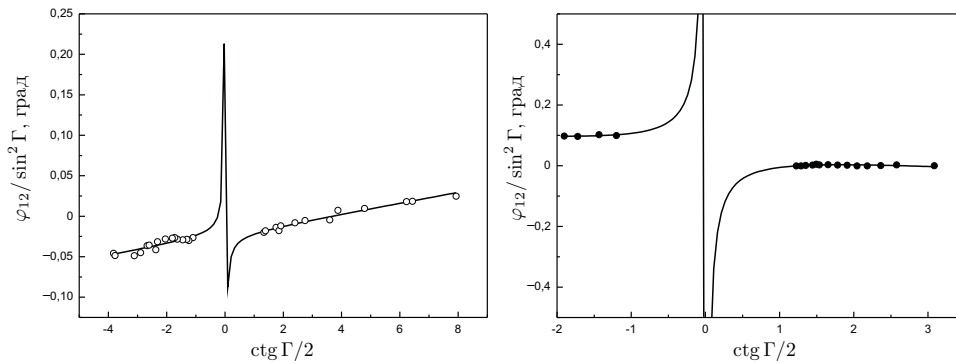


Рис. 8. Залежність величини  $\varphi_{12}/\sin^2 \Gamma$  (○, ●) від  $\text{ctg} \Gamma/2$  для двох орієнтацій зразка в поляризаційній системі ( $\lambda_2 = 650$  нм). Суцільна лінія – результат апроксимації.

$\gamma = 3,9 \times 10^{-4}$ . Натомість для лазера з довжиною хвилі  $\lambda_2 = 650$  нм, використовуючи аналогічний алгоритм, отримали наступні величини:  $(c - b)_0 = (0,013 \pm 0,002)$  град та  $(c - b)_{90} = (0,031 \pm 0,002)$  град, а  $2k = 3,8 \times 10^{-4}$  та  $\gamma = 1,6 \times 10^{-4}$ . Отже, систематична похибка  $\gamma$  становить близько 30% у першому випадку та 40% у другому від вимірюваної подвоєної величини еліптичності  $k$ . Тому врахування недосконалості поляризаційних елементів схеми є необхідною умовою для коректного визначення компоненти тензора гірації досліджуваних кристалів.

Для визначення  $g_{11}$  (для точкової групи симетрії 32 тензор гірації має дві незалежні компоненти  $g_{11} = g_{22}$  та  $g_{33}$  [23]) потрібні величини середнього показника заломлення  $\bar{n}$  та двопронезаломлення  $\Delta n$ . Згідно спектральних досліджень ЛДЗ (рис. 1) величина  $\Delta n$  для двох довжин хвиль лазерів становить за нашими оцінками:  $\Delta n(\lambda_1) = 0,0162$  та  $\Delta n(\lambda_2) = 0,0161$ , а середній показник заломлення неактивованих кристалів **SGG** дорівнює  $\bar{n}(\lambda_1) = 1,814$  та  $\bar{n}(\lambda_2) = 1,802$  [2]. Тоді компонента тензора гірації кристалів **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$  становить:  $g_{11}(\lambda_1) = (3,4 \pm 0,3) \times 10^{-5}$  та  $g_{11}(\lambda_2) = (1,1 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ , відповідно.

### Висновки.

Отже, ми детально дослідили оптичну анізотропію кристалів  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ , активованих іонами марганцю.

Встановлено, що ділянка аномальної дисперсії двозаломлення в діапазоні 400-550 нм зумовлена присутністю смуги ЛД, яка пов'язана з іонами  $\text{Mn}^{3+}$ .

Для двох довжин хвиль (532 та 650 нм) визначено величину параметра ЛД, компоненту тензора гірації  $g_{11}$  та розраховано основні систематичні похибки поляриметра. Результати спектральних та поляриметричних вимірювань ЛД корелюють між собою. Показано, що дисперсія ОА в напрямку, перпендикулярному до оптичної осі, є нормальною.

## Список використаної літератури

1. *Dudka A.P.* Crystal-structure refinement of  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  / A.P. Dudka, B.V. Mill // Crystallography Reports. – 2012. – Vol. 57, N 1. – P. 49–56.
2. *Каминский А.А.* Физика и спектроскопия лазерных кристаллов / А.А. Каминский, Л.К. Аминов, В.Л. Ермолаева – М. : Наука, 1986. – С. 197–224.
3. *Калдыбаев К.А.* Гиротропия ондоосных поглощающих кристаллов / К.А. Калдыбаев, А.Ф. Константинова, З.Б. Перекалина – М. : ISPIN, 2000. – С. 222–255.
4. *Perekalina Z.B.* Absorption spectra and circular dichroism of  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  : Cr and  $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  : Cr crystals / Z.B. Perekalina, V.P. Orechova, K.A. Kaldybayev, B.V. Mill, D.V. Isakov // Crystallography Reports. – 2001. – Vol. 46, N 5. – P. 826–829.
5. *Wu A.* Growth of new piezoelectric  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  crystals by the modified Bridgman method / A. Wu, J. Xu, G. Qian, X. Wu // Journal of Crystal Growth. – 2005. – Vol. 275. – P. e703–e708.
6. *Шопа Я.І.* Оптична анізотропія в кристалах групи галогерманатів / Я.І. Шопа, А.Е. Носенко, М.О. Кравчук, А.А. Сельський // Укр. фіз. журн. – 1998. – Т. 43, № 8. – С. 1002–1004.
7. *Moxon J.R.L.* The simultaneous measurement of optical activity and circular dichroism in birefringent linearly dichroic crystal sections: I. Introduction and description of the method / J.R.L. Moxon, A.R. Renshaw // J. Phys. : Condens. Matter. – 1990. – Vol. 2. – P. 6807–6836.
8. *Moxon J.R.L.* The simultaneous measurement of optical activity and circular dichroism in birefringent linearly dichroic crystal sections: II. Description of apparatus and results for quartz, nikel sulphate hexahydrate and benzil / J.R.L. Moxon, A.R. Renshaw, I.J. Tebbutt // J. Phys. D : Appl. Phys. – 1991. – Vol. 24. – P. 1187–1192.
9. *Asahi T.* Measurement of circular dichroism of ferroelectric fresnoite  $\text{Ba}_2\text{Si}_2\text{TiO}_8$  / T. Asahi, T. Osaka, S. Abrahams, R. Matsuki, H. Asai, S. Nanamatsu, J. Kobayashi // Proceedings SPIE. – 2003. – Vol. 5218. – P. 223–231.
10. *Kobayashi J.* Optical properties of superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  / J. Kobayashi, T. Asahi, M. Sakurai, M. Takahashi, K. Okubo // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53, N 17. – P. 11784–11795.
11. *Tanaka M.* An application of the advanced high-accuracy universal polarimeter to the chiroptical measurement of an intercalated compound  $\text{K}_4\text{Nb}_6\text{O}_{17}$  with high anisotropy / M. Tanaka, N. Nakamura, H. Koshima, T. Asahi // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012. – Vol. 45. – P. 175303–175311.
12. *Шопа Я.І.* Вимірювання оптичної активності в кристалах групи КДР методами високоточної поляриметрії / Я.І. Шопа // Журн. фіз. досл. – 2001. – Т. 5, № 1. – С. 70–74.
13. *Shopa Y.* Polarimetric studies of linear dichroism in Cr-doped gallogermanate crystals / Y. Shopa, N. Ftomyn // Ukr. J. Phys. Opt. – 2006. – Vol. 7, N 4. – P. 183–188.

14. *Шопа Я.І.* Оптична активність активованих хромом кристалів  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  / Я.І. Шопа, Н.Є. Фтомин // Журн. фіз. досл. – 2010. – Т. 14, № 4 – С. 4001-1–4001-6.
15. *Шопа Я.І.* Вимірювання оптичної активності кристалів за наявності дихроїзму та ефектів багатократного відбивання світла / Я. Шопа, Н. Фтомин // Вісник Львівського ун-ту. Серія фізична. – 2011. – Вип. 46, – С. 221–234.
16. *Weber M.J.* Handbook of lasers / Weber M. J. – CRC Press, 2001. – Р. 1198.
17. *Стадник В.* Рефрактометрія діелектричних кристалів з несумірнимим фазами / В. Стадник, В. Габа – Львів: Ліга-Прес, 2010.
18. *Ливер Э.* Электронная спектроскопия неорганических соединений / Ливер Э. – М. : Мир. – Ч. 1. – 1987. – 493 с.
19. *Свиридов Д.Т.* Оптические спектры ионов переходных металлов в кристаллах / Д.Т. Свиридов, Р.Л. Свиридова, Ю.Ф. Смирнов – М. : Наука. – 1976. – 357 с.
20. *Носенко А.Е.* О валентном состоянии примесных ионов марганца в кристаллах  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14} : \text{Mn}$  / А.Е. Носенко, Р.Е. Лещук, Б.В. Падляк // Журн. прикл. спектр. – 1993. – Т. 59, № 1–2. – С. 147–151.
21. *Folcia C.L.* Study of the systematic errors in HAUP measurements / C.L. Folcia, J. Ortega, J. Etxebarria // J. Phys. D : Appl. Phys. – 1999. – Vol. 32. – P. 2266–2277.
22. *Hernández-Rodríguez C.* Systematic errors in the high-accuracy universal polarimeter: application to determining temperature-depend optical anisotropy of KDC and KDP crystals/ C. Hernández-Rodríguez, P. Gómez-Garrido, S. Veintemillas // J. Appl. Cryst. – 2000. – Vol. 33. – P. 938–946.
23. *Романюк М.О.* Кристалооптика / Романюк М.О. – Київ : ІЗМН, 1997.

Стаття надійшла до редакції 1.09.2012  
прийнята до друку 17.10.2012

## OPTICAL ANISOTROPY OF THE MANGANESE DOPED $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ CRYSTALS

Y. Shopa, N. Ftomyn

*Ivan Franko National University of Lviv  
Kyrylo and Mefodiy St., 8, 79005 Lviv, Ukraine  
e-mail: shopa@franko.lviv.ua*

Optical anisotropy of the manganese doped  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  (**SGG**) crystals is investigated. The dispersion of the birefringence and polarized absorption spectra of **SGG**:  $\text{Mn}^{3+}$  are measured. The value of the gyration tensor components  $g_{11}$  and linear dichroism parameter of these crystals are determined using the high-accuracy polarimetry technique. The systematic errors of polarimetric experiment are calculated and the HAUP-maps analysis is performed.

**Key words:** birefringence, optical activity, dichroism, HAUP-maps

**ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ АКТИВИРОВАННЫХ  
МАРГАНЦОМ КРИСТАЛЛОВ  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$**

**Я. Шопа, Н. Фтомын**

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко  
ул. Кирилла и Мефодия 8, 79005 Львов, Украина  
e-mail: shopa@franko.lviv.ua*

Исследована оптическая анизотропия кристаллов  $\text{Sr}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$  (**SGG**), активированных ионами марганца. Измерены дисперсия двулучепреломления и спектры поляризованного поглощения **SGG: Mn<sup>3+</sup>**. Методом высокоточной поляриметрии определена величина компоненты тензора гирации  $g_{11}$  и параметра линейного дихроизма этих кристаллов. Рассчитаны систематические погрешности поляриметрического эксперимента и выполнен детальный анализ НАУР-карт.

**Ключевые слова:** двулучепреломление, оптическая активность, дихроизм, НАУР-карты