ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 14, № 4 (2010) 4001(6 с.)

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 14, No. 4 (2010) 4001(6 p.)

ОПТИЧНА АКТИВНІСТЬ АКТИВОВАНИХ ХРОМОМ КРИСТАЛІВ Ca-ГАЛОГЕРМАНАТІВ

Я. І. Шопа, Н. Є. Фтомин
Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра загальної фізики, вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна
(Отримано 22 червня 2009 р.; в остаточному вигляді — 9 вересня 2010 р.)

Із функції пропускання системи PSA (polarizer-specimen-analyzer), отримано співвідношення для характеристичних азимутів поляризатора, коли досліджуваний зразок є дихроїчним. Відповідну, споріднену з HAUP методику апробовано для кристалів $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$: Cr^{3+}. Враховано систематичні похибки й отримано температурну залежність g_{11} компоненти тензора гірації.

Ключові слова: поляриметрія, HAUP, оптична активність, дихроїзм.

PACS number(s): 07.60.Fs, 78.20.Ek, 78.20.Fm

I. ВСТУП

Високоточна поляриметрія, започаткована у працях [1–3] і згодом розвинута низкою відомих наукових шкіл, посідає вагоме місце в сучасному оптичному експерименті завдяки своїй прецизійності, універсальності та інформативності. Основна її перевага — одночасне вимірювання кількох кристалооптичних параметрів та врахування систематичних похибок поляриметра. Застосування апаратури HAUP (high-accuracy universal polarimeter) до дихроїчних кристалів для вимірювання параметрів оптичної активності (ОА), лінійного двопроменезаломлення (ЛДЗ), лінійного та циркулярного дихроїзму (ЛД, ЦД) реалізовували різні колективи дослідників. Зокрема в [4, 5] представлено основні співвідношення для HAUP за умов, коли величина ЛД є малою. Результати ж вимірювання ОА за наявності ЦД пізніше подані в [6]. Узагальнену теорію HAUP-методу для кристалів із довільною величиною дихроїзму розвинуто в [7] і застосовано для надпровідних кристалів $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$. Однак, щоб вилучити систематичні похибки, авторам довелося вимірювати на кількох довжинах хвиль світла.

Аналогічну задачу можна розв'язати користуючись простішою методикою вимірювання осциляції азимута еліпса поляризації [8], проте вона не враховує недосконалості поляризаційних елементів схеми (поляризатор й аналізатор не дають строго лінійно поляризованого світла) і застосовна лише до кристалів із порівняно великими ОА та ЛД.

У праці [9] наведено результати досліджень дихроїчних кристалів $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$: Cr^{3+} (CGG: Cr^{3+}) на лазерному ($\lambda = 633$ нм) поляриметрі з послідовним використанням схеми PSA (polarizer–specimen–analyzer) та PSCA (polarizer–specimen–compensator–analyzer), проте кількісні результати величини ОА подані лише для напрямку оптичної осі.

Оскільки запропонована тут методика споріднена з HAUP, то ми адаптували її для вимірювання температурних залежностей ОА в дихроїчних кристалах і застосували для кристалів CGG, активованих йонами хрому. Особливу увагу звернули на вираз для функції пропускання системи PSA залежно від кутів повороту поляризатора й аналізатора. Для надійного вимірювання ЛД обмежилися коефіцієнтами при другому степені розкладу цієї функції за азимутами [10].

Зауважмо, що вибрані об'єкти досліджень, окрім ЛД, мають ще й ЦД у широкому спектральному діапазоні. Тому узагальнені робочі співвідношення для нашої методики вимірювань містять й відповідні параметри ЦД.

II. ФУНКЦІЯ ПРОПУСКАННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ СИСТЕМИ PSA ТА ХАРАКТЕРИСТИЧНІ АЗИМУТИ

Вираз для оптичного пропускання світла (відношення інтенсивності на виході до інтенсивності на вході) у системі PSA для зразка з ЛДЗ та ОА, а також вирази для трьох характеристичних азимутів [11, 12] потрібно узагальнити на кристали з ЛД та ЦД.

Отже, оптичне пропускання світла системи PSA визначаємо так [7]:

$$J(\theta, Y) = A(\theta) + B(\theta)\, Y + CY^2, \qquad (1)$$

де θ — азимут поляризатора; Y — кут відхилення аналізатора від положення схрещення з поляризатором; A, B, C — функції, що залежать від θ, параметрів оптичної анізотропії кристалів і систематичних похибок неідеальних поляризаційних приладів. Зазначимо, що співвідношення (1) справедливе за умови невеликих кутів Y та θ, що не перевищують 0.01 рад (так звана HAUP область кутів: Y, $\theta \ll 1$). Тому функція оптичного пропускання в цьому випадку обмежена квадратичним розкладом стосовно кутів Y, θ. Крім того, вираз (1) зручніше подати в матричному вигляді [4,5]:

$$J(Y,\theta) = \begin{pmatrix} 1 & Y & Y^2 \end{pmatrix} \mathbf{C} \begin{pmatrix} 1 \\ \theta \\ \theta^2 \end{pmatrix}. \qquad (2)$$

Для нашої апаратури кут $Y = \chi - \theta$ (χ — азимут аналізатора; $\chi \ll 1$), а ненульові компоненти матриці **C** [7] адаптовані для слабкої оптичної анізотропії кристала:

$$C_{11} = \text{const}, \tag{3}$$

$$C_{12} = 4K\left(\cos\Gamma - \operatorname{ch} E\right) + 2\left(p + q\right)\sin\Gamma, \tag{4}$$

$$C_{13} = 2\left(\operatorname{ch} E - \cos\Gamma\right), \tag{5}$$

$$C_{21} = 2K\left(\cos\Gamma - e^{E}\right) + 2\left(p - \frac{k}{(E/\Gamma)^2 + 1}\right)\sin\Gamma, \tag{6}$$

$$C_{22} = 2\left(e^{E} - \cos\Gamma\right), \tag{7}$$

$$C_{31} = e^{E}, \tag{8}$$

де const — константа, яка не залежить від θ і χ, а лише від параметрів кристала та систематичних похибок апаратури, її явний вигляд не суттєвий для цієї задачі; $\Gamma = (2\pi/\lambda)\Delta n d$ — різниця фаз для двох власних хвиль у кристалі; λ — довжина світлової хвилі; $\Delta n = n_e - n_o$ — величина ЛДЗ; d — товщина зразка; $K = \left[(E/\Gamma)k + k'\right] / \left[(E/\Gamma)^2 + 1\right]$; k — еліптичність власних хвиль у кристалі, що зумовлена його оптичною активністю; $E = (2\pi/\lambda)\Delta m d$ — параметр лінійного дихроїзму ($\Delta m = m_z - m_y$); m_z, m_y — коефіцієнти поглинання в напрямках z та y; k' — внесок в еліптичність власних хвиль, зумовлений циркулярним дихроїзмом; p, q, — паразитні еліптичності поляризатора й аналізатора [2].

Варто зауважити, що у співвідношеннях (3–8) для компонент матриці **C** не враховували надто малих членів, пропорційних до k^2, k'^2, p^2, q^2 та kp, kq і т.д. Відомо, що зв'язок між коефіцієнтами C_{ij} та параметрами поляризації світла (азимут мінімізованих інтенсивностей, еліптичність) установили автори [13, 14], тому в граничному випадку коли k', E, p, $q = 0$, вирази для коефіцієнтів (5, 7, 8) збігаються з відповідними аналогами, якщо знехтувати ефектами багатократного відбивання.

Для функції оптичного пропускання поляризаційної системи залежно від азимутів поляризатора θ й аналізатора χ, використовуючи співвідношення (2–8) та беручи до уваги азимутальну систематичну похибку $\delta\chi$ (її пов'язують із тим, що кути взаємного схрещення поляризатора й аналізатора в системах PA та PSA відрізняються на цю величину), отримаємо:

$$\begin{aligned} J(\theta,\chi) = {} & e^{-E}\theta^2 + e^{E}\chi^2 - 2\theta\chi\cos\Gamma \\ & + 2\theta\left[K\left(\cos\Gamma - e^{-E}\right) + \left(q + \frac{k}{(E/\Gamma)^2+1}\right)\sin\Gamma - \delta\chi\cos\Gamma\right] \\ & + 2\chi\left[K\left(\cos\Gamma - e^{E}\right) + \left(p - \frac{k}{(E/\Gamma)^2+1}\right)\sin\Gamma + e^{E}\delta\chi\right] + \text{const}. \end{aligned} \tag{9}$$

Рівняння (9) описує поверхню другого порядку в системі координат (θ, χ). Перетин цієї поверхні площинами однакової інтенсивності ($J = \text{const}$) дає набір еліпсів, що формують т. зв. HAUP-мапу [4]. Зазначимо, що геометричні параметри еліпсів на мапах змінюються залежно від різниці фаз Γ, тому цю обставину можна використати для опрацювання результатів експерименту [15]. Для $k' \to 0$, $E \to 0$ це рівняння набуває такого ж вигляду, як у праці [11]. Крім того, пропускання системи PSA представлено без ізотропного множника, пов'язаного з поглинанням Буґера, який зазвичай входить у матрицю Джонса кристала [16]. Але його можна опустити, оскільки він не впливатиме на величини, що вимірюються під час експерименту.

Очевидно, що різницю фаз Γ під час експерименту можна змінювати скануванням довжини хвилі λ; використанням термооптичного ефекту (зміна Δn від температури); зміною довжини оптичного шляху променя, що проходить крізь кристал [17].

Розгляньмо вирази для трьох характеристичних азимутів поляризатора θ_i (i=0, 1, 2) [11], геометричне положення яких у координатах (θ, χ) даватиме інформацію про величини ЛДЗ, ЛД та ОА. Вираз для положень мінімумів відносної інтенсивності, які виникають під час сканування азимута χ аналізатора, виглядає як рівняння прямої:

$$\chi(\theta) = \frac{\theta\cos\Gamma}{e^{E}} - \frac{1}{e^{E}}\left[K(\cos\Gamma - e^{E}) + \left(p - \frac{k}{(E/\Gamma)^2+1}\right)\sin\Gamma + e^{E}\delta\chi\right]. \tag{10}$$

Вимірюючи кутовий коефіцієнт $\cos\Gamma/e^{E}$ нахилу цієї прямої для кожного значення температури та додатково аналізуючи HAUP-мапи, отримуємо величину параметра лінійного дихроїзму E та різницю фаз Γ, яка прямо пропорційна величині температурного приросту ЛДЗ [10].

Точка перетину прямих $\chi(\theta)_{\text{PSA}}$ у системі PSA та $\chi(\theta)_{\text{PA}} = \theta + \theta'$ у системі PA (polarizer–analyzer) визначатиме інваріантний азимут θ_0:

$$\theta_0 = -\frac{e^E}{e^E - \cos\Gamma}\delta\chi + K + \left(\frac{k}{(E/\Gamma)^2+1} - p\right)\frac{\sin\Gamma}{e^E - \cos\Gamma}, \quad (11)$$

де θ' — початок відліку азимута. В граничному випадку ($k', E \ll 1$) вирази (10) та (11) збігаються з аналогічними співвідношеннями для дихроїчних кристалів [18,19] з точністю до знака величин k' та $\delta\chi$ для (10), (11).

Другим характеристичним азимутом, який вимірюють за цією методикою, є θ_1. Це азимут поляризатора, при якому еліптичність світла на виході системи PSA мінімальна. Йому відповідає глобальний мінімум інтенсивності, який визначається з умов: $(\partial J/\partial\chi)_\theta = 0$ та $(\partial J/\partial\theta)_\chi = 0$. Зокрема одержуємо

$$\theta_1 = \left(\frac{k}{(E/\Gamma)^2+1} - p\right)\operatorname{ctg}\Gamma + K - \frac{e^E}{\sin\Gamma}\left(q + \frac{k}{(E/\Gamma)^2+1}\right). \quad (12)$$

Третій характеристичний азимут θ_2 шукаємо за умови мінімуму пропускання при схрещених поляризаторах. Підставляючи у вираз (10) замість χ рівняння прямої для системи PA, тобто $\chi = \theta + \theta'$, та мінімізуючи його за азимутом θ, знаходимо:

$$\theta_2 = -\frac{e^E - \cos\Gamma}{2(\operatorname{ch}E - \cos\Gamma)}\delta\chi + K - \frac{(p+q)\sin\Gamma}{2(\operatorname{ch}E - \cos\Gamma)}. \quad (13)$$

Це фактично кут прив'язки, який добре відомий у методиці HAUP. Коли E, $k' \to 0$, співвідношення (11, 12, 13) спрощуються до виразів, що подані у [20].

Характеристичні азимути θ_0, θ_1, θ_2 вимірюють незалежно, але завжди з точністю до адитивної величини θ', оскільки невідомо, де перебуває початок відліку в системі координат (θ, χ). Для вилучення θ' достатньо вираховувати різниці азимутів: $\Delta\theta_{01} = \theta_0 - \theta_1$, $\Delta\theta_{02} = \theta_0 - \theta_2$ та $\Delta\theta_{12} = \theta_1 - \theta_2$. Так, зокрема, для різниці $\Delta\theta_{02}$ можна показати, що

$$\begin{aligned} &2\Delta\theta_{02}\left(e^E - \cos\Gamma\right)(\operatorname{ch}E - \cos\Gamma) \\ &= -\delta\chi\sin^2\Gamma + \sin\Gamma\left(2k\operatorname{ch}E + qe^E - pe^{-E}\right) \\ &- \sin\Gamma\cos\Gamma\left(2k - \gamma\right). \end{aligned} \quad (14)$$

де $\gamma = p - q$. Беручи до уваги малу величину лінійного дихроїзму E, будемо упускати вираз $(E/\Gamma)^2$ у всіх співвідношеннях, що містять цей параметр.

Доцільно також подати співвідношення, які можна використовувати для перевірки правильності вимірювання. Це одна із суттєвих переваг цієї методики порівняно із HAUP [11]. Так, із співвідношень (11), (12) та (13) знаходимо:

$$\Delta\theta_{01}\frac{\sin^2\Gamma}{(e^E + e^{-E} - 2\cos\Gamma)\,e^E} = \Delta\theta_{02}, \quad (15)$$

$$\Delta\theta_{01}\frac{\left(e^E - \cos\Gamma\right)^2}{(e^E + e^{-E} - 2\cos\Gamma)\,e^E} = -\Delta\theta_{12}. \quad (16)$$

Зафіксовані під час експерименту відхилення від цих умов указують на помилки вимірювань. Різниці між характеристичними азимутами аналітично залежні між собою, тому достатньо розраховувати тільки одну з них. Проте експериментально вони незалежні, що дає змогу надійно встановлювати якість даних і вилучати промахи. Порушення співвідношень (15) та (16) можуть виникати, зокрема, внаслідок ефектів багатократного відбивання світла у зразку, який зазвичай виготовляють із якісними паралельними поверхнями, створюючи умови для таких явищ. Зазначимо, що ефекти багатократного відбивання світла (БВС) проявляють себе у визначеннях лінійного дихроїзму в досліджуваних кристалах [10], а їхній вплив на основні поляризаційні параметри докладно представлено в [13, 14]. На жаль, кількість невідомих величин нашої задачі значна, тому торкатися таких ефектів у цьому наближенні ми не будемо. Без сумніву, що врахування БВС передбачатиме застосування додаткових вимірювальних процедур.

Апаратура, на якій реалізовано описану методику, є комп'ютеризованим високоточним поляриметром з робочою довжиною хвилі $\lambda = 633$ нм. Значну увагу зосереджено на контролі інтенсивності лазера, якості оптико-механічної системи, стабілізації температури зразка в термостаті.

III. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХНЄ ОБГОВОРЕННЯ

A. Об'єкти дослідження

Галогерманати є перспективними матеріалами для квантової й акустоелектроніки поряд із такими відомими кристалами, як $LiNbO_3$ та α-кварц [21, 22]. CGG належить до структурного типу лангаситу $La_3Ga_5SiO_{14}$, який своєю чергою має однакову з α-кварцом точкову групу симетрії 32 та може існувати у двох енантиоморфних формах. Зважаючи на те, що ОА α-кварцу давно стала еталоном для порівняння, точне її вимірювання в кристалах кальцієвого галогерманату, є без сумніву, цікавим.

Кристали $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$ одновісні, додатні ($n_e > n_o$) [23], оптично активні, з діагональним тензором гірації й двома незалежними його компонентами: $g_{11} = g_{22}$ та g_{33}.

Результати докладних спектральних і кристалооптичних досліджень цих кристалів подано у праці [8]. Особливістю цих матеріалів є те, що при активації їх йонами хрому Cr^{3+} у них спостерігаємо помітний лінійний та циркулярний дихроїзм, для вивчення яких і застосовні методи високоточної поляриметрії.

Для поляриметричних досліджень параметрів ЛДЗ, ЛД та ОА був підготовлений зразок кристала CGG: Cr^{3+}, товщиною 0.72 мм, вирізаний паралельно до оптичної осі. Концентрація домішки хрому, за оцінками рентґенівського мікроаналізу на растровому електронному мікроскопі, є меншою від 0.1 ат. %.

Різницю фаз Γ змінювали нагріванням кристала від 295 до 353 K для забезпечення її приросту в межах до 2π. Абсолютне значення Γ можна розрахувати лише за умови точного визначення ЛДЗ Δn і товщини зразка d. Оскільки ці величини одночасно зазнають температурних змін, то для таких розрахунків потрібні результати дилатометричних та кристалооптичних вимірювань [24].

B. Характеристичні азимути системи PSA

Вимірювання проводили для двох орієнтацій зразка, тобто з поворотом його в поляризаційній системі на кут 90° навколо напрямку поширення лазерного променя. Використання цієї додаткової процедури потрібне для наступного вилучення систематичних похибок, тому що при цьому деякі величини (Γ, E, k, k') у співвідношеннях (11–13) змінюють свій знак на протилежний, а паразитна еліптичність p поляризатора залишається незмінною.

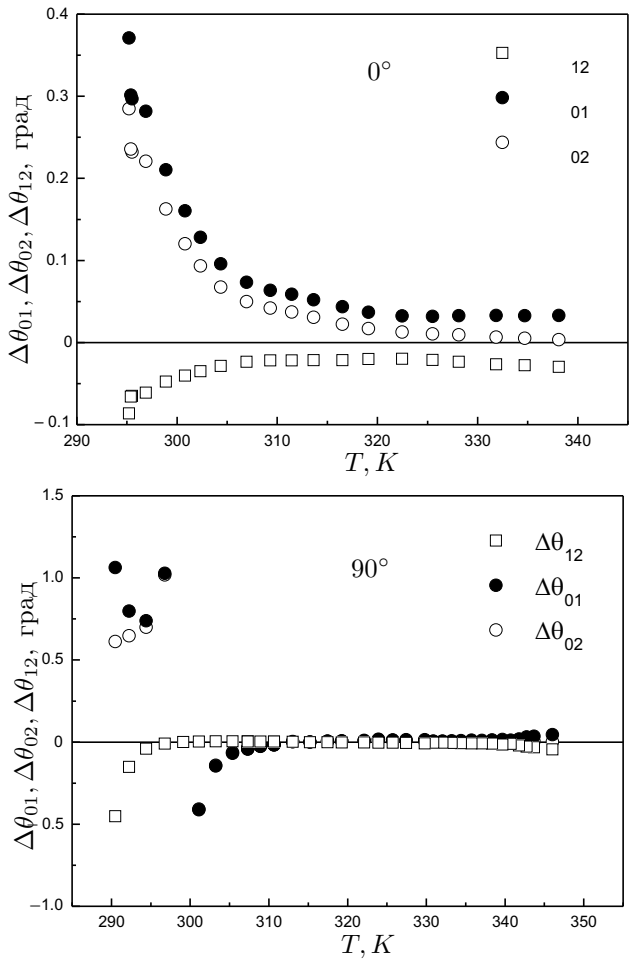

Рис. 1. Температурні залежності різниць $\Delta\theta_{01}$, $\Delta\theta_{02}$, $\Delta\theta_{12}$ між характеристичними азимутами для двох (0 та 90°) орієнтацій кристала CGG в поляризаційній системі.

На рис. 1 зображені температурні залежності різниць $\Delta\theta_{01}$, $\Delta\theta_{02}$, $\Delta\theta_{12}$ між трьома характеристичними азимутами поляризатора. Існують ділянки, в околі яких точність вимірювання характеристичних азимутів невисока, що й відображається на різницях характеристичних азимутів. Так, зокрема, після повертання зразка на кут 90° величина $e^{-E}-\cos\Gamma \approx 0$ при температурі $T \approx 300$ K, а характеристичний азимут θ_0, згідно зі співвідношенням (11), має особливість, яка не характерна для недихроїчних кристалів. Це ж стосується температур, в околі яких величина $\cos\Gamma \approx 1$.

C. Вилучення систематичних похибок

Для встановлення температурної залежності величини OA потрібно насамперед вилучити систематичні похибки p, q, $\delta\chi$.

Передусім, як видно з рис. 2, поведінка величини характеристичного азимута θ_2 залежно від $\sin\Gamma/2\,(\mathrm{ch}\,E-\cos\Gamma)$ добре описується рівнянням прямої, а величину $p+q$ можна визначити з кутового коефіцієнта її нахилу. Перший доданок у співвідношенні (13) не буде відчутно впливати на кутовий коефіцієнт нахилу прямої на рис. 2. Це легко перевірити, якщо скористатися деяким перетворенням цього виразу:

$$-\frac{e^E-\cos\Gamma}{2\,(\mathrm{ch}\,E-\cos\Gamma)}\delta\chi = -\frac{\mathrm{ch}\,E-\cos\Gamma+\mathrm{sh}\,E}{2\,(\mathrm{ch}\,E-\cos\Gamma)}\delta\chi = -\frac{1}{2}\delta\chi - \frac{\mathrm{sh}\,E}{2\,(\mathrm{ch}\,E-\cos\Gamma)}\delta\chi. \quad (17)$$

Оскільки величина добутку $\mathrm{sh}\,E\delta\chi$ є малою (E=0.13 [10]), то суттєвого внеску в кутовий коефіцієнт прямої рис. 2 він не даватиме. Зрозуміло, для довільної величини параметра лінійного дихроїзму процедуру знаходження величини $p+q$ потрібно було б коректувати. Так, для двох орієнтацій зразка матимемо: $(p+q)_0 = (2.56 \pm 0.03) \times 10^{-3}$, $(p+q)_{90} = (2.83 \pm 0.02) \times 10^{-3}$, а усереднений за модулем результат дорівнює $\overline{p+q} = (2.69 \pm 0.03) \times 10^{-3}$. Параметр лінійного дихроїзму E та зміну різниці фаз Γ для цих кристалів ми подали раніше у праці [10].

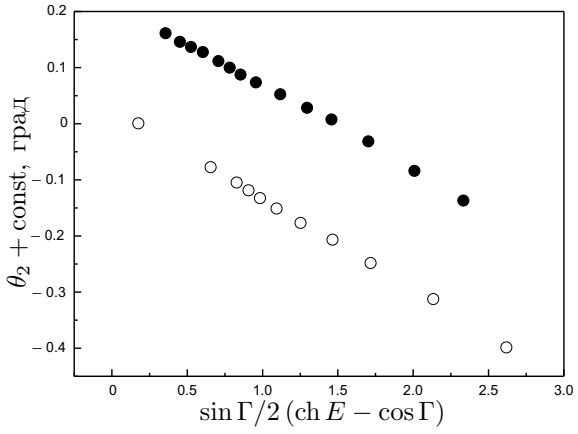

Рис. 2. Залежність характеристичного азимута θ_2 від величини $\sin\Gamma/2\,(\mathrm{ch}\,E-\cos\Gamma)$. Точки • та ○ відповідають двом (0 та 90°) орієнтаціям зразка в поляризаційній системі.

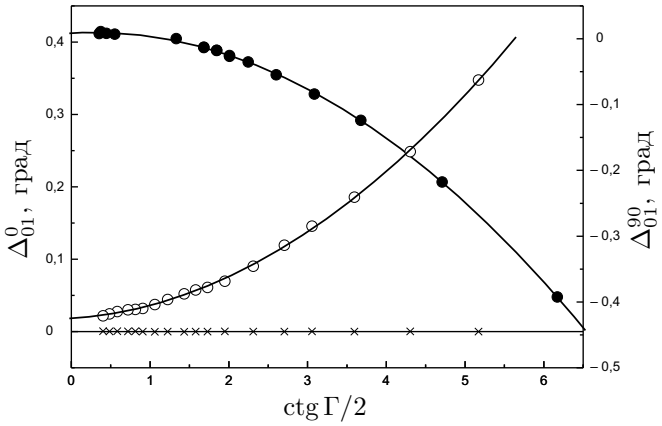

Рис. 3. Залежність $\Delta_{01}^{0,90} = \Delta\theta_{01}(1 - e^{\mp E}\cos\Gamma)\operatorname{ctg}\Gamma/2$ від величини $\operatorname{ctg}(\Gamma/2)$. Точки ∘ та • відповідають двом (0 та 90°) орієнтаціям зразка в поляризаційній системі; × — відповідають Δ_{err}.

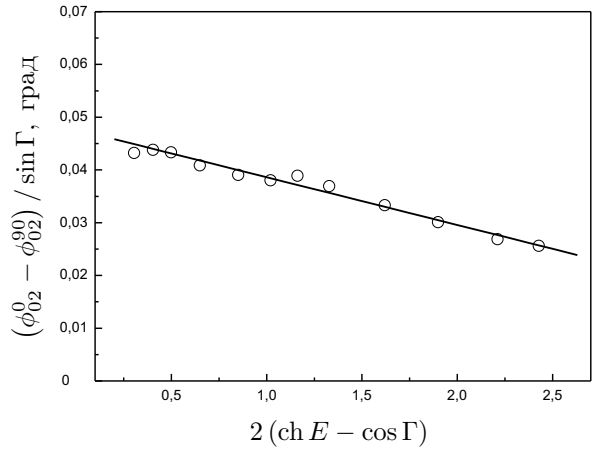

Рис. 4. Залежність величини $\left(\phi_{02}^{0} - \phi_{02}^{90}\right)/\sin\Gamma$ від $2\left(\operatorname{ch} E - \cos\Gamma\right)$.

Азимутальну систематичну похибку можна визначити, якщо використати одну з різниць між характеристичними азимутами. Так, зокрема, для різниці $\Delta\theta_{01}$ співвідношення $\Delta\theta_{01}(1-e^{-E}\cos\Gamma)\operatorname{ctg}(\Gamma/2)$ можна представити як функцію типу $y(x) = a + bx + cx^2$ щодо величини $\operatorname{ctg}(\Gamma/2)$ (де $b = \delta\chi$). Тому, апроксимуючи відповідні залежності рис. 3, матимемо величину азимутальних систематичних похибок для двох орієнтацій зразка в поляризаційній схемі — $\delta\chi_0 = (-1.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ та $\delta\chi_{90} = (-1.1 \pm 0.2) \times 10^{-4}$.

Позначивши величину, яка визначається співвідношенням (14), як ϕ_{02} та врахувавши, що різниця фаз Γ та еліптичність k змінюють свій знак на протилежний при розвертанні зразка на кут 90° в напрямку проходження світла, матимемо вираз, який можна використати для знаходження величини γ:

$$\phi_{02}^{0} - \phi_{02}^{90} = -2\gamma\sin\Gamma(\operatorname{ch} E - \cos\Gamma). \qquad (18)$$

Так, на рис. 4 показано залежність $\left(\phi_{02}^{0} - \phi_{02}^{90}\right)/\sin\Gamma$ від величини $2\left(\operatorname{ch} E - \cos\Gamma\right)$ та результат апроксимації прямою лінією. В цьому випадку матимемо $\gamma = (1.6 \pm 0.1) \times 10^{-4}$. Тоді можемо визначити величину паразитних еліптичностей: $p = 14.3 \times 10^{-4}$, $q = 12.7 \times 10^{-4}$.

Оцінку точності результатів вимірювання перевіряли за допомогою співвідношень (15) та (16). Числове значення ще однієї введеної величини $\Delta_{\text{err}} = \Delta\theta_{02} - \Delta\theta_{01}\sin^2\Gamma/\left(e^{E} + e^{-E} - 2\cos\Gamma\right)e^{E}$ у нас не перевищувало 1.4×10^{-5} (менше ніж у [11]), що вказує на надійність одержаних експериментальних результатів.

D. Оптична активність

Величина компоненти g_{11} тензора гірації пов'язана з еліптичністю k власних хвиль в одновісному кристалі простим співвідношенням [25]: $g_{11} = 2k\bar{n}\Delta n$ (тут $\bar{n}$ — середній показник заломлення для напрямку поширення світла). Для кристалу CGG показники заломлення та двопроменезаломлення є відомими для довжини хвилі 633 нм: $n_o = 1.7965$, $n = 1.8204$, а величина ЛДЗ $\Delta n = 0.0239$ [8]. Тоді, використовуючи значення температурного приросту двопроменезаломлення [10], можемо визначити, як змінюватиметься величина еліптичності k та компоненти тензора гірації g_{11} для нашого зразка (рис. 5).

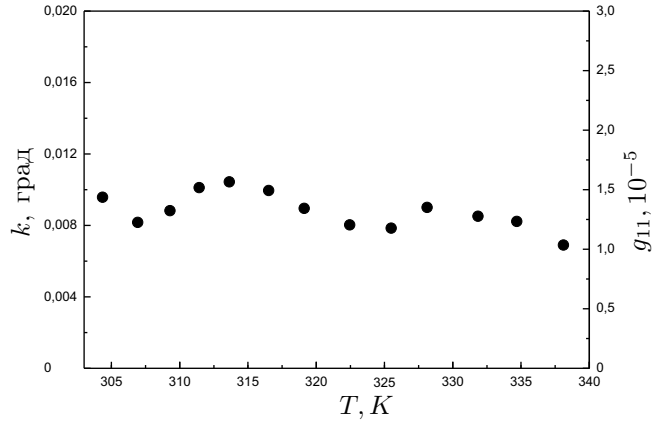

Рис. 5. Температурна залежність еліптичності власних хвиль k та компоненти g_{11} тензора гірації в кристалах $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$: Cr^{3+}.

За нашими даними, ОА кристалів CGG перпендикулярно до оптичної осі майже не змінюється в температурному діапазоні 300–340 K, а значення $g_{11} = (1.3 \pm 0.2) \times 10^{-5}$. За вимірюваннями на HAUP [26,27], для кварцу величина $g_{11} = (5.9 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ за тих же умов, тобто більша, хоча в деяких кристалів структури лангаситу питоме повертання площини поляризації вздовж оптичної осі аномально велике [28].

Величини паразитних еліптичностей поляризатора та аналізатора аналізатора p, q виявилися приблизно на порядок більшими, ніж їхні аналоги, отримані для недихроїчних кристалів на тій же апаратурі та за аналогічною методикою. Маємо аналогічне підтвердження того факту, що систематичні похибки не

сталі і змінюються з кожним проведеним експериментом [29–31]. Що ж до величини кутової похибки $\delta\chi$, то вона типова для таких вимірювань. Отже, одержані тут величини p та q вказують на важливість їх урахування під час виведення робочих співвідношень.

IV. ВИСНОВКИ

1. Показано, що поляриметричну методику, яка ґрунтується на визначенні трьох характеристичних азимутів, можна поширити на дихроїчні кристали. Незважаючи на співіснування в них ЛДЗ, ОА, ЛД та ЦД, знайдено оптимальні робочі співвідношення для опрацювання експериментальних даних і розділення внесків від цих ефектів, за винятком ЦД.
2. Розраховано паразитні похибки поляриметричного експерименту. Для дихроїчного зразка вони виявились більшими, зокрема p та q, у порівнянні з кристалами без дихроїзму на противагу азимутальній систематичній похибці, значення якої типове для таких експериментів.
3. Для кристалів $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$: Cr^{3+} отримано величину компоненти g_{11} тензора гірації та встановлено, що в інтервалі температур 300–340 K вона не зазнає суттєвих змін.

[1] J. Kobayashi, Y. Uesu, J. Appl. Cryst. **16**, 204 (1983).
[2] J. Kobayashi, Y. Uesu, H. J. Takahashi, J. Appl. Cryst. **16**, 212 (1983).
[3] J. Kobayashi, T. Asahi, S. Takahashi, A. M. Glazer, J. Appl. Cryst. **21**, 479 (1988).
[4] J. R. L. Moxon, A. R. Renshaw, J. Phys.: Condens. Matter. **2**, 6807 (1990).
[5] E. Dijkstra, H. Meekes, M. Kremers, J. Phys. D **24**, 1861 (1991).
[6] J. R. L. Moxon, A. R. Renshaw, I. J. Tebbut, J. Phys. D **24**, 1187 (1991).
[7] J. Kobayashi, T. Asahi, M. Sakurai, M. Takahashi, K. Okubo, Phys. Rev. B **53**, 11784 (1996).
[8] К. А. Калдыбаев, А. Ф. Константинова, З. Б. Перекалина, *Гиротропия одноосных поглощающих кристаллов* (ISPIN, Москва, 2000).
[9] Я. І. Шопа, А. С. Носенко, М. О. Кравчук, А. А. Сельський, Укр. фіз. журн. **43**, 1002 (1998).
[10] Y. Shopa, N. Ftomyn, Ukr. J. Phys. Opt. **7**, 183 (2006).
[11] Я. І. Шопа, Журн. фіз. досл. **5**, 70 (2001).
[12] Y. Shopa, Ukr. J. Phys. Opt. **2**, 58 (2001).
[13] O. S. Kushnir, J. Opt. A: Pure Appl Opt. **5**, 478 (2003).
[14] O. S. Kushnir, Ukr. J. Phys. Opt. **5**, 87, (2004).
[15] Y. Shopa, N. Ftomyn, Proc. SPIE **7008**, 70081Q (2008).
[16] А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах* (Москва, Мир, 1987).
[17] W. Kaminsky, Rep. Prog. Phys. **63**, 1575 (2000).
[18] O. S. Kushnir, Y. Shopa, O. Vlokh, I. Polovinko, S. Sveleba, J. Phys.: Condens. Matter **5**, 4759 (1993).
[19] O. S. Kushnir, O. G. Vlokh, Proc. SPIE, **3094**, 88 (1997).
[20] Я. І. Шопа, Л. П. Луців-Шумський, А. Є. Фтомин, Журн. фіз. досл. **8**, 84 (2004).
[21] H. Kong *et. al.*, J. Crystal Growth. **254**, 360 (2003).
[22] B. V. Mill, A. A. Klimenkova, B. A. Maximov, V. N. Molchanov, D. Yu. Pushcharovsky, Crystallogr. Rep. **52**, 785 (2007).
[23] А. А. Каминский, Л. К. Аминов, В. Л. Ермолаева *и др.*, *Физика и спектроскопия лазерных кристаллов* (Наука, Москва, 1986).
[24] М. О. Романюк, *Кристалооптика* (ІЗМН, Київ, 1997).
[25] Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики* (Наука, Москва 1979).
[26] P. Gómez-Garrido, C. Hernández-Rodríguez, J. Opt. Soc. Am. B. **15**, 1147 (1998).
[27] C. Hernández-Rodríguez, P. Gómez-Garrido, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2985 (2000).
[28] H. Qi, A. Wei, D. Yuan, Mater. Sci. Eng. B **117**, 143 (2005).
[29] J. Etxebarria, in: *Proceedings of the International Conference on Aperiodic Crystals, Les Diablerets*, ed. by G. Chapius, W. Paciorek (World Scientific, Singapore, 1994), p. 219.
[30] C. Hernández-Rodrígues, P. Gómez-Garrido, S. Veintemillas, J. Appl. Cryst. **33**, 938 (2000).
[31] C. L. Folcia, J. Ortega, J. Etxebarria, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 2266 (1999).

OPTICAL ACTIVITY OF CHROMIUM-DOPED Ca-GALLOGERMANATE CRYSTALS

Y. I. Shopa, N. Y. Ftomyn

Ivan Franko National University of Lviv, Department for General Physics, 8, Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA–79005, Ukraine, e-mail: shopa@physics.wups.lviv.ua

On the basis of transmission function of PSA (polarizer-specimen-analyzer) a system of the relation for characteristic azimuths of a polarizer were obtained when the research specimen were dichroic. The corresponding technique related to HAUP was approved for $Ca_3Ga_2Ge_4O_{14}$: Cr^{3+} crystals. Some systematic errors were considered and the temperature dependence of the gyration tensor g_{11} component was obtained.