

ФОТОПРУЖНІСТЬ КРИСТАЛІВ РОМБІЧНОЇ СИНГОНІЇ

В. Стадник, І. Матвіїшин, Н. Фтомин, В. Вишневецький,
В. Баліга, О. Штука

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Драгоманова, 19, 79005 Львів, Україна
vasylstadnyk@ukr.net*

У роботі досліджено дисперсійні залежності двоприменезаломлення $\Delta n_i(\lambda)$ механічно вільного та одновісно затиснутого уздовж різних кристалофізичних осей кристалу Rb_2SO_4 за кімнатної температури. Виявлено, що кристал володіє незначною нормальною дисперсією $d(\Delta n_x)/d\lambda < 0$, а одновісні стискання σ_m не змінюють характеру, а лише величину нахилу кривих $\Delta n_i(\lambda)$. Одновісні навантаження зміщують положення оптичної ізотропної точки як в короткохвильову (σ_z) так і в довгохвильову ділянки спектру (σ_y). Розраховано спектральні залежності комбінованих п'єзоефіцієнтів $\pi_{im}^0(\lambda)$ і виявлено, що вони володіють незначною дисперсійною залежністю, а п'єзоефіцієнти π_{31}^0 і π_{21}^0 в околі оптичної ізотропної точки за довжини світлової хвилі $\lambda = 490$ нм є рівними між собою.

Ключові слова: кристал, двоприменезаломлення, дисперсія, одновісний тиск, фотопружність, п'єзооптичні коефіцієнти, оптична ізотропна точка.

Вступ.

Фотопружний ефект – це зміна оптичних параметрів кристалів (показник заломлення n_i , двоприменезаломлення Δn_i) під дією механічного напруження σ чи деформації χ . Умовно фотопружний ефект поділяють на п'єзооптичний та пружнооптичний ефекти.

Пружнооптичний ефект пов'язаний зі змінами оптичних параметрів кристалів, спричинених деформаціями кристалів. П'єзооптичний ефект визначає зміну оптичних властивостей матеріалу під впливом механічного навантаження σ .

Дослідження комбінованих і абсолютних п'єзооптичних коефіцієнтів кристалів має самостійне значення, що дає змогу вивчити один з важливих кристалооптичних параметрів та проаналізувати температурно-спектральну деформацію оптичної індикатриси в полі механічних сил.

Фотопружний ефект найзручніше описувати індукованою зміною поляризаційних констант $a_{ij} = 1/n_{ij}^2 = 1/\epsilon_{ij}$ (ϵ_{ij} – компоненти тензора діелектричної проникності) [1–3]. Тензорний запис п'єзооптичного і пружнооптичного ефектів має

$$\Delta a_{ij} = \pi_{ijkl}\sigma_{kl} \quad \text{і} \quad \Delta a_{ij} = \rho_{ijkl}\chi_{kl}, \quad (1)$$

де Δa_{ij} – зміна поляризаційної константи, π_{ijkl} та ρ_{ijkl} – п'єзооптичний та пружно-оптичний тензори четвертого рангу, σ_{kl} – тензор механічного напруження, χ_{kl} – тензор механічної

деформації. Оскільки σ_{kl} і χ_{kl} – симетричні тензори 2-го рангу, то можна згорнути індекси за відомим правилом $ij = ji \rightarrow k$ і $kl = lk \rightarrow m$, і тоді вираз (1) можна записати так:

$$\Delta a_i = \pi_{im} \sigma_m \quad \text{і} \quad \Delta a_i = p_{im} \chi_m. \quad (2)$$

Рівняння оптичної індикатриси недеформованого анізотропного кристала в довільній системі координат записують таким чином:

$$a_{11}^0 x^2 + a_{22}^0 y^2 + a_{33}^0 z^2 + 2a_{12}^0 xy + 2a_{13}^0 xz + 2a_{23}^0 yz = 1. \quad (3)$$

Механічна напруга σ_m спричиняє зміни поляризаційних констант a_{ij}^0 на величину Δa_{ij} , яка дорівнює:

$$\Delta a_{ij}^0 = a_{ij} - a_{ij}^0 \quad \text{або} \quad a_i = a_{ij}^0 + \pi_{im} \sigma_m. \quad (4)$$

Тоді рівняння деформованої оптичної індикатриси можна записати так:

$$\begin{aligned} (a_1^0 + \pi_{1m} \sigma_m) x^2 + (a_2^0 + \pi_{2m} \sigma_m) y^2 + (a_3^0 + \pi_{3m} \sigma_m) z^2 + 2(a_4^0 + \pi_{4m} \sigma_m) yz + \\ + 2(a_5^0 + \pi_{5m} \sigma_m) xz + 2(a_6^0 + \pi_{6m} \sigma_m) xy = 1. \end{aligned} \quad (5)$$

Ці п'ять рівнянь описують п'єзооптичну зміну показників заломлення. Якщо через δn_{ij} позначити п'єзозміну показників заломлення, а через $\delta \Delta n_i = \delta n_j - \delta n_k$ – зміну двопронезаломлення, то (4) можна переписати як

$$\Delta a_i = 2\delta n_i / n_{i0}^3, \quad (6)$$

або

$$\delta n_i = -\frac{\pi_{im} \sigma_m n_{i0}^3}{2}. \quad (7)$$

Індуковане двопронезаломлення можна записати так:

$$\delta \Delta n_i = \delta n_j - \delta n_k = \frac{1}{2} (\pi_{km} n_{k0}^3 - \pi_{jm} n_{j0}^3) \sigma_m. \quad (8)$$

Уведемо позначення

$$\pi_{im}^* = \pi_{km} n_{i0}^3 - \pi_{jm} n_{j0}^3, \quad (9)$$

Тут π_{im}^* – комбінований п'єзооптичний коефіцієнт, який можна записати так:

$$\pi_{im}^* = 2 \frac{\delta(\Delta n_{ii})}{\sigma_m} - 2\Delta n_i s_{im}, \quad (10)$$

де s_{im} – коефіцієнти пружної податливості. Якщо ввести позначення:

$$\pi_{im}^0 = 2 \frac{\delta(\Delta n_i)}{(\sigma_m)}, \quad (11)$$

то співвідношення (10) можна переписати так:

$$\pi_{im}^0 = \pi_{im}^* + 2\Delta n_i s_{im}. \quad (12)$$

Саме цей п'єзооптичний коефіцієнт вимірюють експериментально.

На сьогодні акустооптичні взаємодії мають широке практичне застосування. Вони дозволяють керувати світловими потоками (модуляція, зміна частоти чи поляризації монохроматичного випромінювання, зміна напрямку поширення тощо), оброблення інформації у реальному часі, обчислення кореляційних інтегралів, пошук нових елементів у оптоелектроніці. Це, насамперед, акустооптичні модулятори та дефлектори. Останні використовують для розгортання світлового пучка вздовж ліній та площадки подібно до розгортання електронів по екрану телевізора. Для визначення акустооптичної ефективності матеріалу необхідно визначити усі компоненти тензора п'єзооптичних коефіцієнтів π_{ik} (ПОК) (індекси i і k позначають напрямки поляризації світла і деформації, відповідно) є складною задачею. Для цього використовують інтерферометричні методи [4–9], які дозволяють знайти усі компоненти тензора ПОК π_{im} та компоненти тензора p_{ik} .

З цією метою нами обрано один з представників цієї групи – кристал сульфату рубідію (СР) Rb_2SO_4 . Раніше в цьому кристалі за кімнатної температури виявлено близькість показників заломлення n_z та n_y у видимій ділянці спектру, так що за довжини хвилі $\lambda = 495$ нм вони перетинаються за кімнатної температури ($n_z = n_y = 1,51705$) [10, 11], що вказує на існування ОІТ в вздовж кристалофізичного напрямку X . Кристал СР є типовим представником групи ABSO_4 , за температури $T_c \sim 922$ К він зазнає фазового переходу (ФП) з псевдогексагональної параелектричної фази $P-3m1$ в орторомбічну сегнетоеластичну фазу (просторова група симетрії $D_{2h}^{16} - Pm\bar{c}n$ [28-30]).

Проведено вивчення їх кристалічної структури та з'ясовано, що отримані кристали мають просторову групу симетрії $Pnma$ з наступними уточненими параметри ґратки: $a = 7.82079(10)$ Å, $b = 5.97778(7)$ Å, та $c = 10.44040(13)$ Å. Зонно-енергетична структура кристала має заборонену зону прямого типу ($E_g = 4.89$ eV) та слабку дисперсією енергетичних рівнів. З'ясовано, що для кристала Rb_2SO_4 , як і для багатьох інших кристалів групи A_2BX_4 вершина валентної зони сформована, $2p$ станами атомів кисню а дно зони провідності сформоване $4s$ -електронами рубідію [11, 12].

Проте в літературі відсутні відомості про фотопружні властивості кристалів Rb_2SO_4 . Тому метою цієї роботи є дослідити п'єзооптичні коефіцієнти кристалів, а також з'ясувати впливу катіонного заміщення $\text{Rb}^+ \rightarrow (\text{NH}_4)^+ \rightarrow \text{Na}^+ \rightarrow \text{K}^+$ на оптико-електронні параметри кристалів групи ABSO_4 з метою впливу та регулювання спектрального та температурного діапазонів їх існування.

Методика дослідження.

Методики визначення коефіцієнтів різних параметричних оптичних ефектів у монокристалах добре відомі [1,3], але час від часу з'являються певні вдосконалення, які дають змогу підвищувати точність або зручність вимірювань. Ці методики практично без змін застосовують і при вивченні полідоменних кристалів, що призводить до певних помилок.

Одним з широко використовуваних методів визначення комбінованих п'єзооптичних констант є метод півхвильових напруг. В основі цього методу лежить формула для інтенсивності світла, яке пройшло через систему схрещених поляризаторів і кристала між ними в діагональному положенні:

$$I = I_0 \sin 2\alpha \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n d \cdot \quad (13)$$

За формулою (13) інтенсивність світла I є періодичною функцією від σ_m , що дає змогу визначити екстремальні значення I . Це означає, що два сусідні екстремуми $I(\sigma_m)$ відповідають різницям ходу, що відрізняються на $\lambda/2$, тобто, індукування в кристалах різниці ходу, яка дорівнює $\lambda/2$, зумовить перехід функції I від одного екстремуму до іншого, а різницю механічних навантажень, що відповідає двом сусіднім екстремумам функції $I(\sigma_m)$ називають "півхвильовою напругою". Можна переписати

$$\pi_{km}^0 = 2 \frac{\delta(\Delta n_k d_k)}{\sigma_m d_m} = 2 \frac{\lambda/2}{\sigma_m d_m} = \frac{\lambda/2}{\sigma_{km}^0}. \quad (14)$$

Тут $\sigma_{km}^0 = \sigma_{km} d_k$ – керуюча напруга.

У наших дослідженнях використано поляризаційно-оптичний метод визначення п'єзооптичних констант. Суть його полягає в такому: в фокальній площині дифракційного спектрографа ДФС-8 (ДФС-452) спостерігали інтерференційну картину як систему паралельних темних і світлих смуг. Під час дії механічної напруги σ_m на кристал зміщувалася інтерференційна картина. Якщо максимум змістився на місце мінімуму, або навпаки, то σ_m дорівнює півхвильовій напрузі, а коефіцієнт π_{km}^0 визначають зі співвідношення (14).

Визначивши величину і напрямок зміщення інтерференційних мінімумів під час навантаження зразка, можна розрахувати величину і знак індукованого двоприменезаломлення та відповідні п'єзооптичні коефіцієнти.

Абсолютні п'єзооптичні константи кристалів можна визначити лише шляхом вимірювання змін показників заломлення при дії механічного навантаження (винятком є оптично одновісні і кубічні кристали, для яких можна визначити абсолютні п'єзооптичні константи π_{44} і π_{66} на основі індукованого тиском двоприменезаломлення). Застосування для цієї мети відомих методів вимірювання показників заломлення (імерсійного і фотографічного методів Обреїмова, методу призми) непридатне, зокрема через необхідність використання малих зразків, складність створення в них однорідних напружень та їхнє вимірювання. Важливою є точність визначення показників заломлення n_i ($\sim 10^{-3}$ – 10^{-4}) та їхні зміни під впливом механічних напружень σ_m , що реально становить $\sim 10^{-5}$.

Результати дослідження та обговорення.

Досліджувані кристали отримано методом повільного випаровування за кімнатної температури водного багатакратного перекристалізованого розчину солей чистого сульфату рубідію Rb_2SO_4 . Температура розчину становила 310 К, яку контролювали термостатом з точністю 0,5 К. Вирощування проводили зі спонтанно утворених зародків зі псевдо-гексагональною морфологією упродовж 20 діб. Отримані кристали були хорошої оптичної якості і мали форму у вигляді видовженої призми, розміром приблизно $16 \times 11 \times 8$ мм (рис. 1).

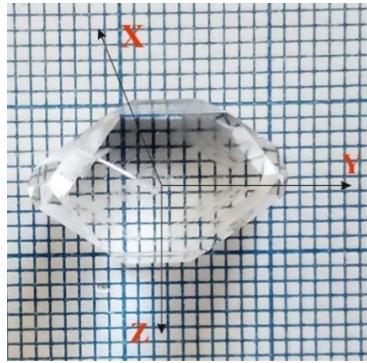


Рис. 1. Габітус та установка синтезованого кристалу Rb_2SO_4 .
Fig. 1. The habit and setting of the synthesized of Rb_2SO_4 crystal.

На рис. 2 зображено дисперсійні залежності двоприменезаломлення Δn_i механічно вільного та одновісно затиснутого уздовж різних кристалофізичних осей кристалу Rb_2SO_4 за кімнатної температури. Виявлено наступні співвідношення між дисперсією двоприменезаломлення: $d(\Delta n_x)/d\lambda > d(\Delta n_z)/d\lambda > d(\Delta n_y)/d\lambda$. Бачимо, що кристал володіє незначною нормальною дисперсією $\Delta n_i(\lambda)$: $d(\Delta n_x)/d\lambda = -1,2 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ і $d(\Delta n_z)/d\lambda = -1,6 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$. Окрім того видно, що одновісні стискання σ_m не змінюють характеру, а лише величину нахилу кривих $\Delta n_i(\lambda)$. Так $d(\Delta n_x)/d\lambda \sim -1,1 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ і $-1,3 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ для тисків σ_y і $\sigma_z = 100$ бар, відповідно; а $d(\Delta n_z)/d\lambda \sim -1,5 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ і $-1,7 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^{-1}$ для тисків σ_y і $\sigma_x = 100$ бар, відповідно.

Одновісні стискання вздовж головних кристалофізичних осей змінюють криві Δn_i за абсолютною величиною (рис. 3). Так, одновісне стискання σ_z приводить до зменшення Δn_x у середньому $\delta(\Delta n_x) \sim 0,89 \cdot 10^{-4}$, тоді як одновісне стискання σ_y приводить до зростання Δn_x у середньому $\delta(\Delta n_x) \sim 1,01 \cdot 10^{-4}$. Подібні зміни виявлено для Δn_z : навантаження σ_x збільшує його на $\delta(\Delta n_z) \sim 1,19 \cdot 10^{-4}$, а σ_y зменшує на $\delta(\Delta n_z) \sim 1,34 \cdot 10^{-4}$. Така поведінка індукованих одновісними стисканнями змін Δn_y підтвердила раніше виявлену закономірність для кристалів групи A_2BX_4 : одновісні стискання вздовж взаємноперпендикулярних напрямів ведуть до різних за величиною та знаком змін двоприменезаломлення.

З рисунка також бачимо, що за кімнатної температури для довжини світлової хвилі $\lambda_0 = 490$ нм величина $\Delta n_x = 0$, це відповідає ОІТ. Раніше було встановлено [13, 14], що при цьому має місце рівність показників заломлення $n_z = n_y = 1,51705$, що відповідає ОІТ. Раніше серед групи кристалів A_2BX_4 у видимій ділянці спектру ІТ виявлено в ізоморфних кристалах $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ та LiNH_4SO_4 α -модифікації [14, 15]. Оскільки одновісні навантаження вздовж осей Y і Z зміщують криві $\Delta n_x(\lambda)$ у бік більших і менших значень, то й відповідно змінюється значення довжини хвилі, для якої $\Delta n_x = 0$, що означатиме зміщення положення ІОТ по спектру. Так ОІТ знаходиться на довжині світлової хвилі $\lambda_0 = 420$ нм для $\sigma_z = 100$ бар та $\lambda_0 = 639$ нм для $\sigma_y = 100$ бар. Можна говорити про значне спектрально-баричне зміщення положення ОІТ у кристалах СР: $d\lambda_0/d\sigma_z = -0,7$ нм/бар і $d\lambda_0/d\sigma_y = +1,5$ нм/бар.

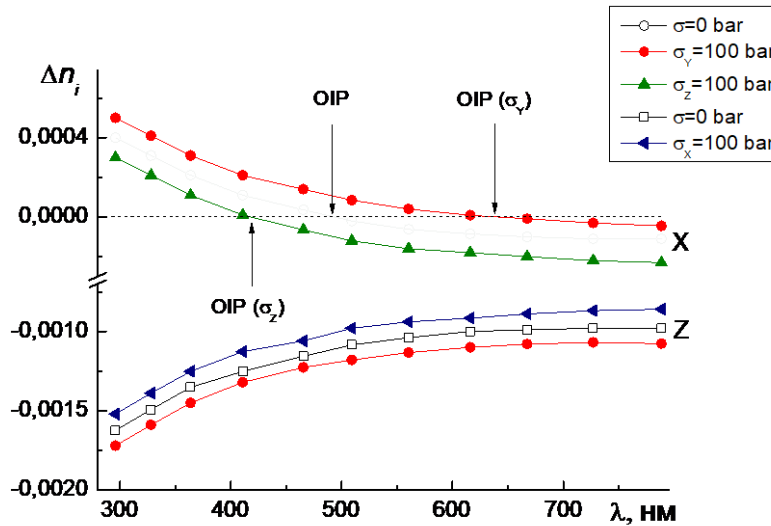


Рис. 2. Дисперсія двоприменезаломлення кристалів Rb₂SO₄ за кімнатної температури. Світлі точки – механічно вільний кристал, забарвлені точки – одновісно навантажений уздовж різних кристалофізичних осей. Стрілками вказано положення оптичної ізотропної точки для механічного вільного та одновісного навантаженого кристалу.

Fig. 2. The dispersion of birefringence of Rb₂SO₄ crystal for room temperature. Light points – mechanically free crystals, colored points – uniaxially stressed along different crystals axes. The arrows showed the position of optical isotropic point for mechanically free and uniaxially stressed crystal.

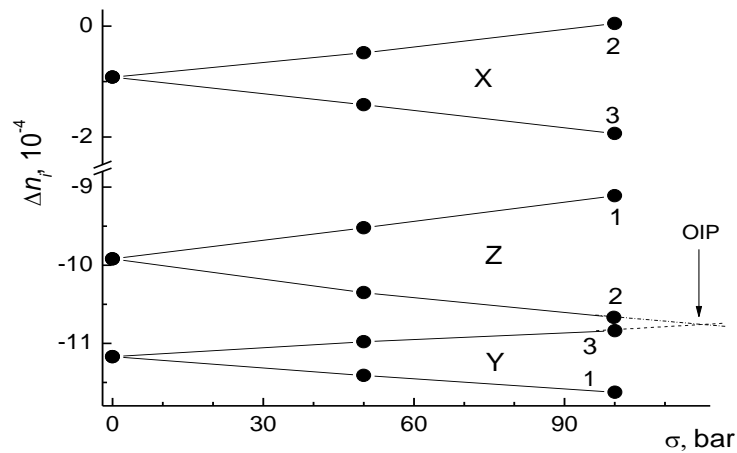


Рис. 3. Баричні зміни двоприменезаломлення Δn_i кристалів сульфату рубідію: 1 – σ_z ; 2 – σ_y ; 3 – σ_x .
 Fig. 3. The baric changes of Δn_i birefringence of rubidium sulphate crystal: 1 – σ_z ; 2 – σ_y ; 3 – σ_x .

Подібним чином отримано залежності $\Delta n_{ij}^m(\lambda)$. Для цього використано 45⁰-градусні XY-, XZ- YZ-зрізи кристалів СР, які піддавались одновісному стисканню вздовж Z-, Y- і X-напрямів, відповідно.

З рис. 3 також бачимо, що прикладання тиску вздовж Y-осі зменшує величину Δn_z , а вздовж Z-осі збільшує величину Δn_y . Шляхом екстраполяції прямих $\Delta n_i = f(\sigma_m)$ або розв'язування рівняння

$$\Delta n_z(\sigma_y = 0) - a\sigma_y = \Delta n_y(\sigma_z = 0) + b\sigma_z \quad (15)$$

(де a і b – коефіцієнти баричної зміни двоприменезаломлення вздовж Y- і Z-напрямів, відповідно) встановлено, що за одночасної дії одновісних тисків $\sigma_y = \sigma_z = 121$ бар матиме місце рівність $\Delta n_y = \Delta n_z = -10,77 \cdot 10^{-4}$, що відповідатиме ізотропному стану даного кристалу.

Оскільки для кристалу СР виконується наступне співвідношення $\Delta n_y = n_x - n_z$, а $\Delta n_z = n_x - n_y$, то це означатиме, що $n_z = n_y$. Це відповідає виникненню нової «псевдоізотропної» точки. Тобто у випадку одночасного прикладання одновісного навантаження вздовж кристалофізичних напрямів Y та Z-осі можемо отримати за кімнатної температури нову ОІТ. Раніше можливість індукування шляхом одночасного прикладання одновісних навантажень в різних кристалофізичних напрямках нових ОІТ була виявлена в низці ізоморфних кристалів цієї групи, а саме K_2SO_4 $(NH_4)_2SO_4$ [15, 66].

Оскільки в околі даної «псевдоізотропної» точки $\delta \Delta n_z^z = \delta \Delta n_y^z$ та $n_z = n_y$, то отримаємо наступну комбінацію між абсолютними п'єзокоефіцієнтами та показниками заломлення в околі ОІР:

$$n_y^3 \pi_{22}^3 - n_x^3 \pi_{12}^3 \sim n_z^3 \pi_{33}^3 - n_y^3 \pi_{13}^3. \quad (16)$$

Для подальшого аналізу (11) нам потрібно визначити значення абсолютних п'єзокоефіцієнтів.

Використовуючи формулу (11) та отримані спектрально-баричні залежності Δn_i $\Delta n_x^y(\lambda)$, $\Delta n_x^z(\lambda)$, $\Delta n_y^x(\lambda)$, $\Delta n_y^z(\lambda)$, $\Delta n_z^x(\lambda)$, $\Delta n_z^y(\lambda)$ для 9-ти різних геометрій експерименту, а також $\Delta n_{xy}^z(\lambda)$, $\Delta n_{xz}^y(\lambda)$ і $\Delta n_{zy}^x(\lambda)$, пораховано спектральні залежності комбінованих п'єзокоефіцієнтів $\pi_{im}^0(\lambda)$ (рис. 4).

Особливістю поведінки π_{im}^0 кристалів СР є їхня незначна дисперсійна залежність, при цьому характер дисперсії $d\pi_{im}^0/d\lambda < 0$ відповідає дисперсії показників заломлення $dn_i/d\lambda < 0$. Найбільше спектрально залежною є константа π_{12}^0 ($d\pi_{12}^0/d\lambda = 2,2 \cdot 10^{-2}$ Вр/нм), тоді як π_{21}^0 дуже слабо змінюється в досліджуваному спектральному діапазоні ($d\pi_{21}^0/d\lambda = 0,5 \cdot 10^{-2}$ Вр/нм).

Різні знаки і спектральні зміни π_{im}^0 вказують, що вплив одновісного механічного тиску вздовж кристалофізичних осей X, Z і Y приводить до різного характеру зміни індукованого двоприменезаломлення кристалу СР.

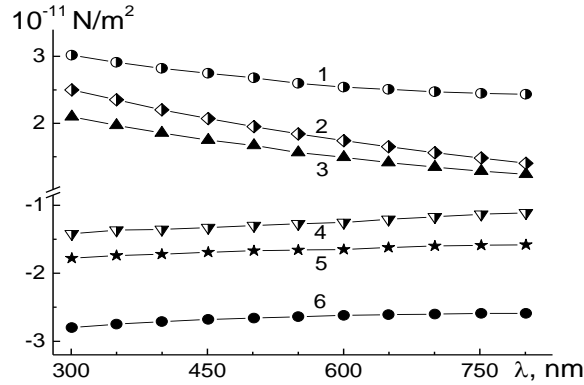


Рис. 4. Дисперсійні залежності комбінованих п'єзооптичних коефіцієнтів π_{in}^0 кристалів Rb_2SO_4 за кімнатної температури: 1 – π_{12}^0 ; 2 – π_{23}^0 ; 3 – π_{31}^0 ; 4 – π_{13}^0 ; 5 – π_{21}^0 ; 6 – π_{32}^0 .

Fig. 4. The dispersion dependence of combined piezooptical coefficients π_{in}^0 of Rb_2SO_4 crystal for room temperature: 1 – π_{12}^0 ; 2 – π_{23}^0 ; 3 – π_{31}^0 ; 4 – π_{13}^0 ; 5 – π_{21}^0 ; 6 – π_{32}^0 .

Розглянемо поведінку коефіцієнтів π_{31}^0 і π_{21}^0 . З графіка видно, що за довжини світлової хвилі $\lambda = 490$ нм $\pi_{31}^0 \sim |\pi_{21}^0| \sim 1,67 \cdot 10^{-11}$ Н/м². Тобто в околі ОІР має місце не тільки підвищення симетрії оптичної індикатриси, але й тензора п'єзооптичних коефіцієнтів.

Висновки.

1. У роботі досліджено дисперсійні залежності двопронезаломлення $\Delta n_i(\lambda)$ механічно вільного та одновісно затиснутого уздовж різних кристалофізичних осей кристалу Rb_2SO_4 за кімнатної температури. Виявлено, що кристал володіє незначною нормальною дисперсією $d(\Delta n_x)/d\lambda < 0$, а одновісні стискання σ_m не змінюють характеру, а лише величину нахилу кривих $\Delta n_i(\lambda)$.

2. Виявлено, що одновісні навантаження зміщують положення оптичної ізотропної точки як в короткохвильову (σ_z) так і в довгохвильову ділянку спектру (σ_y).

3. Розраховано спектральні залежності комбінованих п'єзокоефіцієнтів $\pi_{in}^0(\lambda)$ і виявлено, що вони володіють незначною дисперсійною залежністю, при цьому характер дисперсії $d\pi_{in}^0/d\lambda < 0$ відповідає дисперсії показників заломлення $dn_i/d\lambda < 0$.

4. Встановлено, що п'єзокоефіцієнти π_{31}^0 і π_{21}^0 в околі оптичної ізотропної точки за довжини світлової хвилі $\lambda = 490$ нм є рівними між собою, що свідчить про підвищення симетрії тензора п'єзооптичних коефіцієнтів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] *Романюк М.О.* Кристалооптика: навч. посібник / М.О. Романюк. – (2-е видання, випр. і доповн. – Львів: ЛНУ імені Івана Франка, 2017. – 456 с.
- [2] *Мицик Б.Г.* Фотопружність аніотропних матеріалів: наук. видання / Б.Г. Мицик. – Львів: Ліга-Прес, 2012. – 400 с.
- [3] *Стадник В.Й.* Електронна поляризованість фероїків: монографія / В.Й. Стадник, М.О. Романюк, Р.С. Брезвін. – Львів: ЛНУ імені Івана Франка, 2014. – 306 с.
- [4] *Erba A.* Photoelasticity of crystals from theoretical simulations. / A. Erba, R. Dovesi // *Phys. Rev. B* – 2013. – V. 88, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.045121>, 045121/1–8.
- [5] *Natali P.P.* Theoretical and experimental evaluation of piezo-optic parameters and photoelastic constant in tetragonal PWO / P.P. Natali, L. Montalto, F. Davi, P. Mengucci, A. Ciriaco, N. Paone, D. Rinaldi // *Appl. Opt.* – 2018. – V. 57 – P. 730–737, <https://doi.org/10.1364/AO.57.000730>.
- [6] *Mytsyk B.G.* Characterization of photoelastic materials by combined Mach-Zehnder and conoscopic interferometry: application to tetragonal lithium tetraborate crystals / B.G. Mytsyk, A.S. Andrushchak, D.M. Vynnyk, N.M. Demyanyshyn, Ya P. Kost, A. V. Kityk // *Opt Laser. Eng.* – 2020. – V. 127, <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2019.105991>, 105991/1–8.
- [7] *Dixon R.W.* A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate / R.W. Dixon, M.G. Cohen // *Appl. Phys. Lett.* – 1966. – V.8. – P. 205–207, <https://doi.org/10.1063/1.1754556>.
- [8] *Coquin G.A.* Physical properties of lead molybdate relevant to acousto-optic device applications / G.A. Coquin, D.A. Pinnow, A.W. Warner // *J. Appl. Phys.* – 1971. – V. 42 – P. 2162–2168, <https://doi.org/10.1063/1.1660520>.
- [9] *Narasimhamurty T.S.* Photoelastic and Electro-Optic Properties of Crystals / T.S. Narasimhamurty // Springer, 1981, <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0025-1>
- [10] *Gaba V.M.* Temperature-and-Spectral Deformations of the Optical Indicatrix of Rubidium Sulphate Single Crystal / V.M. Gaba // *Acta Physica Polonica A* – 2010. – Vol. 117, No. 1. – P. 129-132.
- [11] *Rudysh M. Ya.* Optical and electronic parameters of Rb_2SO_4 crystals / M. Ya Rudysh, I.A. Pryshko, P.A. Shchepanskyi, V. Yo Stadnyk, R.S. Brezvin, Z.O. Kogut // *Optik*. 2022. – V. 269. 69875. DOI 10.1016/j.ijleo.2022.169875
- [12] *Onodera A.* The crystal structure of paraelectric ammonium fluoroberyllate at room temperature / A. Onodera, Y. Shiozaki // *Ferroelectrics*. – 1981. – V.31, № 1-2. – P.27-36.
- [13] *Stadnyk V.Y.* Piezooptic properties of $(\text{NH}_4)_2\text{BeF}_4$ crystals / V.Y. Stadnyk, M.O. Romanjuk // *Phys. status solidi (a)*. – 1996. – V.158. – P.289-296.
- [14] *Rudysh M.Ya.* Ionicity and birefringence of $\alpha\text{-LiNH}_4\text{SO}_4$ crystals: ab initio DFT study, X-ray spectroscopy measurements / M. Ya. Rudysh, M. G. Brik, O. Y. Khyzhun, A. O. Fedorchuk, I. V. Kityk, P. A. Shchepanskyi, V. Yo Stadnyk, G. Lakshminarayana, R. S. Brezvin, Z. Bak and M. Piasecki // *RSC Adv.* –2017. V. 7. P.6889–6901.

- [15] *Rudysh M. Ya.* Energy Band Structure of LiNH_4SO_4 Crystals / М. Ya. Rudysh, V. Yo. Stadnyk, R. S. Brezvin, P. A. Shchepanskii // *Condensed Matter Physics* –2015. – V. 57. –P.50–55.
- [16] *Shchepanskyi P. A.* Structure and optical anisotropy of $\text{K}_{1.75}(\text{NH}_4)_{0.25}\text{SO}_4$ solid solution / P. A. Shchepanskyi, O. S. Kushnir, V. Yo. Stadnyk, A. O. Fedorchuk, M. Ya. Rudysh, R. S. Brezvin // *Ukr. Jour. Phys. Opt.* – 2017. – V. 18, № 4. – P.187-196.

THE PHOTOELASTICITY OF RHOMBIC SYNGONY CRYSTALS

V. Stadnyk, I. Matviishyn, N. Ftomyn, V. Vyshnevskiy, V. Baliga, O. Shtuka

*Ivan Franko National University of Lviv,
19 Drahomanova, str., 79005 Lviv, Ukraine
vasylstadnyk@ukr.net*

The Rb_2SO_4 crystals were synthesized by slow evaporation of room-temperature aqueous solution of pure rubidium sulfate salts that had been recrystallized many times. The solution temperature was 310 K, controlled by a thermostat with an accuracy of 0.5 K.

The dispersion dependences of the birefringence Δn_i of a mechanically free and uniaxially clamped Rb_2SO_4 crystal at room temperature were studied. It was found that the crystal has a small normal dispersion $d(\Delta n_x)/d\lambda = -1.2 \dots 1.8 \cdot 10^{-6}$; uniaxial compressions σ_m do not change the character, but only the magnitude of the slope of the $\Delta n_i(\lambda)$ curves. Thus, uniaxial compression σ_z leads to a decrease in the Δn_x value on the average of $\delta(\Delta n_x) \sim 0.89 \cdot 10^{-4}$, while uniaxial compression σ_y to an increase in Δn_x on the average of $\delta(\Delta n_x) \sim 1.01 \cdot 10^{-4}$. This behavior of baric-induced changes in Δn_i confirmed the previously discovered regularity for crystals of the A_2BX_4 group: uniaxial compressions along mutually perpendicular directions lead to changes in birefringence of different magnitudes and signs. Since uniaxial loads along the Y- and Z-axes shift the $\Delta n_x(\lambda)$ curves towards larger and smaller wavelength values, the position of the optical isotropic point in the spectrum changes accordingly. Since the following relations $\Delta n_y = n_x - n_z$, and $\Delta n_z = n_x - n_y$ hold for the RS crystal, this will mean the equality of the refractive indices $n_z = n_y$, which corresponds to the emergence of a new “pseudoisotropic” point. That is, in the case of simultaneous application of a uniaxial load along the crystal-physical Y- and Z-directions, we can obtain a new optical isotropic point at room temperature, which was previously discovered in a number of isomorphic crystals of this group (e.g. K_2SO_4 and $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$). Since the values $\delta \Delta n_z^y = \delta \Delta n_y^z$ and $n_z = n_y$ in the vicinity of this “pseudoisotropic” point, we obtain the following combination between the absolute piezo-coefficients and refractive indices in the vicinity of the optical isotropic point $n_y^3 \pi_{22} - n_x^3 \pi_{12} \sim n_z^3 \pi_{33} - n_y^3 \pi_{13}$.

Using the obtained spectral-baric dependences of Δn_i $\Delta n_x^y(\lambda)$, $\Delta n_x^z(\lambda)$, $\Delta n_y^x(\lambda)$, $\Delta n_y^z(\lambda)$, $\Delta n_z^y(\lambda)$, $\Delta n_z^x(\lambda)$ for 9 different experimental geometries, as well as $\Delta n_{xy}^z(\lambda)$, $\Delta n_{xz}^y(\lambda)$ i $\Delta n_{xy}^x(\lambda)$, the spectral dependences of the combined piezo-coefficients were

calculated. A feature of the behavior of Rb_2SO_4 crystals is their insignificant dispersion dependence, while the nature of the dispersion $d\pi_{im}^0/d\lambda < 0$ corresponds to the dispersion of the refractive indices $dn/d\lambda < 0$. The most spectrally dependent is the constant π_{12}^0 ($d\pi_{12}^0/d\lambda = 2.2 \cdot 10^2 \cdot \text{Br}/\text{nm}$),

while π_{21}^0 changes very weakly in the studied spectral range ($0.5 \cdot 10^{-2} \text{ Br/nm}$). Different signs and spectral changes of π_{im}^0 indicate that the influence of uniaxial mechanical pressure along the crystallographic axes X, Z, and Y leads to different nature of the change in the induced birefringence of the Rb_2SO_4 crystal. It was found that at a light wavelength $\lambda = 490 \text{ nm}$ $\pi_{31}^0 \sim |\pi_{21}^0| \sim 1.67 \cdot 10^{-11} \text{ N/m}^2$. That is, in the vicinity of the optical isotropic point, not only an increase in the symmetry of the optical indicatrix, but also increase of the tensor of piezo-optical coefficients take place.

Keywords: crystal, birefringence, dispersion, photoelasticity, piezo-optic coefficients, optic isotropic point.

Стаття надійшла до редакції 02.11.2024.

Прийнята до друку 11.11.2024.