

# БАГАТОПРОМЕНЕВА ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА І ОПТИЧНА АКТИВНІСТЬ КРИСТАЛІВ

О.С.Кушнір, О.В.Сидор, П.О.Нек

Львівський національний університет імені Івана Франка,  
кафедра нелінійної оптики, вул. Тарнавського, 107, Львів, 79017  
e-mail: o\_s\_kushnir@rd.wups.lviv.ua

За допомогою матричних підходів до розрахунку стану поляризації світла проаналізовано вплив багатопроревої інтерференції світла на оптичну активність прозорих кристалів при поширенні в напрямку оптичної осі. Показано, що цей вплив зникає при нормальному падінні світла на зразок, а при косому падінні зводиться до осциляцій, амплітуда яких визначається кутом падіння та азимутом поляризації падаючого світла.

У дослідженнях оптичної активності (ОА) кристалів спостерігають вплив інтерференції через багатократні відбивання світла (БВС) за умов використання когерентного випромінювання і зразків не надто великих товщин з високою оптичною якістю [1–6]. Проте відповідні теоретичні міркування суперечливі. Так, із [7] випливає відсутність впливу БВС на ОА при поширенні світла в напрямку оптичної осі, а в [3] одержали температурну залежність кута  $\phi$  повороту площини поляризації світла  $\phi(T) = \phi^{(0)}(T)[1 - 2r^2(T) \cos 2\phi(T)]$ , де  $\phi^{(0)}$  – величина без впливу БВС,  $r$  – середній амплітудний коефіцієнт відбивання,  $\phi$  – фаза світлової хвилі. Підхід [6] засвідчив наявність впливу БВС для магнітної ОА, а для пояснення результатів [1–6] для природної ОА було висловлено припущення [8] про появу впливу БВС на температурні залежності  $\phi(T)$

за умови ненульового кута падіння  $i$  світла на зразок.

Мета цієї роботи – теоретичний розгляд цих питань шляхом одержання розв’язків для  $\phi$  за допомогою матричного підходу (див. [2–8]), їхнього чисельного аналізу для випадку косоного ( $i \neq 0$ ) падіння світла та розгляду можливих наслідків для результатів експерименту.

У роботі [7] одержано азимут  $\chi$  і кут еліптичності  $\varepsilon$  світла на виході прозорого кристала з двозаломленням і ОА залежно від кута  $i$ , а розгляд [6, 8] стосувався загальнішого випадку поглинаючого дихроїчного кристала, але при  $i = 0$ . Оскільки дані [6–8] корелюють для спільних граничних випадків, надалі ми використаємо результати [7] для матриці Джонса, згідно з якими при відхиленні напрямку падіння світла на кристал на кут  $i$  від оптичної осі  $z$  маємо

$$\operatorname{tg} 2\chi = -2(AC + BD)/(A^2 + B^2 - C^2 - D^2), \quad \sin 2\varepsilon = 2(AD - BC)/(A^2 + B^2 + C^2 + D^2), \quad (1)$$

$$A = t'_x \{t_x [a_{11} - r_y^2 (a_{11} \cos 2\phi - b_{11} \sin 2\phi)] \cos \theta + t_y a_{12} (1 - r_x r_y \cos 2\phi) \sin \theta\},$$

$$B = -t'_x \{t_x [b_{11} + r_y^2 (b_{11} \cos 2\phi + a_{11} \sin 2\phi)] \cos \theta + t_y r_x r_y a_{12} \sin 2\phi \sin \theta\},$$

$$C = t'_y \{-t_y [a_{11} - r_x^2 (a_{11} \cos 2\phi + b_{11} \sin 2\phi)] \sin \theta + t_x a_{12} (1 - r_x r_y \cos 2\phi) \cos \theta\}, \quad (2)$$

$$D = -t'_y \{t_y [b_{11} + r_x^2 (b_{11} \cos 2\phi - a_{11} \sin 2\phi)] \sin \theta + t_x r_x r_y a_{12} \sin 2\phi \cos \theta\},$$

де  $r_i$  ( $i = x, y$ ) – амплітудні коефіцієнти відбивання,  $t_i$  і  $t'_i$  – відповідно амплітудні коефіцієнти пропускання світла на вхідній та вихідній гранях кристала, що визначаються показниками заломлення з формул Френеля,  $\theta$  – азимут лінійної поляризації падаючого світла,  $a_{ij}$  і  $b_{ij}$  – відповідно дійсні та уявні частини компонент нормалізованої матриці Джонса для однократного (без урахування БВС) проходження світла крізь кристал:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \cos(\Delta/2), \\ b_{11} &= -(\Delta_l/\Delta)\sin(\Delta/2), \\ a_{12} &= -(\Delta_c/\Delta)\sin(\Delta/2), \end{aligned} \quad (3)$$

а  $\Delta_l$  і  $\Delta_c$  – внески двозаломлення та ОА до загальної різниці фаз світлових хвиль у кристалі ( $\Delta = \sqrt{\Delta_l^2 + \Delta_c^2}$ ). Параметри  $\Delta_l$  і  $\Delta_c$  при  $i \neq 0$  визначаються, крім самого кута  $i$ , показниками заломлення звичайної ( $n_o$ ) та незвичайної ( $n_e$ ) хвиль і компонентами тензора гірації  $g_{11}$  і  $g_{33}$ , наприклад із використанням стандартних геометричних побудов оптичної індикатриси та гіраційної поверхні.

Через істотну громіздкість виразів, практичним виходом є їхнє чисельне моделювання. Обмежимося розглядом кристалів кварцу, ОА яких досконало вивчено. Оберемо значення параметрів, близькі до даних [7] (зокрема,  $\lambda = 633$  нм,  $d = 1,512$  мм), а для температурної поведінки показників заломлення покладемо  $n_o = 2 \cdot 10^{-5} T + 1,54222$  і  $n_e = 4 \cdot 10^{-5} T + 1,55094$ . З міркувань стислості викладення надалі ми висвітлимо лише найосновніші результати аналізу наслідків формул (1)–(3).

Для зручності порівняння з випадком нормального падіння світла на рис. 1 наведено не безпосередньо кут повороту азимута поляризації  $\phi = \chi - \theta$ , а різницю  $\phi - \phi_0$ , де  $\phi_0$  – це величина  $\phi$  за умови  $i = 0$ . Водночас, при  $i = 0$  еліптичність світла на виході нульова. Із рис. 1 видно, що залежності  $\phi(i) - \phi_0$  і  $\varepsilon(i)$  складають-

ся з нелінійного (слабко немонотонного) та осцилюючого внесків. При малих  $i$  перший внесок до  $\phi(i) - \phi_0$  зумовлений найперше еволюцією ОА при відхиленні від оптичної осі (відхиленням від максимуму гіраційної поверхні), а при більших  $i$  – швидшими змінами загального (еліптичного) двозаломлення. Амплітуда осцилюючого внеску, пов'язаного з БВС, при збільшенні кута падіння різко зростає. Схожі закономірності притаманні й залежностям  $\varepsilon(i)$ , але перший внесок тут монотонний і відповідає відомому факту  $\varepsilon \neq 0$  при відхиленні від напрямку оптичної осі. Як і для випадку фарадеївської ОА [6], поведінка параметра  $\phi$ , яким зазвичай кількісно описують ОА, істотно залежить від азимута падаючого світла. Як і можливість  $i \neq 0$ , цей факт також треба враховувати в аналізі даних експерименту (порівн. з інтерпретацією [9]). Зазначимо також, що наші дані для  $\phi - \phi_0$  добре корелюють з результатами [7].

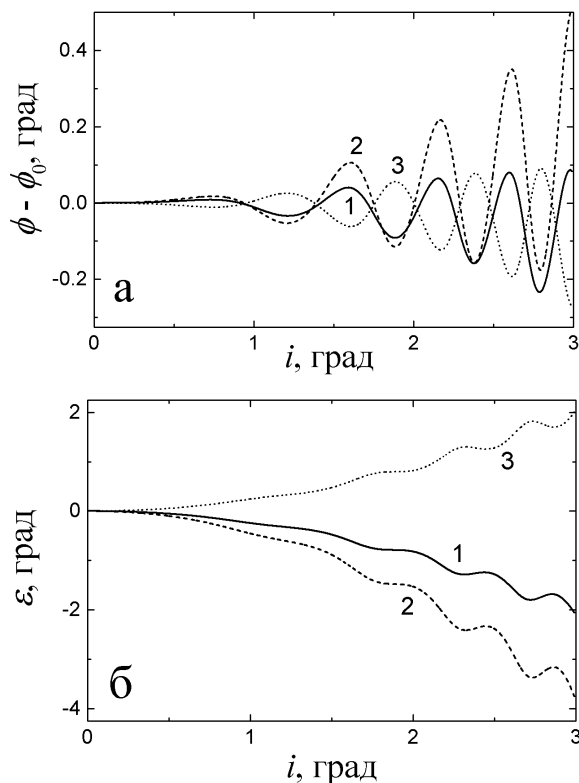


Рис. 1. Розрахункові залежності різницевого кута оптичного повороту ( $\phi - \phi_0$ , а) і еліптичності світла на виході ( $\varepsilon$ , б) від кута падіння  $i$  для кристалів кварцу при  $T = 20$  °С і азимутах  $\theta$ : 1 – 0, 2 – 45°, 3 – 90°.

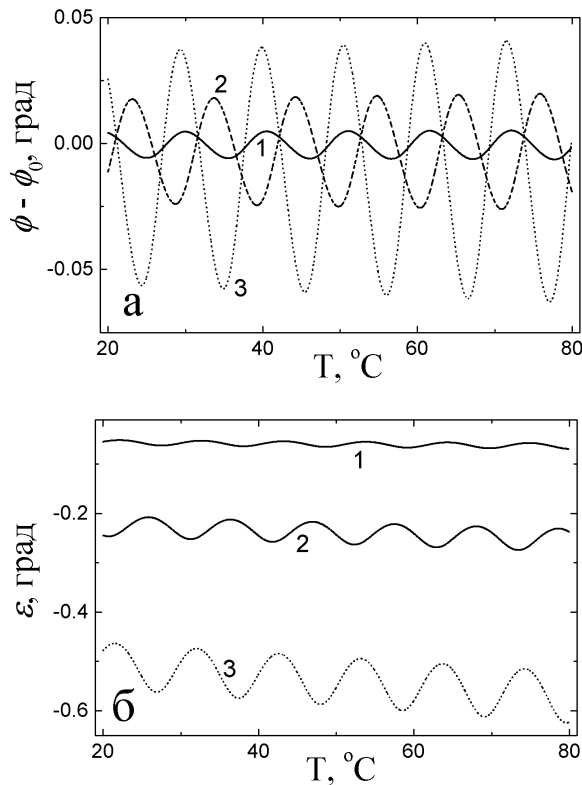


Рис. 2. Розрахункові температурні залежності різницевого кута оптичного повороту ( $\phi - \phi_0$ , а) і еліптичності світла на виході ( $\varepsilon$ , б) для кристалів кварцу при  $\theta = 0$  і кутах падіння  $i$ : 1 –  $0,5^\circ$ , 2 –  $1,0^\circ$ , 3 –  $1,5^\circ$ .

Температурні залежності  $\phi - \phi_0$  і  $\varepsilon$ , представлені на рис. 2, теж є суперпозицією монотонної та осцилюючої складових, причому амплітуда останньої (див. рис. 3) визначається кутом падіння і азимутом  $\theta$ . Вона повільно наростає з підвищенням температури через відповідну поведінку показників заломлення та коефіцієнтів відбивання. Істотно, що при  $i = 0$  ця амплітуда нульова, тобто БВС не впливають на ОА при поширенні світла вздовж оптичної осі. Тому наведений вище вираз  $\phi(T)$  із роботи [3], що стосується цих умов, некоректний (див. також [7, 8]). Не підтверджують його і прецизійні експерименти [7]. Зрештою, аналіз проміжних теоретичних результатів [3] засвідчує, що цей вираз не впливає також з ходу виведення. Фізичне розуміння неможливості впливу БВС на “чисту” природну ОА полягає в симетричних особливостях останньої, через які ефект

компенсується при прямому та зворотно-му проходженні світла крізь кристал.

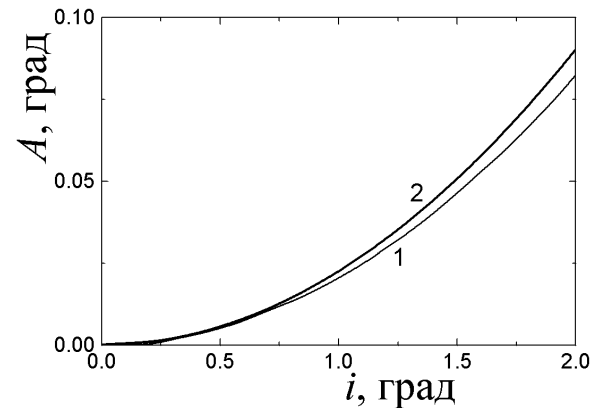


Рис. 3. Розрахункові залежності амплітуд осциляцій повороту азимута поляризації  $\phi$  ( $A_\phi$ , крива 1) і еліптичності  $\varepsilon$  світла на виході ( $A_\varepsilon$ , крива 2) від кута падіння  $i$  для кристалів кварцу при  $T = 20^\circ\text{C}$  і  $\theta = 0$ .

Отже, аналіз одержаних нами даних остаточно переконує, що зареєстрований у численних експериментах вплив багатопроменевої інтерференції на параметри поляризації світла та ОА кристалів (див. [1–6]) виникає лише через відхилення напрямку хвильової нормалі від оптичної осі. Навіть незначні відхилення  $i < 1^\circ$ , яких важко позбутися на практиці, даватимуть легко спостережувані осциляції  $\phi$  (рис. 2а). Із даних рис. 2б випливає також досі не помічений в літературі важливий результат: ненульове усереднене за осциляціями значення еліптичності світла на виході кристала може й не означати наявності циркулярного дихроїзму, а пояснюватися відхиленням від нормального падіння (див. експериментальні дані [5]). З наших результатів випливає суттєва залежність оптичних параметрів від початкової поляризації  $\theta$ . Це зумовлює певні практичні труднощі порівняння з конкретними даними експериментів, оскільки більшість авторів не зазначали азимут поляризації  $\theta$  як параметр, “неістотний” у рамках звичайної теорії ОА.

Крім співвідношень, що ґрунтуються на формулах (1)–(3), у роботі ми аналізували також особливості поведінки

параметрів  $\phi$  і  $\varepsilon$  у рамках наближення слабкої оптичної анізотропії (див. [6, 8]), коли можна вважати, що  $r_x \approx r_y \approx r$ ,  $t_x \approx t_y \approx t$  і  $t'_x \approx t'_y \approx t'$ , із відповідними спрощеннями в усіх наступних виразах. Обидва підходи дають відмінності у наведених вище залежностях, непомітні в масштабі рис. 1–3, і їх можна вважати неістотними для практичної кристалооптики. Це підтверджує правильність висновків [6] про надзвичайно широкі межі застосовності наближення слабкої анізотропії. Більше того, перевірка засвідчує,

що, на відміну від думки автора [7], матрицю, наведену в цій роботі, у точному розумінні не можна кваліфікувати як матрицю Джонса (див. [9]). Ця матриця набуває необхідних властивостей лише при згаданих вище спрощеннях. Це означає, що зазвичай вживаний матричний підхід аналізу стану поляризації світла правильний лише в наближенні слабкої анізотропії [10].

Предметом наших наступних досліджень ми плануємо докладний кількісний аналіз результатів для впливу БВС на ОА кристалів  $\alpha$ -ZnP<sub>2</sub> і  $\beta$ -CdP<sub>2</sub>.

### Література

1. J.P.Bachheimer, J. Phys. C: Solid State Phys. 19, 5509 (1986).
2. G.Bosch, I.R.Jahn, W.Prandl, M.Verhein, Physica B 142, 320 (1986).
3. C.Hernandez-Rodriguez, P.Gomez-Garrido, J. Phys. D: Appl. Phys. 33, 2985 (2000).
4. J.Herreros-Cedr s, C.Hern andez-Rodr guez, R.Guerrero-Lemus, J. Appl. Cryst. 35, 228 (2002).
5. O.S.Kushnir, O.A.Bevz, I.I.Polovinko, S.A.Sveleba, Phys. Stat. Solidi (b) 238, 92 (2003).
6. O.S.Kushnir, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5, 478 (2003).
7. H.Melle, Optik 72, 157 (1986).
8. O.S.Kushnir, Ukr. J. Phys. Opt. 5, 87 (2004).
9. R.C.Jones, J. Opt. Soc. Amer. 38, 671 (1948).
10. O.S.Kushnir, L.O.Lokot, L.P.Lutsiv-Shumski, I.I.Polovinko, Y.I.Shopa, Phys. Stat. Solidi (b) 214, 487 (1999).

## MULTI-BEAM LIGHT INTERFERENCE AND OPTICAL ACTIVITY OF CRYSTALS

**O.S.Kushnir, O.V.Sydor, P.O.Nek**

Nonlinear Optics Department, Ivan Franko National University of Lviv,  
Tarnavsky St. 107, 79017 Lviv  
e-mail: o\_s\_kushnir@rd.wups.lviv.ua

Using matrix approaches to the calculations of the state of light polarization, we have analyzed the effect of multi-beam light interference on the optical activity in transparent crystals in the case of propagation along the optical axis. It is shown that the effect disappears for the case of normal incidence while for the oblique incidence it manifests itself in the oscillations whose amplitude is determined by the incidence angle and the input polarization azimuth.