ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 1, № 4 (1997) с. 596–598

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 1, No 4 (1997) p. 596–598

ПРО ПАРАМЕТРИЧНІ ЕФЕКТИ У КРИСТАЛАХ З ІНВЕРСІЄЮ ЗНАКА ДВОЗАЛОМЛЕННЯ

М. О. Романюк, М. М. Романюк*, В. Й. Стадник

Львівський державний університет імені Івана Франка, кафедра експериментальної фізики
Україна, UA–290005, Львів, вул. Кирила і Мефодія, 8
**Державний університет "Львівська політехніка"*
Україна, UA–290062, Львів, вул. С. Бандери, 12

(Отримано 14 жовтня 1996)

На базі феноменологічного опису п'єзооптичного ефекту у кристалах з інверсією знака двозаломлення (ІЗД) показано, що в точці ІЗД повинні збільшуватися п'єзооптичні коефіцієнти. Проаналізовано поведінку п'єзооптичних констант кристалів $LiKSO_4$. Виявлено підвищення симетрії тензора п'єзооптичних констант в області існування ІЗД. Зазначимо, що ефект матиме значення у практиці. Аналогічні закономірності будуть характерні і для інших параметричних ефектів.

Ключові слова: інверсія знаку двозаломлення, п'єзооптика, параметричні ефекти у кристалооптиці.

PACS number(s): 75.10-b; 75.30 Ds

Параметричні ефекти у кристалооптиці давно цікавлять теоретиків і практиків [1–5]. Найбільш вагомими тут є результати, що стосуються нових зв'язків між зовнішніми впливами та реакцією середовища — електрооптичний, п'єзооптичний, електрогіраційний або "перехресні" (магнетоелектричний) ефекти [5]. Визначальну роль у цих дослідженнях відіграли симетричний аналіз явищ та прецизійні експерименти. Триває пошук матеріялів з високими коефіцієнтами зв'язку між змінними характеристик матеріялу і зовнішніми полями, обстежені високі вимоги щодо вартости, технологічности і стійкости матеріялів.

Ми розглянемо деякі нові можливості підвищення ефективности параметричних взаємодій на кристалах з інверсією знака двозаломлення Δn_i (ІЗД) [6], а також можливі нові фізичні аспекти явища, що супроводжує (або зумовлює) ІЗД. Отримані закономірності широко використовують для модуляції світла, на них ґрунтується акустооптика, оптоакустика та ін.

Сьогодні виявлено і досліджено десятки кристалів з ІЗД, у багатьох з них визначено температурно–спектральні діяграми ІЗД, тобто сукупності температурних і спектральних точок, для яких $\Delta n_i = 0$. Це точки, у яких симетрія оптичної індикатриси стає вищою, ніж це можна очікувати на підставі принципу Ноймана. Такі діяграми сьогодні охоплюють область температур від 4.2 до 800 K та область спектра 250–1200 нм, їх було запропоновано використовувати як реперні температурні точки або давачі тиску [6, 7]. Дослідження стабільности таких діяграм дало змогу визначити їхні певні зміщення під впливом зовнішніх полів, жорсткої радіяції, термообробки і низькотемпературного старіння матеріялу [8]. У цьому випадку досліджувані матеріяли можна було розділити на дві групи — зі слабкою і порівняно сильною залежністю спектрального положення λ_0 точки ІЗД від зовнішнього впливу. Слабка залежність λ_0 від зовнішнього впливу є корисною характеристикою матеріялу для забезпечення стабільности точки ІЗД як реперної температурної точки, а сильну можна використати для індикації певного параметра — електричного поля, механічного тиску чи температури зі змінами λ.

Розглянемо феноменологічний опис баричного приросту двозаломлення для конкретного кристала з ІЗД.

Нехай точковій симетрії кристала поблизу точки ІЗД відповідає матриця п'єзооптичних коефіцієнтів π_{ijkl}, яка, крім головних компонент $\pi_{ijkl}(i,\ k,\ l = 1,2,3)$, має хоча б одну обертову $\pi_{ijkk}(i \neq j,\ k = 1,2,3)$ або обертово–зсувну $\pi_{ijkl}(i \neq j,\ k \neq l = 1,2,3)$. Тоді барична змінна поляризаційних констант $a_{ij} = \varepsilon_{ij}^{-1}$, які описують оптичну індикатрису $a_{ij}x_ix_j = 1$, матиме вигляд

$$\begin{cases} \Delta a_{ii} = a_{ii} - a_{ii}^0 = \pi_{iikk}\sigma_{kk} \\ \Delta a_{ij} = a_{ij} - a_{ij}^0 = \pi_{ijkk}\sigma_{kk} \\ \Delta a_{ij} = a_{ij} - a_{ij}^0 = \pi_{ijkl}\sigma_{kl}, \end{cases} \quad (1)$$

де $\sqrt{\varepsilon_{ii}} = n_i$ — показник заломлення для коливань електричного вектора світлової хвилі вздовж осі i; σ — механічні напруги, індекс 0 при a_{ij} означає початкове значення поляризаційної константи.

Вирази для головних осей A_1 та A_2 нової квадратичної форми напруженого кристала матимуть вигляд

$$A_{1,2} = \frac{1}{2}(a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}^2}) \quad (2)$$

і двозаломлення для пучка променів, що поширюються вздовж осі 3, індуковане напругою σ_i, визначатиметься співвідношенням

$$\Delta n_3 = \Delta n_3^0 + n^3/2(\pi_{1i} - \pi_{2i})\sigma_i \tag{3}$$
$$+ \frac{n^6 \pi_{6i} \sigma_i^2}{2\Delta n_3^0 + n^3/2(\pi_{1i} - \pi_{2i})\sigma_i} = \Delta n_3^0 + a\sigma + \frac{b\sigma^2}{2\Delta n_0 + a\sigma},$$

де $i = 11, 22, 33, 23, 13, 12$, $1 \to 11$, $2 \to 22$; зміст a та b очевидний. Аналогічні вирази легко записати для Δn_1 та Δn_2, інших напруг та інших параметричних ефектів.

При температурах або довжинах хвиль, відмінних від характерних для точки ІЗД даного напруженого кристала, $\Delta n_3^0 \neq 0$. Тоді у (3) зберігаються перші два доданки. У точці ІЗД $\Delta n_3^0 = 0$ вираз для Δn міститиме два останні практично рівноцінні члени, принаймні як члени одного порядку за σ_i. У цьому випадку останній доданок має особливо велике значення при $\pi_{6i} > 1$ або при $(\pi_{i1} - \pi_{i2}) \leq 1$ (звичайно, можуть бути інші компоненти тензора, що посідають відповідне місце у (3)). Якщо припустити, що всі коефіцієнти π_{ijkl} приблизно однакові, то для $\sigma \sim 100$ бар останній доданок у (3) при $\Delta n_3^0 = 0$ буде вже досить великим ($10^{-12} \cdot 10^7 \sim 10^{-5}$). Його значення буде залежати також від знака актуальних компонент π_{ijkl}. Зі збільшенням навантаження σ_i (якщо $(\Delta n_3^0)' \neq 0$) внесок другого члена зменшується. При $(\Delta n_3^0)' = 10^{-4}$ останнім доданком у (3) можна нехтувати. Нелінійні частини співвідношень (3) та (4) графічно зображені на рис. 1, де вихідне значення двозаломлення Δn_0 описане в одиницях $a\sigma$. З рис. 1 видно, як різко змінюється індуковане двозаломлення при $\Delta n_0 < a\sigma$ і стає менш чутливим до змін Δn_0 при $\Delta n_0 > a\sigma$. Верхня і нижня частини рис. 1 відповідають однаковому та різним знакам вихідного (Δn_0) та індукованого двозаломлень ($a\sigma$).

Цей факт можна використати для отримання високих значень індукованого двозаломлення: потрібно задати температуру і довжину світлової хвилі, які відповідають інверсії знака двозаломлення. Зміну одного з показників заломлення n під впливом зусилля σ_1 описує вираз

$$\sigma n_1 = \frac{n^3 \pi_{11} \sigma_1}{2} + \frac{2n^6 \pi_{61}^2 \sigma_1^2}{2\Delta n_3^0 + n^3(\pi_{11} - \pi_{21})\sigma_1}. \tag{4}$$

Вона теж буде максимальною в точці ІЗД.

Описані прирости Δn_1 можна використати в акустичних (АО) пристроях, що розширить коло практично цікавих АО матеріялів, зменшить оптимальні акустичні потужності, потрібні для отримання певного дифракційного ефекту. Сказане стає зрозумілим з виразу для одного з важливих коефіцієнтів АО якости матеріялу M_2, який визначає інтенсивність дифрагованого пучка першого порядку I_1 [10]:

$$I_1 = I_0 sin^2 \frac{\pi\sqrt{PakLM_2/2H}}{\lambda_0 cos\Theta_{\text{Б}}}, \tag{5}$$

де коефіцієнт $M_2 = n^6 p^2/\rho v^3$ безпосередньо пов'язаний з індукованою зміною показника заломлення. Тут P_{ak} — збуджувальна густина акустичної потужности; L — ширина, H — висота звукопроводу, λ_0 — довжина використовуваної світлової хвилі у вакуумі, $\Theta_{\text{Б}}$ — кут Бреґґа, n — показник заломлення матеріялу звукопроводу, ρ — його густина, v — швидкість поширення звуку, p — пружнооптичний коефіцієнт. Визначаючи Δa_{ij} через деформацію зв'язку S_{kl}, отримуємо, аналогічно до (1), $\Delta a_{ij} = p_{ijkl} S_{kl}$ і остаточно визначаємо

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho v^3} = \frac{4(\delta n)^2}{S^2 \rho v^3}. \tag{6}$$

Формули (3) та (4) корисно аналізувати для поздовжніх і поперечних напруг (хвиль) окремо. У першому випадку завжди є другий доданок і додатковий ефект, пов'язаний з членами типу π_{kl} ($k = 4{,}5{,}6$). У другому випадку матриця π_{ijkl} часто не має компонента типу π_{ki} ($k = 1{,}2{,}3$ $i = 4{,}5{,}6$), внаслідок чого зникає другий доданок та збільшується третій. Напруги зсуву в акустооптиці (поперечні хвилі) є важливими, оскільки їм відповідають низька швидкість звуку v (і збільшення M_2), малі довжини хвиль на низьких частотах та можливість реалізації анізотропної дифракції, на нашому прикладі знаходять ще одну позитивну особливість.

Наведені міркування експериментально пояснюють результати, отримані на кристалах $LiKSO_4$ [8, 9].

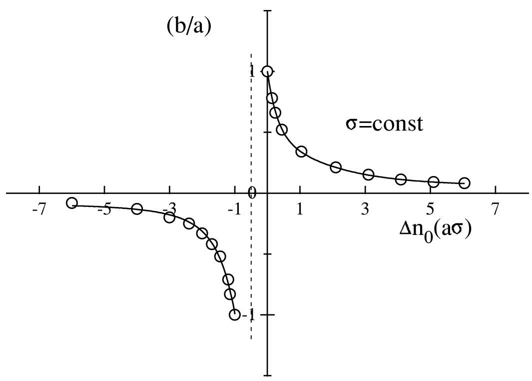

Рис. 1.

Вимірювання температурних (77–300 K) і спектральних (300–700 нм) залежностей комбінованих п'єзооптичних констант $\pi_{13}^0(\lambda_0, T)$ і $\pi_{12}^0(\lambda_1, T)$ виявило перетин їхніх дисперсійних кривих. Причому температурний хід перетину $|\pi_{12}^0(\lambda)|$ і $|\pi_{13}^0(\lambda)|$ практично відтворює температурний хід ізотропної точки кристала [7] в межах точности вимірювань π_{im}^0. Досліджені п'єзооптичні константи π_{12}^0 і π_{13}^0 з урахуванням симетрії тензора п'єзооптичних констант точкової групи симетрії можна записати у вигляді

$$\pi_{13}^0 = \pi_{23}n_1^3 - \pi_{33}n_3^3 = \pi_{13}n_1^3 - \pi_{33}n_3^3,$$
$$\pi_{12}^0 = \pi_{22}n_2^3 - \pi_{32}n_3^3 = \pi_{11}n_1^3 - \pi_{31}n_3^3. \quad (7)$$

Зваживши, що в температурно–спектральному діяпазоні існування ІЗД $n_1 = n_2 = n_3$, отримаємо

$$\pi_{13}^0 = (\pi_{13} - \pi_{33})n_1^3 \ \text{ і } \ \pi_{12}^0 = (\pi_{11} - \pi_{31})n_1^3,$$
або (8)
$$\pi_{13}^0 = (\pi_{12} - \pi_{11})n_1^3 \ \text{ і } \ \pi_{12}^0 = (\pi_{11} - \pi_{12})n_1^3,$$

тобто $\pi_{13}^0 = -\pi_{12}^0$, що виявлено в нашому експерименті.

Якщо прикладання напруг σ_1 веде до змін двозаломлення або показника заломлення відповідно до (3) та (4), то при $\Delta\pi_3^0 = 0$ очікують скінченних змін $\Delta\pi_3$ та δn_1. Якщо коефіцієнти будуть однакові ($\pi_{1i} = \pi_{2i}$), то прирости матимуть неприродно велике значення, яке може "усунути" припущення, що в точці ІЗД рівність $\pi_{1i} = \pi_{2i}$ порушується або що $\pi_{6i} \to 0$. В обох випадках йдеться про збільшення симетрії тензора π_{ijkl} в точці ІЗД (або зменшення його анізотропії).

Якщо ж використовувати напругу зсуву $\sigma_4, \sigma_5, \sigma_6$, то у більшості випадків останній член формул (3) та (4) матиме у знаменнику лише один доданок Δn_3^0, і в точці ІЗД компонента типу π_{6i} повинна прямувати до нуля, тобто зі зростанням симетрії тензора діелектричної проникності в точці ІЗД зміняться числові значення компонент тензора п'єзооптичних (очевидно, і електрооптичних) коефіцієнтів. Експериментально таку ситуацію спостерігали на кристалах $LiKSO_4$.

Отже, як свідчать експерименти, в точці інверсії знака двозаломлення кристали повинні мати високі п'єзооптичні коефіцієнти, особливо у випадку слабких полів, що може мати практичне значення. У точці ІЗД очікують суттєвого збільшення чутливости параметричних ефектів.

Робота частково фінансована з проекту ДКНТ.

[1] А. С. Сонин, А. С. Василевская, *Электрооптические кристаллы* (Атомиздат, Москва, 1971)

[2] Б. Н. Гриб, И. И. Кандиленко, П. А. Коротков, Ю. П. Цященко, *Электрооптические дефлекторы света* (Техніка, Київ, 1980).

[3] Т. Нарасимхамурти, *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1984).

[4] А. И. Ванюрихин, В. П. Черчановская, *Оптико–элетронные поляризационные устройства* (Техніка, Київ, 1984).

[5] О. Г. Влох, *Явление пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике* (Вища школа, Львів, 1984).

[6] М. О. Романюк, Вісн. Львів. ун-ту, сер. фіз. **25**, 167 (1992).

[7] М. О. Романюк, *Температурно–спектральні діяграми інверсії двозаломлення та їх можливі застосування*, Фіз збірник НТШ, **1**, 291 (1993).

[8] М. О. Романюк, В. Й. Стадник, Р. С. Брезвін, Укр. фіз. журн. **40**, 1068 (1995).

[9] В. Й. Стадник, М. О. Романюк, Р. С. Брезвін, Опт. спектроскоп. **79**, 942 (1995).

[10] В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков, Радио и связь 279 (1985).

ABOUT PARAMETRIC EFECTS IN CRYSTALS WITH THE BIREFRINGENCE SIGN INVERSION

M. O. Romanjuk, M. M. Romanjuk*, V. J. Stadnyk
Ivan Franko Lviv State University, 8 Kyrylo and Mefodij Str., Lviv, UA–290005, Ukraine
**State University "Lviv Politechnika", 12 Bandera Str., Lviv, UA–290062, Ukraine*

Using a phenomenological description of the piezooptic effect in crystals with the birefringence sign inversion (BST) an increase of piezooptic constants in the region of BSI is shown. The behaviour of piezooptic constants of $LiKSO_4$ crystals was analyzed. A rise of symmetry of piezooptic constants tensor in the region of BST was observed. The present effect will be used in practice, the analogous regularities taking place for other parametric effects.