ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 7, № 4 (2003) с. 449–455

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 7, No. 4 (2003) p. 449–455

П'ЄЗООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПОЛІДОМЕННИХ КРИСТАЛІВ KDP

М. О. Романюк[1], В. Й. Стадник[1], М. М. Романюк[2]

[1]*Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра експериментальної фізики, вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна*

[2]*Національний університет "Львівська політехніка" вул. С. Бандери, 12, Львів, 79013, Україна*

(Отримано 7 квітня 2003 р.)

На прикладі кристалів KH_2PO_4 проаналізовано залежність барично індукованої різниці ходу від двійникової будови зразка, показана необхідність врахування баричних змін геометричних розмірів доменів. Установлено, що знаки баричних змін показників заломлення пропорційні до зміни густини частинок зразка, баричні зміщення температури фазового переходу лінійно залежать від величини, а їх знак — від напряму одновісного стиску зразка. Робота ілюструє особливості досліджень полідоменних кристалів і характер отримуваних результатів залежно від двійникової будови зразка, показує, що за змінами різниці ходу уніполярних зразків можна судити про напрям баричного зміщення температури фазового переходу та розраховувати співвідношення компонент двійників. Абсолютні вимірювання констант слід проводити на монодоменних ділянках зразка або додатково встановити співвідношення площ чи розмірів компонент двійників уздовж ходу променя.

Ключові слова: домени, показники заломлення, двопроменезаломлення, одновісний тиск, сеґнетоелектрики.

PACS number(s): 78.20 Hp

ВСТУП

Вплив зовнішніх полів на оптичні характеристики матеріялів давно вивчається та використовується для керування світловими потоками та для створення датчиків відповідних полів [1–5].

Останнім часом поновлюється увага дослідників до вивчення зовнішніх впливів на фізичні властивості фероїків, зокрема одновісних тисків на властивості кристалів групи KH_2PO_4 (KDP) та сеґнетової солі $KN_aC_aH_4O_6{\cdot}4H_2O$ (СС) [6–11].

Урахування деформацій, спряжених зі спонтанною поляризацією, дало змогу суттєво поліпшити опис діелектричних, п'єзоелектричних та пружних властивостей кристалів групи KDP та СС [6,9], що, своєю чергою, стимулює вивчення їх доменної структури і її впливу на структурно-чутливі властивості матеріялів. Серед численних методів дослідження доменної структури оптичні методи є достатньо ефективними за простотою, доступністю, роздільною здатністю і за можливістю візуалізації доменів за їх динамікою [10].

Методики визначення коефіцієнтів різних параметричних ефектів у нелінійних монокристалах добре відомі [1–4], але час до часу пропонуються певні удосконалення, які підвищують точність або зручність вимірювань. Ці методики практично без змін застосовують і при вивченні полідоменних кристалів. У ряді випадків таке застосування є цілком прийнятним, хоч про це спеціяльно і не говориться, однак відомі й інші приклади. Зокрема у кристалах KDP зустрічаємось зі складнішою ситуацією, хоч також з багатьох поглядів сприятливою. Тут, як відомо [3], домени антипаралельні, а осі X та Y їх оптичних індикатрис взаємно перпендикулярні (повернені на 90° навколо напрямку спонтанної поляризації Z), так що за погасанням вони оптично не розрізняються, але їх можна виявити за допомогою певних компенсаторів. У парафазі ($T > 121\,\mathrm{K}$) кристали KDP є оптично одновісними, у полярній фазі — двовісними з показниками заломлення $n_{x,y} = n_0 \pm \delta n_0$, $n_z = n_e$, де n_0 та n_e — показники заломлення в парафазі, $\delta n_0 = -1/2 n_0^3 \pi_{66} \sigma_6$, π_{66} — п'єзооптичний коефіцієнт, σ_6 — напруга зсуву у площині XY навколо осі Z.

Спонтанна поляризація P_z кристалів KDP супроводжується малою деформацією зсуву в площині XY (кут $\sim 3'$), стала ґратки a при охолодженні в сеґнетофазі зменшується, сталі b та c зростають [3]. Якщо прийняти систему координат, пов'язану з площинами симетрії вихідної фази $\overline{4}2m$ і орієнтовану вздовж діягоналей утвореного паралелограма (майже ромба), то величину P_z можна пов'язувати з розмірами цих діягоналей (зі збільшенням P_z росте відмінність їх довжин).

У цій статті розглянуто особливості вимірювання різниць ходу (або двопроменезаломлення) полідоменних кристалів KDP, їх температурні й баричні зміни та наведено співвідношення, які враховують вплив двійникової будови на результати вимірювань.

Вимірювання виконані спектральним методом реєстрації екстремумів інтерференції поляризованих променів, що пройшли через досліджуваний кристал.

I. ЗНАКИ БАРИЧНИХ ЗМІН ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ KDP

На основі викладеного можна робити певні припущення про баричні зміни показників заломлення кристалів KDP. Дійсно, виходячи з формули Зельмаєра для частотної залежности показників заломлення (позначення стандартні)

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2 f}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad (1)$$

бачимо, що оскільки густина частинок зразка збільшуватиметься вздовж осі тиску, то в цьому напрямі повинні б рости і показники заломлення ($\Delta n \sim \Delta N$); баричних змін інших параметрів (1) не враховуємо.

На рис. 1 показана схема очікуваних знаків баричних приростів сталої ґратки та показників заломлення.

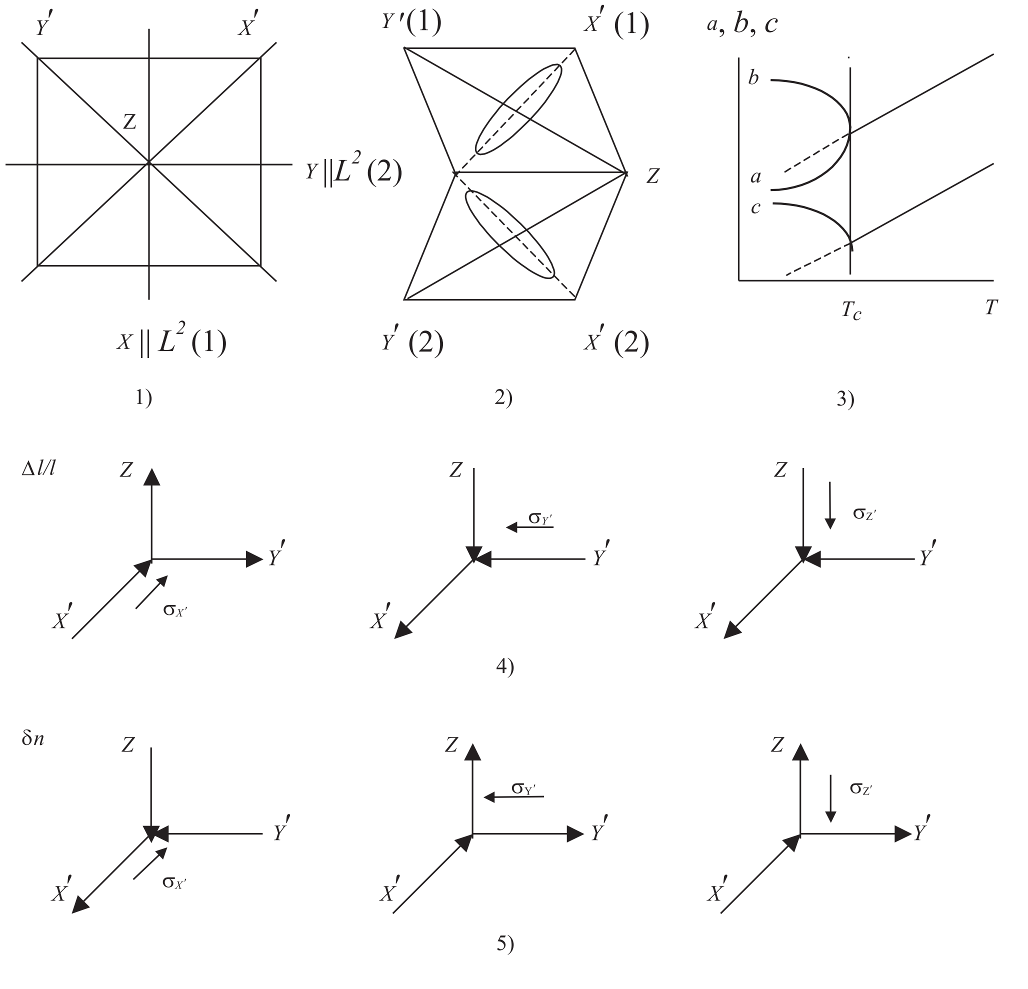

Рис. 1. Елементи симетрії та кристалофізичні осі параелектричної (1) та полярної фаз (2) кристалів KDP; температурні (3) зміни параметрів ґратки KDP при ФП та баричні зміни сталих ґратки $\Delta l_i/l_i$ (4) і показників заломлення δn (5) у полярній фазі (схема).

З рисунка видно, що осі X' для доменів одного знака збігаються з осями Y' — для доменів протилежного знака, так що під впливом цього тиску (наприклад $\sigma_{X'}$) для доменів одного знака домени протилежного знака деформуються так, ніби до них прикладена напруга $\sigma_{Y'}$. Враховано і ту обставину, що стиск зразка веде до зменшення його розмірів уздовж осі стиску, а також до зменшення або росту розмірів у перпендикулярній площині (через коефіцієнт Пуассона, див. також рис. 1). Ріст P_z відповідає ростові різниці довжин діягоналей паралелограма у площині $X'Y'$ та росту розмірів уздовж осі Z, як це випливає з температурних змін сталих ґратки (рис. 1(3)). У KDP можливими є дві групи доменів, стінки яких орієнтовані паралельно до осей X та Y парафази, а осі оптичної індикатриси сусідніх компонент двійника I і II $n_{x'}$ та $n_{y'}$ повернуті навколо осі Z на 90°, так що $n_{x'}$ (I) $\|$ $n_{y'}$ (II) (рис. 2). Зауважимо, що елементами двійникування в KDP є осі L^2, які визначають прямолінійність та орієнтацію доменних стінок і характер розбиття кристала на окремі домени (блоки).

Розгляньмо дію окремих тисків. Напруга σ'_X збільшує деформацію зсуву у площині $X'Y'$, а отже, і спонтанну поляризацію, тобто видовження по осі Z, як це відповідає температурним змінам сталих ґратки (рис. 1(3)) в околі ФП. Дія тиску σ'_Y зменшує деформацію зсуву у площині $X'Y'$, а, відповідно, і спонтанну поляризацію, тобто зменшує деформацію по осі Z. Тиск σ'_Z зменшує розміри по осі Z (одночасно і P_c), а це мало б зменьшувати деформацію зсуву у площині $X'Y'$ (ріст уздовж X' та зменшення вздовж осі Y').

Відповідно до цього на рис. 1(5) показані очікувані знаки баричних змін показників заломлення.

II. БАРИЧНІ ЗМІНИ ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ ТА РІЗНИЦЬ ХОДУ КРИСТАЛІВ KDP

Виходячи з очікуваних змін показників заломлення, розгляньмо вислідне двопроменезаломлення для дії сил уздовж осей X', Y' та для відповідних напрямків поширення світла. Для прикладу, стиску σ'_Y відповідатимуть такі два легко вимірювані значення двопроменезаломлення:

$$\begin{aligned} \Delta n_{x'} &= n_{y'} - n_{z'} = (n_0 - \delta n_0 + \Delta n_0) - (n_e - \delta n_e + \Delta n_e) = (n_0 - n_e) - (\delta n_0 - \delta n_e) - n^3/2(\pi_{22} - \pi_{32})\sigma_{y'}, \\ \Delta n_{z'} &= n_{x'} - n_{y'} = (n_0 - \delta n_0 + \Delta n_{x'}) - (n_e - \delta n_e + \Delta n_{y'}) = (n_0 - n_e) - (\delta n_0 - \delta n_e) - n^3/2(\pi_{12} - \pi_{22})\sigma_{y'}. \end{aligned} \tag{2}$$

Перший доданок $(n_0 - n_e)$ означає двопроменезаломлення в парафазі, другий — температурні (спонтанні) зміни двопроменезаломлення при переході в полярну фазу, останній — баричні (чи подібно інші польові) зміни Δn.

Ці дані стосуються доменів однієї поляризації, що займають у полі світлового пучка площу S_1, а світло проходить паралельно до доменних стінок, тобто кожен промінь, що пронизує площадку S_1, на шляху у кристалі проходить лише через один домен. Аналогічні співвідношення можна записати і для другої групи доменів з площею S_2, осі оптичної індикатриси яких повернені на 90° щодо осей першої групи доменів. Якщо промінь на своєму шляху у кристалі зустрічає домени різних знаків, то слід розглядати кінцеві різниці ходу Δ, які описуються виразами:

$$\begin{aligned} \Delta_{x'} &= d_{1x'}(n_3 - n_2) + d_{2x'}(n_3 - n_1) = (d_{2x'} + d_{1x'})n_3 - (d_{1x'}n_2 + d_{2x'}n_1), \\ \Delta_{y'} &= d_{1y'}(n_3 - n_2) + d_{2y'}(n_3 - n_1) = (d_{2y'} + d_{1y'})n_3 - (d_{1y'}n_2 + d_{2y'}n_1), \\ \Delta_{z'} &= d_{1z'}(n_2 - n_1) + d_{2z'}(n_1 - n_2) = (d_{2z'} - d_{1z'})(n_1 - n_2), \end{aligned} \tag{3}$$

де $d_{1x'}$, $d_{2x'}$, $d_{1y'}$, $d_{2y'}$, $d_{1z'}$ та $d_{2z'}$ — розміри першого і другого доменів за ходом променя уздовж осей X', Y' або Z', n_i — головні показники заломлення.

Вважається, що використано напруги σ, нижчі за коерцитивні, при яких ще не рухаються домени. Для кристалів KDP це напруги ~ 200 бар. При одновісних стисках підвищення напруг веде до розтріскування кристалічного зразка. Ці вирази не враховують баричної і температурної залежности розмірів зразка та не розшифровують польових залежностей n_i. З наведених виразів видно, що в полідоменних зразках стиск по головних осях X', Y', Z' приводить до появи кінцевої різниці ходу, залежної від розмірів доменів.

Оскільки розміри доменів можуть мінятись у межах робочого світлового пучка, то для опису пропускання поляризаційної системи слід розглядати залежности типу

$$I = I_0 \int \sin^2 \frac{\pi \delta n_i}{\lambda}(d_i - x_i)\, dx_i, \tag{4}$$

які при лінійних границях доменів (відсутні клиноподібні їх вершини, розглядаються задані симетрією кристала осьові або дзеркальні двійники) приводять до однакової густини екстремумів з тією, що при $d = \text{const}$ ($\int \sin^2 x\, dx \sim A + \sin 2x$), а також до появи певного фону, внаслідок чого мінімуми не є абсолютними. Зрозуміло, що для вимірювань слід вибирати зразки з великими доменами, які пронизують зразок наскрізь, тоді хоч одна складова d_{1z} збігається з вимірюваною товщиною зразка, а ширини доменів визначатимуть їх розміри у площині зразка. Усі ці величини можна міряти, і тоді експеримент дасть реальні характеристики матеріялу, а не тільки ефективні, інтеґральні характеристики зразка. Якщо ж зразок має складну клиноподібну доменну структуру, то для отримання фізичних характеристик матеріялу він не годиться, як і неоднорідний препарат будь-якої іншої природи. Якщо припустити, що домени вздовж осі Z проходять зразок наскрізь, то при дослідженні спонтанного двопроменезаломлення їх площі не мають значення, оскільки за двопроменезаломленням вони різняться лише знаком, який не впливає на пропускання поляризаційної системи ($\sim \sin^2(\varphi/2)$). Однак при вивченні п'єзооптичних змін Δn_z і для цього випадку слід знати співвідношення площ освітленої частини доменів. Для баричних змін різниць ходу тоді отримуємо такі співвідношення:

$$\begin{aligned}
\Delta_{x'}(\sigma_{y'}) &= n^3/2 \cdot (\pi_{22} - \pi_{32}) d_{1x'} \sigma_{y'} + n^3/2 (\pi_{11} - \pi_{31}) d_{2x'} \sigma_{y'},\\
\Delta_{x'}(\sigma_{z'}) &= n^3/2 \cdot (\pi_{23} - \pi_{33}) d_{1x} \sigma_{z'} + n^3/2 (\pi_{13} - \pi_{33}) d_{2x'} \sigma_{z'},\\
\Delta_{y'}(\sigma_{x'}) &= n^3/2 \cdot (\pi_{11} - \pi_{31}) d_{y'} \sigma_{x'} + n^3/2 (\pi_{12} - \pi_{32}) d_{2y'} \sigma_{x'},\\
\Delta_{y'}(\sigma_{z'}) &= n^3/2 \cdot (\pi_{13} - \pi_{33}) d_{1y} \sigma_{z'} + n^3/2 (\pi_{23} - \pi_{33}) d_{2y'} \sigma_{z'},\\
\Delta_{z'}(\sigma_{x'}) &= n^3/2 \cdot (\pi_{11} - \pi_{21}) d_{1z} \sigma_{x'} + n^3/2 (\pi_{12} - \pi_{22}) d_{2z'} \sigma_{x'},\\
\Delta_{z'}(\sigma_{y'}) &= n^3/2 \cdot (\pi_{22} - \pi_{32}) d_{1x'} \sigma_{y'} + n^3/2 (\pi_{11} - \pi_{31}) d_{2x'} \sigma_{y'}.
\end{aligned} \tag{5}$$

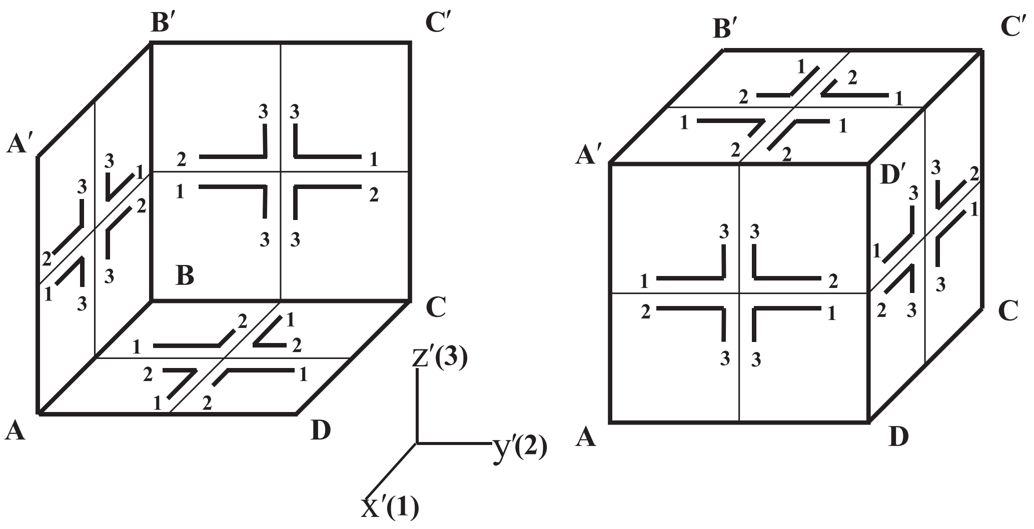

Рис. 2. Можлива двійникова будова призми $ABCDA'B'C'D'$ з кристала KDP (схема): 1, 2 та 3 — визначають величину і напрям осей оптичної індикатриси $n_{x'}$, $n_{y'}$,$n_{z'}$ окремих доменів.

На жаль, і ці умови не є остаточними. Аналіз числових характеристик пружности приводить до необхідности врахування баричних змін розмірів зразка, оскільки складові співвідношення

$$\frac{\partial \Delta_i}{\partial \sigma_j} = \frac{\partial (d_i \delta n_i)}{\partial \sigma_j} = d_i \frac{\partial \delta n_i}{\partial \sigma_j} + \delta n_i \frac{\partial d_i}{\partial \sigma_j} \tag{6}$$

є величинами одного порядку ($1 \cdot 10^{-7}$).

Для осі X кристалів KDP, що мають двопроменезаломлення $4 \cdot 10^{-2}$, перший доданок більший за другий у 5 разів. Коли проявляються коефіцієнти Пуассона, які менші від одиниці, вплив другого доданка зменшується, а загалом повинні бути враховані обидва доданки, які часто різняться також знаками (див. рис. 1).

У випадку одновісних тисків експеримент ставлять так, що можуть бути враховані лише механічні деформації, опис коефіцієнтами Пуассона, що дещо зменшує внесок другого доданка (6), а для кристалів з малим двопроменезаломленням ($\Delta n \sim 10^{-3}$) цим доданком можна нехтувати.

III. ОБГОВОРЕННЯ І ВИСНОВКИ

Які ж висновки можна зробити, виходячи з досліджень баричних змін різниці ходу $\Delta = d\delta n$ полідоменних зразків типу KDP.

1. Передусім — пояснити експериментально отримуване спонтанне двопроменезаломлення (по суті різницю ходу), що виникає на ненапруженому зразку. Такі залежності повинні йти симетрично стосовно лінії $\Delta n(T)$ у парафазі (див., напр. [3]). Їх несиметричність або однаковий знак свідчать про відзначену вже уніполярність зразка.

2. Можна пояснити баричні зміщення температури ФП при одновісному стиску та їх відмінності від аналогічного зміщення при гідростатичному стиску зразка.

Дійсно, якщо індуковану різницю ходу пов'язувати зі зміною спонтанної поляризації, то ріст P_c вестиме до підвищення температури ФП, а зменшення P_c — до зниження T_c.

Виходячи з (5), можна очікувати різних за величиною і за знаком зміщень T_c при дії різних за напрямом одновісних тисків, так що індуковану різницю ходу (і поляризацію) "компенсуємо" зміною температури зразка. Відповідні вимірювання тут зводяться до реєстрації змін температури, при яких різниця ходу прийме вихідне (існуюче до навантаження при ФП) значення. Цей же результат можна б отримати на базі фіксації низки температурних і баричних змін двопроменезаломлення та формули, отриманої шляхом диференціювання неявної функції $\delta\Delta n$ або $\delta(\Delta n \cdot d)$:

$$\partial T_c/\partial\sigma = -\partial\delta n/\partial\sigma/\partial\delta n/\partial T. \tag{7}$$

Треба мати на увазі, що в полідоменних зразках може відбуватися компенсація різниць ходу, створюваних окремими антипаралельними доменами на шляху променя, і приводити до неправильних числових значень $\partial T_c/\partial\sigma$. Зокрема при повній компенсації різниці ходу може скластись ілюзія відсутности баричного зміщення температури ФП.

Різні знаки баричного зміщення ФП при різних напрямах стиску зразка дійсно спостерігаються, що, загалом, очевидно, бо в цих випадках ніби маємо справу із кристалами різної симетрії. Експеримент у цьому плані дає результати, наведені в таблицях 1 і 2.

$i,\ m$	X'	Y'	Z'
X'		–5.6	5.3
Y'	–9.6		4.8
Z'	3.0	–2.2	

Таблиця 1. Баричні зміни двопроменезаломлення кристалів KDP, $d\Delta n_i/d\sigma_m \cdot 10^{-7}$, бар$^{-1}$ (де $i, m = X', Y', Z'$).

$i,\ m$	X'	Y'	Z'
X'		–0.48	–1.17
Y'	–1.9		–4.7
Z'	0.8	0.68	

Таблиця 2. Температурні зміни двопроменезаломлення кристалів KDP, $d\Delta n_i/dT \cdot 10^{-5}$ K^{-1} для різних напрямів тиску $\sigma_m = 200$ бар ($i, m = X', Y', Z'$).

На основі цих даних для баричних зміщень точки фазового переходу отримуємо такі числа: $dT_c/d\sigma = -0.007, 0.008, -0.003$ К/бар відповідно для σ'_X, σ'_Y, σ'_Z (рис. 3). Порівняння отриманих і розрахованих за формулою (7) значень $dT_c/d\sigma$ показує хороший збіг в межах похибки експерименту.

Це тим більше добре, бо відповідні похідні в околі ФП змінюються нелінійно, а підійти впритул до точки ФП практично неможливо, і розрахунки виконуються на основі даних, отриманих при температурах, що не збігаються з температурою ФП.

3. Як виглядатимуть з цього погляду зміщення ФП при гідростатичному тиску, можна судити за відповідними змінами різниць ходу, які визначаються такими виразами (без урахування баричних змін розмірів зразків знаки доданків у круглих дужках встановлюємо з рис. 3):

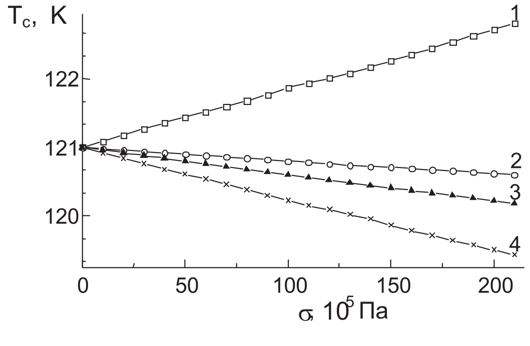

Рис. 3. Баричні зміни точки фазового переходу кристала KDP: 1 — σ_Y; 3 — σ_X; 4 — σ_Z; 2 — сумарний "усереднений" тиск [6].

$$\delta\Delta_{x'} = n^3/2\left\{[d_x(\pi_{33} + \pi_{32} - \pi_{31}) + (\pi_{21} + \pi_{23} + \pi_{12})] + d_{1x}\left[(\pi_{11} + \pi_{21} + \pi_{31}) - (\pi_{11} + \pi_{21} + \pi_{23})\right]\right\}$$

$$\times\ \sigma_{\text{гідро}} = d_x \partial\Delta_{x'}/\partial T\cdot\Delta T,$$

$$\delta\Delta_{y'} = n^3/2\,\{[d_y(-\pi_{21}+\pi_{22}+\pi_{23}) - (\pi_{21}+\pi_{32}+\pi_{33})] + d_{1y}\,[(\pi_{11}+\pi_{21}+\pi_{31}) - (\pi_{12}+\pi_{22}+\pi_{23})]\} \tag{8}$$

$$\times\ \sigma_{\text{гідро}} = d_y \partial\Delta_{y'}/\partial T\cdot\Delta T,$$

$$\delta\Delta_{z'} = n^3/2\{[d_z(-\pi_{11}-\pi_{12}+\pi_{13}) - (\pi_{21}+\pi_{22}-\pi_{23})] + 2d_{1z}[\pi_{11}-\pi_{13}+\pi_{21}-\pi_{23})]\}\sigma_{\text{гідро}} = d_z\partial\Delta_{z'}/\partial T\cdot\Delta T.$$

Оскільки зміщення температури ФП не повинно залежати від напрямку просвічення зразка, тобто від назви вимірюваного двопроменезаломлення, то

$$(d_i\cdot\partial\Delta n_i/\partial\sigma + \Delta n_i\cdot\partial d_i/\partial\sigma)\sigma_{fjdkg} = \partial(\Delta n_{\text{i}}\cdot d_{\text{i}})/\partial T\cdot\Delta T_c. \tag{9}$$

Ці вирази можуть бути ще спрощені на основі тотожности $(\pi_{1i}+\pi_{2i}+\pi_{3i})$=0. З наведеного виразу бачимо, що всі головні індуковані різниці ходу залежать від двійникової будови (як і у випадку одновісних тисків), хоч при високих тисках може наступити монодоменізація і тоді d_{1i}=0. Залежно від вибраної для індикації ФП різниці ходу матимемо різні баричні швидкості зміни Δn і різні чутливості реєстрації, однак усі вони повинні "закінчуватись" в одній точці ФП, числове значення якої певною мірою визначатиметься чутливістю. При електричній індикації зміщень ФП, очевидно, використовують полярний зріз (для KDP — Z-зріз) зразка, так що про відміни чутливостей тут теж йтиметься.

4. Під впливом одновісного тиску показники заломлення кристалів KDP зростають уздовж осі тиску і зменшуються або зростають у перпендикулярній площині (останнє узгоджується з отриманими на експерименті приростами двопроменезаломлення), так що зміна густини частинок зразка є чинником, що визначає знак баричних змін показника заломлення n_i і дозволяє нехтувати внесками баричних змін ω_0 та f у показники заломлення.

5. Без повної монодоменізації фероїків на основі оптичних вимірювань можна судити про знак і величину баричного зміщення температури фазових переходів, вимірювати окремі п'єзооптичні коефіцієнти, знак баричних змін показників заломлення. Баричні зміни розмірів зразка $\partial d/\partial\sigma$ важливо враховувати на сильно оптично анізотропних кристалах ($\Delta n \geq 10^{-2}$).

6. За відомими показниками заломлення n_1, n_2, n_3 та виміряною різницею ходу можна розрахувати розміри двійників протилежного знака поляризації, розташованих за ходом променя.

7. Викладені міркування ілюструють можливі впливи двійникової будови кристалів на їх інтеґральні оптичні характеристики і пояснюють, як вони повинні бути враховані, якщо неможлива повна монодоменізація кристалів (наприклад, ніобат літію), при подачі прецизійних числових характеристик кристалів та при оцінці розкиду експериментальних результатів.

[1] Т. Нарасимхамурти, *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1984).
[2] М. О. Романюк, *Кристалооптика* (ІЗМН, Київ, 1997).
[3] Ф. Иона, Д. Ширане, *Сегнетоэлектрические кристаллы* (Мир, Москва, 1965).
[4] О. Г. Влох, *Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике* (Вища школа, Львов, 1984).
[5] *Акустические кристаллы*, под редакцией М. П. Шаскольской (Наука, Москва, 1982).
[6] I. V. Stasyuk, R. R. Levitskii, A. P. Moina, I. R. Zachek, A. S. Duda, M. O. Romanyuk, V. Y. Stadnyk, Ye. V. Shcherbina, J. Phys. Stud. **3**, 502 (1999).
[7] M. O. Romanyuk, V. Y. Stadnyk, Condens. Matter. Phys. (Lviv) **2**, 711 (1999).
[8] М. О. Романюк, Журн. фіз. досл. **4**, 327 (2000).
[9] R. R. Levitskii, I. R. Zachek, T. M. Verholyak, A. P. Moina, Phys. Rev. B **67**, 17412 (2003).
[10] M. O. Romanyuk, M. M. Romanyuk, Condens. Matter Phys. **4**, 751 (2002).
[11] В. И. Стадник, Н. А. Романюк, Р. Г. Червоный, Опт. спектроскоп. **84**, № 2, 317 (1998).

THE PIEZOOPTIC PROPERTIES OF KDP POLYDOMAIN CRYSTALS

M. O. Romanjuk[1], V. Yo. Stadnyk[1], M. M. Romanjuk[2]
[1] *Ivan Franko National University of Lviv, Department for Experimental Physics*
8 Kyryla i Mefodia Str., Lviv, UA–79005, Ukraine
[2] *National University "Lvivska Politekhnika"*
12 Bandera Str., Lviv, UA–79013, Ukraine

A dependence of barically induced optical path difference on the twinning structure of a sample is analyzed on the example of K_2HPO_4 crystals. A necessity for taking into account baric changes in the geometric domain dimensions is shown. It is revealed that the signs of the baric changes in refractive indices are proportional to the sample density, while the baric changes in the phase transitions temperature depends linearly on the uniaxial pressure value. The sign of the latter changes are determined by the uniaxial pressure direction. This study illustrates well peculiar features of studying the polydomain crystals. The character of the obtained results depends strongly upon the twinning structure of sample. We prove that the direction of the baric changes in the PT temperature can be derived and the relation between the twinning components along the Z-axis can be calculated. The absolute measurements of constants should be performed on single-domain regions of the sample, otherwise the relation between the twinning components along the light beam direction has to be previously determined.