

ПОКАЗНИКИ ЗАЛОМЛЕННЯ ОДНОВІСНО ЗАТИСНУТИХ КРИСТАЛІВ Rb_2ZnCl_4 В ОКОЛІ ФАЗОВИХ ПЕРЕХОДІВ

В. Ю. Курляк, В. Й. Стадник, В. Б. Стахура
Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Кирила і Мефодія, 8, м. Львів 79005, Україна,
e-mail: vasylstadnyk@ukr.net

(Отримано 20 жовтня 2014 р.; в остаточному вигляді — 08 червня 2015 р.)

Досліджено вплив одновісних напружень на температурні зміни показників заломлення n_i кристалів Rb_2ZnCl_4 . Установлено, що одновісні тиски не змінюють характеру кривих $n_i(T)$, а лише величини dn_i/dT . Виявлено, що фазовий перехід із несумірної в сумірну фазу супроводжується незначними стрибкоподібними змінами n_i та температурним гістерезисом ~ 3 К. Прикладання одновісних напружень зменшує величину гістерезису на $\Delta T = 0.2 \dots 0.4$ К. Розділено внески в температурні зміни показників заломлення від електрооптичного, пружнооптичного ефектів та параметра порядку. Оцінено критичний індекс $\beta = 0.31 \pm 0.02$, зміни якого незначні в умовах прикладання одновісних напружень σ_m .

Ключові слова: показники заломлення, одновісний тиск, фазові переходи, несумірна фаза.

PACS number(s): 78.20.Ci, 78.20.Fm, 71.20.Ps

I. ВСТУП

Кристали тетрахлорцинканату рубідію (ТХЦР) Rb_2ZnCl_4 — типові представники одновимірно модульованої несумірної структури типу A_2BX_4 . Вони зазнають стандартної для таких кристалів послідовності фазових переходів (ФП): параелектрична ($T_i = 302$ К) \rightarrow несумірна (НФ) ($T_c = 192$ К) \rightarrow сумірна сегнетоелектрична фази [1–3].

Високотемпературна фаза I кристала ТХЦР є параелектричною з просторовою групою $Pnam$ (mmm), $Z = 4$, подібно до кристалів групи K_2SeO_4 . Проміжна фаза II ($T_c < T < T_i$) несумірно модульована в a -напрямі з хвильовим вектором $q = (1 - \delta)\mathbf{a}^*/3$. Низькотемпературна фаза III ($Pna2_1$ ($mm2$), $q = \mathbf{a}^*/3$) є невласною сегнетоелектричною зі спонтанною поляризацією вздовж c -осі та потроєним параметром елементарної комірки вздовж псевдогексагональної a -осі. За температури 74 К кристал ТХЦР зазнає фазового перетворення в моноклінну структуру з просторовою групою $C1c1$, яка є подвоєною щодо структури $Pna2_1$ вздовж b - і c -осей і має 48 формульних одиниць [3, 4].

Несумірну фазу кристала ТХЦР досліджували методом дифракції електронів. Нижче T_i на дифракційній картині виникають додаткові розмиті плями, які відповідають появі в НФ кристала додаткової модуляції в a -напрямі [5, 6].

Раніше вимірювання температурних залежностей Δn_i кристала ТХЦР методом Сенармона для однієї довжини хвилі показали, що у вихідній фазі далеко від T_i є відхилення від лінійної залежності $\delta(\Delta n_i)$. ФП НФ-СФ супроводжується незначними стрибкоподібними змінами $\delta(\Delta n_i)$. Температурний гістерезис становив ~ 1 К [7–9]. Вивчення електрооптичного ефекту показало, що в НФ лінійного ефекту не спостерігають, оскільки макроскопічно вона залишається центросиметричною і її характеризують парним за полем електрооптичним ефектом [9, 10].

Незважаючи на значне зацікавлення, комплексно не досліджували рефрактивні параметри в температурному діапазоні, що включає ФП ПФ-НФ-СФ.

Тому метою цієї роботи є вивчити показники заломлення кристалів Rb_2ZnCl_4 у температурному діапазоні, що включає ФП ПФ-НФ-СФ, під впливом одновісного напруження вздовж головних кристалофізичних осей.

Раніше досліджували вплив одновісного напруження на спектральні й температурні залежності двоприменезаломлення Δn_i і n_i ізоморфного кристала K_2ZnCl_4 , і встановили їхню значну баричну чутливість [11–13].

II. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Кристали ТХЦР вирощено з водного розчину методом повільного охолодження. Вони мали вигляд ромбічних призм із великою кількістю граней.

Аналізували баричні зміни головних показників заломлення n_i кристалів ТХЦР за відомою методикою [14, 15] на основі розрахунку п'єзооптичних коефіцієнтів із використанням формули

$$n_i(T) = n_{i0}(T) - \frac{1}{2}\pi_{im}(T)\sigma_m n_{i0}^3(T), \quad (1)$$

де n_{i0} — показник заломлення механічно вільного кристала ТХЦР; π_{im} — п'єзооптичні коефіцієнти, які розраховано на основі раніше отриманих температурних залежностей двоприменезаломлення цього кристала під впливом одновісного напруження вздовж головних кристалофізичних напрямів.

Цей метод дає змогу проаналізувати поведінку усіх головних показників заломлення під впливом напружень уздовж різних кристалофізичних напрямів (особливо поведінку n_i під впливом σ_i). Відомий безпосередній інтерференційно-оптичний метод [16] дає змогу дослідити поведінку показників заломлення n_i під впливом напружень σ_m ($i \neq m$).

III. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

а) температурно-баричні залежності показників заломлення

На рис. 1 показано температурні залежності показників заломлення кристалів Rb_2ZnCl_4 при $\lambda = 500$ нм для різних напрямів одновісного стискування.

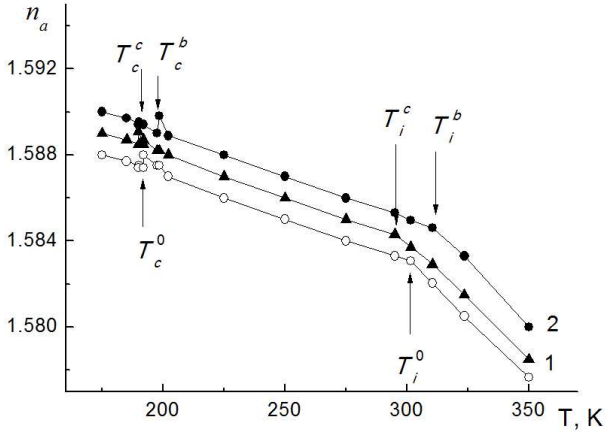


Рис. 1. Температурні зміни показників заломлення n_a кристалів Rb_2ZnCl_4 для $\lambda = 500$ нм та різних напрямів одновісного стискування: Світлі точки — механічно вільний кристал, темні точки — механічно затиснутий кристал; 1 — $\sigma_c = 200$ бар; 2 — $\sigma_b = 200$ бар (індекси біля температури: нижній — характер фазового переходу, верхній — напрям одновісного стискування).

Установлено, що одновісні тиски спричиняють зростання показників заломлення в середньому на $\partial n_i / \partial \sigma \approx 2 \cdot 10^{-6}$ бар $^{-1}$. Для кристалів ТХЦР характерною є нелінійна зміна $n_i(T)$ у СФ і НФ, тоді як у вихідній фазі ця зміна лінійна. Притому величина нелінійності зростає з підвищенням температури зразка і у НФ вона є більшою, ніж у СФ.

Фазовий перехід НФ–СФ за температури $T = 192$ К супроводжується незначними стрибкоподібними змінами n_i : $\delta n_a = 2.1 \cdot 10^{-4}$, $\delta n_b = 2.4 \cdot 10^{-4}$ і $\delta n_c = 1.9 \cdot 10^{-4}$. Одновісне стискування дещо зменшує величини цих стрибків: $\delta n_a = 1.9 \cdot 10^{-4}$ і $1.8 \cdot 10^{-4}$ для σ_b і $\sigma_c = 200$ бар відповідно; $\delta n_b = 2.1 \cdot 10^{-4}$ і $2.0 \cdot 10^{-4}$ для σ_a і $\sigma_c = 200$ бар відповідно; $\delta n_c = 1.8 \cdot 10^{-4}$ і $1.7 \cdot 10^{-4}$ для σ_a і $\sigma_b = 200$ бар відповідно.

У випадку нагрівання виявлено температурний гістерезис ФП ~ 3 К. Усі вимірювання проведено в режимі зниження температури на відпалених упродовж 8 годин зразках. Для щойно приготовлених зразків установлено розмиття ФП: не зафіксовано стрибка n_i як під час нагрівання, так і під час охолодження. У процесі відпалу кристала упродовж 8 годин величина стрибків під час ФП дещо зменшилася — сумірно зі змінами під час дії одновісних напружень. Відпал кристала упродовж часу понад 8 годин не спричиняв подальше зменшення гістерезису. Можна припустити, що для кристалів ТХЦР відпал упродовж 8 годин приводить до повного зникнення дефектів типу “кристалізаційної води”, оскільки

ки вони є основними дефектами у кристалах ТХЦР [19].

Виявлено, що прикладання одновісних напружень σ_a зменшує величину гістерезису на $\Delta T = 0.4$ К, а для σ_c — на $\Delta T = 0.2$ К (рис. 2). Дія одновісного напруження подібна до дії термічного відпалу, оскільки в обох випадках виявлено зменшення величини температурного гістерезису та стрибкоподібних змін під час фазового переходу.

Можливими механізмами впливу механічного напруження на величину гістерезису може бути деформація солітонної структури або зменшення потенційних бар’єрів у місцях локалізації дефектів. Прикладання зовнішнього механічного напруження до кристала, який перебуває в метастабільному стані, змінює його стабільність і при цьому пришвидшує або сповільнює релаксацію до рівноважного стану.

Крім того, установлено, що ФП досліджуваних кристалів досить чутливі до дії одновісних напружень; виявлено значне зміщення точок ФП по температурній шкалі в різні напрями залежно від напрямку стискування. Так для тисків $\sigma_m = 200$ бар ФП ПФ–НФ відбувається за температури $T_i^b = 306.2$ К, $T_i^c = 299.1$ К і $T_i^a = 297.4$ К (для механічно вільного кристала $T_i = 302.0$ К). ФП з несумірної у сумірну фазу має місце за температур $T_c^a = 188.4$ К, $T_c^b = 196.7$ К і $T_c^c = 190.1$ К ($T_c = 192.0$ К) (рис. 2).

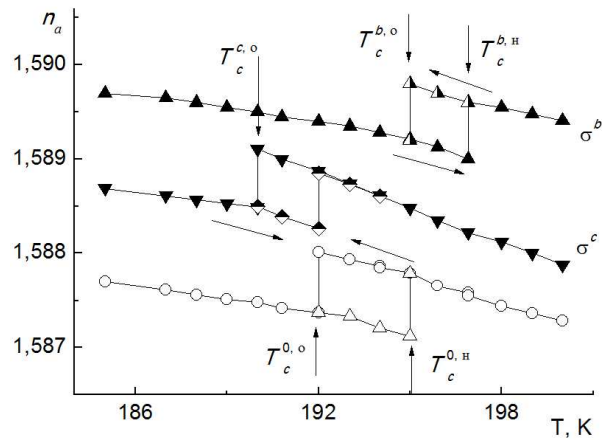


Рис. 2. Температурні зміни показників заломлення n_a кристалів Rb_2ZnCl_4 для $\lambda = 500$ нм та різних значень одновісного стискування в околі фазового переходу несумірної — сумірної фази. Світлі точки — механічно вільний кристал, темні точки — механічно затиснутий кристал. Індекси біля температури: нижні — характер фазового переходу, верхні b і c — напрям одновісного стискування; o і n — у режимі охолодження чи нагрівання.

Отож: а) одновісні напруження σ_a зміщують ФП кристала ТХЦР у бік нижчих температур із такими коефіцієнтами: $dT_i/d\sigma_a = -0.023$ К·бар $^{-1}$ і $dT_c/d\sigma_a = -0.018$ К·бар $^{-1}$; б) одновісні напруження σ_b зміщують точки ФП кристала ТХЦР у бік вищих температур: $dT_i/d\sigma_b = +0.021$ К·бар $^{-1}$ і $dT_c/d\sigma_b = +0.024$ К·бар $^{-1}$; в) тиски σ_c зміщують точки ФП у бік нижчих температур: $dT_i/d\sigma_c = -0.015$ К·бар $^{-1}$ і $dT_c/d\sigma_c = -0.009$ К·бар $^{-1}$.

б) рефрактивний аналіз поведінки фазових переходів у кристалах Rb_2ZnCl_4

Розгляньмо спонтанні природи показників заломлення δn_i кристалів ТХЦР (рис. 3). Їх можна записати, якщо взяти до уваги розклад компонент тензора діелектричної непроникливості $B_{ij} = \partial E_i / \partial D_j$ [20, 21]:

$$\delta n_i^s(T) = \frac{n_i^3(T)}{2} \left[\xi_i \Delta T + R_{ij}(T) P_s^2(T) + \sum_{j=1}^3 p_{ij}(T) \chi_j(T) + \omega_i \rho^2 \right]. \quad (2)$$

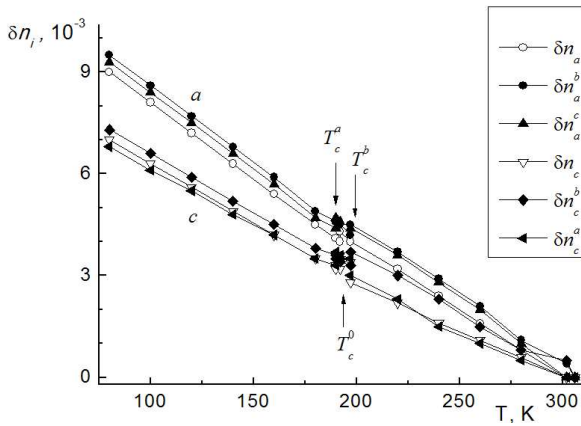


Рис. 3. Температурні зміни спонтанних природств показників заломлення $n_{a,c}$ кристалів Rb_2ZnCl_4 для $\lambda = 500$ нм та різних напрямів одновісного стискування. Світлі точки — механічно вільний кристал, темні точки — механічно затиснутий кристал. Верхні індекси — напрям одновісного стискування.

Тут 1-й член описує термооптичний; 2-й — квадратичний електрооптичний; 3-й — пружнооптичний; останній член — внески параметра порядку у зміни показника заломлення. Він включає зміни n_i , зумовлені коливаннями нормальних мод, змінами параметра порядку й густини солітонів. У вихідній фазі параметр порядку і спонтанна поляризація дорівнюють нулеві. У несумірній фазі поблизу $T = T_i$ компоненти вектора поляризації кристала дорівнюють [23]:

$$P_1 = 0; \quad P_2 = 0; \quad P_3 = \rho_0^3 \sin \left(3 \frac{2\pi}{L} x_i + \psi \right), \quad (3)$$

де $\rho_0 \sim ((T_i - T)/T_i)^{1/2}$ — спонтанна компонента параметра порядку, L — період модуляції несумірної структури, ψ — довільна величина. У разі віддалення від T_i і наближення до T_c період L зростає і у виразі (3) потрібно враховувати вищі гармоніки, тобто компоненти T_c матимуть вигляд:

$$P_1 = 0; \quad P_2 = 0; \quad P_3 = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \sin \left[3(2n+1) \frac{2\pi}{L} x_i + \psi \right], \quad (4)$$

де $\rho_0^3 \approx \sum_{n=0}^{\infty} b_n$.

Просторове усереднення (4) приводить до макроскопічної спонтанної поляризації, яка дорівнює нулеві. Якщо виключити термооптичний внесок у показники заломлення шляхом лінійної екстраполяції $n_i(T)$ із вихідної фази, то можна отримати, що $n_i(T)$ у несумірній фазі зумовлені внесками від параметра порядку $\omega_i \rho^2$ і спонтанної деформації $\sum_{j=1}^3 p_{ij} \chi_j$.

Загалом, внесок пружнооптичних коефіцієнтів у температурні зміни показників заломлення з урахуванням вигляду матриць п'єзооптичних та пружних коефіцієнтів можна записати так:

$$\begin{aligned} \delta n_i^x(T) &= \frac{1}{2} n_i^3(T) \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \pi_{ik}(T) c_{kj}(T) \chi_j(T) \\ &= \frac{1}{2} n_i^3 \left[\pi_{31}(T) (c_{11}(T) \chi_1(T) + c_{12}(T) \chi_2(T) + c_{13}(T) \chi_3(T)) + \pi_{32}(T) (c_{22}(T) \chi_2(T) + c_{23}(T) \chi_3(T)) + \pi_{33}(T) c_{33}(T) \chi_3(T) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

де $\pi_{ik}(T)$ — тензор п'єзоефіцієнтів, $\chi_j(T)$ — тензор спонтанної деформації, $c_{kj}(T)$ — пружні константи. Якщо взяти до уваги температурні зміни лінійних розмірів [24], швидкості поширення ультразвукових хвиль у кристалі ТХЦР [3], а також вимірні п'єзоефіцієнти π_{31} , π_{32} і π_{33} , які змінюються в межах (13...17) Бр, то розрахуємо внески від спонтанної деформації у зміни $n_i(T)$. Як можна побачити з рис. 4, у випадку із пониженням температури величина δn_a^x параболічно зростає, однак внески від δn_a^x у зміни $n_i(T)$ зменшуються від 70% за температури $T_i = 300$ К до 45% за температури $T_c = 192$ К. Відповідно внески від параметра порядку зростають від 30% до 50%.

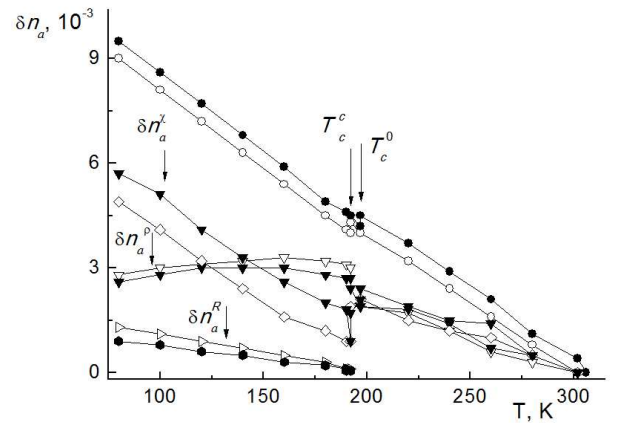


Рис. 4. Температурні залежності внесків від спонтанної деформації δn_a^x , спонтанної поляризації δn_a^R та параметра порядку δn_a^ρ у температурні залежності показників заломлення n_a кристалів Rb_2ZnCl_4 . Світлі точки — механічно вільний кристал, темні точки — механічно затиснутими тисками σ_c кристал.

Під час ФП у сумірну фазу виникає спонтанна поляризація, яка спричиняє виникнення електрооптичного ефекту. Внески у δn_i , пов'язані зі спонтанним електрооптичним коефіцієнтом, визначають так:

$$\delta n_a^R(T) = \frac{n_a^3(T)}{2} R_{33}^*(T) P_c^2(T). \quad (6)$$

Лінійний (r_{33}) та квадратичний (R_{33}^*) електрооптичні коефіцієнти пов'язані між собою так:

$$R_{33}^*(T) = \frac{2\pi r_{33}(T)}{P_c^2(T) (\varepsilon(T) - 1)}. \quad (7)$$

Якщо врахувати результати вимірювань лінійних ЕО коефіцієнтів кристалів ТХЦР [10] уздовж осей a , b і c , то можна оцінити температурні зміни ЕО коефіцієнтів R_{33}^* і, відповідно, внесок від ЕОЕ у спонтанні зміни показників заломлення. Установлено, що внески від $\delta n_0^R(T)$ становлять $\sim 2 \dots 4\%$, що дещо більше, ніж у звичайного невласного сегнетоелектрика, яким є кристал ТХЦР.

Під час ФП НФ–СФ внески від δn_a^χ зменшуються на $1.2 \cdot 10^{-3}$, потім зростають з пониженням температури. Внески від спонтанної деформації, відповідно, становлять 20% за температури T_c і 50% за температури T_i . Внески від параметра порядку під час ФП

стрибокподібно зростають на $8.0 \cdot 10^{-4}$ і з пониженням температури спочатку зростають, а за температури ~ 130 К починають зменшуватися. При тому величина внесків від параметра порядку в температурні зміни показників заломлення становить від 75% до 40% за температури 77 К.

Отримані тут результати щодо розділення внесків від спонтанної деформації, спонтанної поляризації та параметрів порядку дещо відрізняються від подібних раніше одержаних результатів [1, 7, 9, 10]. У роботі [7] вважали, що в НФ внески від параметра порядку й фотопружних коефіцієнтів рівні між собою, але відрізняються знаками. У праці [9] припущено, що основний внесок дає фотопружність, а в [10] припущено рівність внесків від спонтанного ЕОЕ та внеску від параметра порядку в СФ. Внеску від спонтанної деформації не враховано.

Аномальну поведінку внесків від параметра порядку та спонтанної деформації, пояснюємо урахуванням у розкладі термодинамічного потенціалу внесків з ρ^4 і ρ^6 , відповідно до [7, 16].

Для опису спостережуваних змін $\delta n_y^\chi(T)$ і $\delta n_y^\rho(T)$ в НФ і СФ розглянемо термодинамічний потенціал (2), який можна записати так [22]:

$$\begin{aligned} \Phi &= \int \bar{\Phi} dx; \\ \bar{\Phi} &= \frac{\alpha}{2} \rho^2 + \frac{\beta}{4} \rho^4 + \frac{\gamma}{6} \rho^6 + \frac{\gamma'}{6} \rho^6 \cos 6\phi - 6\rho^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\delta}{2} \left[\left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)^2 + \rho^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right] + a_1 P_y \rho^3 \sin 3\phi + a_2 u_4 \rho^3 \cos 3\phi \\ &+ \sum_{i=1}^3 b_i \rho^2 u_i + \frac{1}{2} \chi P_y^2 + \frac{1}{2} c_{44} u_4^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 c_{44} u_i^2, \end{aligned} \quad (8)$$

де використано відомі позначення.

За наявності градієнтних членів ($\delta > 0$) у термодинамічному потенціалі відбувається ФП 2-го роду в модульовану НФ з хвильовим вектором $k_0 = \frac{\sigma}{\delta} = \frac{2\pi}{3a} \Delta$ (де Δ – параметр несумірності) за температури $T_i = T_0 + \frac{\sigma^2}{\delta a_0}$. В околі T_i розв'язки мають вигляд:

$$\rho_{in} = \frac{\alpha}{\beta} (T_i - T); \quad \phi_{in} = k_0 x; \quad (9)$$

$$P_y^{in} = -\frac{a}{\chi} \rho_{in}^2 \sin 3\phi; \quad u^{in} = -\frac{a_z}{c_{44}}; \quad u_{ii} = -\frac{b_i}{c_{ii}} \rho_{in}^2.$$

Температуру T_c ФП НФ–СФ визначають з умови рівності термодинамічних потенціалів цих фаз, а сам ФП є переходом 1-го роду.

Температурна поведінка квадрата параметра порядку має вигляд $\rho_{in} \approx (T_i - T)^\beta$, (де β – критичний індекс). Таку ж саму поведінку має і спонтанна деформація $u_i \approx (T_i - T)^\beta$. На основі результатів дослідження термічного розширення встановлено, що $\beta = 0,31 \pm 0,1$.

Для опису температурної поведінки показників заломлення n_i кристала ТХЦР співвідношення (2) записують так:

$$\begin{aligned} B_{ii} &= B_{ii}^0 + R_{i2} P_y^2 + \sum_j p_{ij} u_j + \omega_i \rho^2 + \xi_i \rho^4 \\ &+ \varsigma_i \rho^6 + \varsigma'_i \rho^6 \cos \phi. \end{aligned} \quad (10)$$

Для спонтанних приростів показників заломлення отримуємо:

а) у несумірній фазі:

$$\delta n_i^{in} = \frac{n_i^3}{2} \left(\sum_{j=1}^3 p_{ij} u_j^{in} + \omega_i \rho_{in}^2 + \xi_i \rho_{in}^6 \right), \quad (11)$$

б) у сегнетофазі:

$$\delta n_i^{\omega, l} = \left(\omega_i \rho_c^2 + \xi_i \rho_c^2 + (\varsigma_i - \varsigma'_i) \rho_c^6 \right). \quad (12)$$

Тоді внески від параметра порядку можна записати так:

$$\delta n_i^{\omega, \text{in}} = \frac{n_i^3}{2} (\omega_i \rho_{\text{in}}^2 + \xi_i \rho_{\text{in}}^2 + \varsigma_i \rho_{\text{in}}^6), \quad (13)$$

$$\delta n_i^{\omega, l} = \frac{n_i^3}{2} (\omega_i \rho_c^2 + \xi_i \rho_c^4 + (\varsigma_i - \varsigma') \rho_c^6).$$

В околі T_i внески $\delta n_i^{\omega, l}$ можна записати у вигляді $\delta n_i^{\omega, l} \approx (T_i - T)^\beta$, де визначений критичний індекс $\beta = 0.31 \pm 0.02$. Зміни параметра β в умовах прикладання одновісних напружень σ_m порівняно незначні й потрапляють у діапазон похибок вимірювань і розрахунків. Можна вважати, що механічне напруження (у виміряних тут межах) не приводить до помітних змін критичного індексу. Загалом наведені вище величини β приблизно відповідають значенню $\beta = \frac{1}{4}$, яке випливає з теорії Ландау для ФП в кристалах групи A_2VX_4 , близького до трикритичної точки [26, 27]. Практика показує [26, 27], що в таких випадках вивчення показника заломлення або двопроненезаломлення часто дає величини порядку $\beta = 0.19 - 0.20$. Тобто за межами області проміжної фази й області впливу критичних флуктуацій і дефектів ФП в кристалах ТХЦР поводитья практично згідно з класичною теорією.

Для опису поведінки δn_i^{ω} у всій ділянці існування НФ і СФ необхідно враховувати всі члени в розкладі (13). Стрибок показників заломлення за температури T_c зумовлений як стрибком у температурній поведінці параметра порядку, так і включенням у сегнетофазі анізотропних членів $\varsigma'_i \rho^6 \cos 6\phi$.

Діапазон збільшення внесків від параметра порядку в сегнетофазі приблизно збігається з діапазоном, у якому були виявлені фазові солітони в кристалах ТХЦР [7, 25]. Подальше зменшення внесків від δn_y^{ω} свідчить про значне зменшення густини фазових солітонів і, відповідно, зменшення їх ролі у формуванні температурних змін показників заломлення.

Слід також зазначити зменшення внесків у сумір-

ній фазі від спонтанної поляризації одновісно затиснутих кристалів. Така поведінка зумовлена, на нашу думку, тим, що низькотемпературна фаза є невластною сегнетоелектричною зі спонтанною поляризацією уздовж c -осі і потроєним параметром елементарної комірки уздовж a -осі. Зрозуміло, що одновісне стискування σ_c утруднюватиме цей процес і, відповідно, зменшувати величину спонтанної поляризації.

IV. ВИСНОВКИ

Отже, у роботі досліджено вплив одновісних напружень на температурні зміни показників заломлення n_i кристалів ТХЦР. Установлено, що одновісні тиски не змінюють характеру кривих $n_i(T)$, а лише величини dn_i/dT .

Виявлено, що фазовий перехід НФ-СФ супроводжується незначними стрибкоподібними змінами n_i та температурним гістерезисом ~ 3 К. Прикладання одновісних напружень зменшує величину гістерезису на $\Delta T = 0.2 \dots 0.4$ К. Припущено, що прикладання зовнішнього механічного напруження до кристала, який перебуває в метастабільному стані, змінює його стабільність, деформує солітонну структуру і при цьому пришвидшує або сповільнює релаксацію до рівноважного стану.

Проведено розділення внесків у температурні зміни показників заломлення від електрооптичного, пружнооптичного ефектів та від параметра порядку. Виявлену аномальну поведінку внесків від параметра порядку і спонтанної деформації пояснюємо врахуванням у розкладі термодинамічного потенціалу внесків від параметра порядку 4-го та 6-го степенів.

Оцінено критичний індекс $\beta = 0.31 \pm 0.02$, зміни якого є незначними в умовах прикладання одновісних напружень σ_m і потрапляють в діапазон похибок вимірювань і розрахунків.

-
- [1] S. R. Andrews, H. J. Mashiyama, J. Phys. C **16**, 4985 (1983).
 [2] M. Quilichini, J. Panetier, Acta Cryst. B **39**, 657 (1983).
 [3] Sh. Hirotsu, K. Toyota, K. Hamano, J. Phys. Soc. Jpn **46**, 1389 (1979).
 [4] H. M. Lu, J. R. Hardy, Phys. Rev. B **45**, 7609 (1992).
 [5] R. Blinc, B. Losar, F. Milia, R. Kind, J. Phys. C **17**, 241 (1984).
 [6] K. Tsuda, N. Yamamoto, K. Yagi, J. Phys. Soc. Jpn **57**, 2057 (1988).
 [7] С. В. Мельникова, А. Т. Анистратов, Физ. тверд. тела **25**, 848 (1983).
 [8] P. Gunter, R. Sunctuary, F. Rohner, H. Arend, N. Seidenbusch, Solid State Commun. **37**, 883 (1981).
 [9] J. Kroupa, J. Fousek, Jpn. J. Appl. Phys. **24**, 787 (1985).
 [10] R. Sunctuary, P. Gunter, Phys. Status Solidi A **84**, 103 (1984).
 [11] V. Yo. Stadnyk, M. O. Romanyuk, B. V. Andrievsky, Z. O. Kohut, Opt. Spectrosc. **108**, 753 (2010).
 [12] V. M. Gaba, V. Yo. Stadnyk, Z. O. Kohut, R. S. Brezvin, J. Appl. Spectr. **77**, 648 (2010).
 [13] V. Yo. Stadnyk, V. M. Gaba, B.V. Andrievskii and Z.O. Kohut, Phys. Solid State **53**, 131 (2011).
 [14] В. Й. Стадник, В. М. Габа, *Рефрактометрія діелектричних кристалів з несумірними фазами* (Ліга-Прес, Львів, 2010).
 [15] В. Й. Стадник, М. О. Романюк, Р. С. Брезвін, *Електронна поляризованість фероїків* (ЛНУ ім. І. Франка, Львів, 2014).
 [16] Т. Нарасимхамурти, *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1984).
 [17] А. Н. Винчелл, Г. Винчелл, *Оптические свойства искусственных минералов* (Мир, Москва, 1967).
 [18] Т. S. Moss, *Optical properties of semiconductors* (Butterworths, London, 1961).
 [19] K. Gesi, Ferroelectrics **64**, 97 (1985).

- [20] J. Fousek, *Ferroelectrics* **20**, 11 (1978).
 [21] С. Конак, *Phys. Status Solidi A* **54**, 99 (1978).
 [22] Д. Г. Санников, В. А. Головки, *Физ. твер. тела* **26**, 1117 (1984).
 [23] К. Tsuda, М. Yamamoto, К. Yagi, *J. Phys. Soc. Jpn* **57**, 2057 (1988).
 [24] I. N. Flerov, I. M. Iskornev, *Phys. Status Solidi A* **60**, 79 (1980).
 [25] J. Peterson, E. Schneider, *Ferroelectrics* **53**, 297 (1984).
 [26] А. Р. Леванюк, А. С. Сигов, *Defects and structural phase transitions* (Gordon and Breach, New York, 1988).
 [27] А. П. Леванюк, *Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ.* **29**, 879 (1965).

REFRACTIVE INDICES OF UNIAXIALLY STRESSED Rb₂ZnCl₄ CRYSTALS AT THE PHASE TRANSITIONS REGION

V. Yu. Kurlyak, V. Yo. Stadnyk, V. B. Stahura
Ivan Franko National University of Lviv
 8, *Kurylo and Mefodii St., Lviv, UA-79005, Ukraine*

We have studied the influence of uniaxial pressures upon the temperature dependences of refractive indices n_i for Rb₂ZnCl₄ (TCZR) crystals, which reveal an incommensurate phase (IP) in a wide temperature range (192–302 K). It is shown that the uniaxial pressures do not alter the character of the $n_i(T)$ curves but affect the exact dn_i/dT values. The uniaxial pressures also increase the refractive indices (by $\partial n_i/\partial\sigma \simeq 2 \cdot 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$ on average). The nonlinear changes in the $n_i(T)$ dependences are characteristic for the TCZR crystals in the commensurate phase (CP) and the IP, although these changes remain linear in the parent phase. Moreover, the nonlinearity increases with increasing temperature so that it turns out to be larger in the IP, when compared with the CP. We have proven that the IP-to-CP phase transition is accompanied by insignificant jump-like changes n_i and a temperature hysteresis (~ 3 K). The uniaxial pressure decreases the hysteresis value by $\Delta T = 0.2 \dots 0.4$ K. We have assumed that the application of the uniaxial mechanical pressures to the crystals staying in their metastable state changes its stability, deforms the soliton structure and accelerates (or slows down) relaxation to the equilibrium state. Different contributions to the temperature changes of the refractive indices are distinguished. They originate from the electrooptic and elasto-optic effects, as well as from the order parameter. In our opinion, the anomalous behavior of the contributions linked with the order parameter and the spontaneous strains can be explained by taking into account the order parameter contributions proportional to its 4th and 6th powers in the thermodynamic potential. We have estimated the corresponding critical index ($\beta = 0.31 \pm 0.02$). Its insignificant changes imposed by the uniaxial pressures σ_m are of the order of measurement and calculation errors.