



УДК 535.5+539.1

© 2008

Я. О. Довгий

Прогнозування від'ємної рефракції в α -TeO₂

(Представлено академіком НАН України М. С. Бродиним)

The possibility and the conditions of observation of the phenomenon of negative refraction in a gyrotropic crystal of paratellurite (TeO₂) are discussed.

Останнім часом у фізичній оптиці все більшу увагу дослідників привертає явище від'ємного заломлення світла [1–3]. Як відзначають оглядачі, фізична суть цього явища була з'ясована ще понад 60 років тому Л. Мандельштамом і висвітлена у його знаменитих лекціях з оптики [4]. На межі розділу середовищ від'ємне заломлення можливе тоді, коли в одному з цих середовищ групова швидкість хвиль від'ємна, тобто

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega(\vec{k})}{d\vec{k}} < 0. \quad (1)$$

Це стосується не тільки оптичних хвиль, але й хвиль інших діапазонів, зокрема, нещодавно спостерігалось від'ємне заломлення мікрохвиль [5].

Умова (1), як відомо, може виконуватися для поляризованої дисперсійної гілки $\omega(\vec{k})$ в околі резонансу гіротропного кристала [6].

Гіротропія є найвиразнішим виявом просторової дисперсії в ацентричних кристалах. Ефекти просторової дисперсії у кристалооптиці визначаються залежністю діелектричної проникності $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ від хвильового вектора \vec{k} . Їх величина залежить від малого параметра $ka \sim a/\lambda$, де a — мікроскопічний розмір порядку сталої ґратки; λ — довжина хвилі. За таких умов у розкладі $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ за степенями k можна обмежитися лише першими його членами. Зокрема, у гіротропних кристалах, таких як кварц (α -SiO₂), парателурит (α -TeO₂), кіновар (α -HgS) та ін., просторова дисперсія проявляється у членах першого порядку мализни по a/λ , коли у розкладах прямої або оберненої діелектричних функцій $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ або $\varepsilon_{ij}^{-1}(\omega, \vec{k})$ в ряди за степенями \vec{k} саме лінійні за k члени відповідають за гіротропію

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_{ij}(\omega) + i\gamma_{ijl}(\omega)k_l \quad (2)$$

або

$$\varepsilon_{ij}^{-1}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_{ij}^{-1}(\omega) + i\delta_{ijl}(\omega)k_l, \quad (3)$$

де $\gamma_{ijl}(\omega)$ і $\delta_{ijl}(\omega)$ — асиметричні тензори третього рангу ($l = 1, 2, 3 \equiv x, y, z$), які є параметрами гіротропії. За відсутності поглинання, тобто в області прозорості кристала, ці та інші тензори є дійсними величинами.

У кристалооптиці з урахуванням просторової дисперсії зручніше розглядати розклад функції $\varepsilon_{ij}^{-1}(\omega, \vec{k})$. Тому розглядатимемо саме δ_{ijl} як параметр гіротропії.

При урахуванні симетрійних умов тензор δ_{ijl} істотно спрощується. Зокрема, за наявності центра симетрії $\delta_{ijl} = 0$. Для гіротропних кристалів середніх сингоній (одновісних) при відповідному виборі координатної системи, коли Z спрямовано вздовж оптичної осі, у тензорі δ_{ijl} зберігатимуться лише діагональні члени, тобто $\delta_{ijl} = \delta_{123}$. За таких умов рівняння для нормальних хвиль матиме вигляд:

$$\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) = \delta_{123}^2 \frac{\omega^2}{c^2} n^2. \quad (4)$$

Оскільки $k = \omega n/c$, $1/n^2 = \omega^2/(c^2 k^2)$, то рівняння (4) можна переписати у вигляді

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2 k^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2 k^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) = \delta_{123}^2 k^2. \quad (4a)$$

Для “механічних екситонів”, коли не враховується ефект запізнювання взаємодій між зарядами ($c \rightarrow \infty$), з (4a) випливає

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_1^2(\omega)n_2^2(\omega)} &= \delta_{123}^2 k^2, \\ \frac{1}{n_1(\omega)n_2(\omega)} &= \pm \delta_{123} k. \end{aligned} \quad (5)$$

В області резонансу ($\omega \cong \omega_0$), коли

$$\varepsilon(\omega) = n^2(\omega) = 1 + \frac{2A\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \cong \frac{A}{\xi}, \quad (6)$$

де $A = \frac{2\pi N e^2 f}{m\omega_0^2}$, $\xi = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0}$, та при поширенні світла вздовж оптичної осі ($n_1 = n_2 = n$) з (4) отримуємо для хвиль різної циркулярної поляризації

$$\frac{1}{n^2(\omega)} = \frac{1}{\varepsilon(\omega)} = \pm \delta_{123} k, \quad (7)$$

$$\left(\frac{A\omega_0}{\omega_0 - \omega}\right)^{-1} = \pm \delta_{123} k,$$

$$\omega_0 - \omega = \pm A\omega_0 \delta_{123} k,$$

$$\omega(k) = \omega_0 \mp A\omega_0 \delta_{123} k = \omega_0 \mp \alpha k. \quad (8)$$

Тут $\alpha = A\omega_0 \delta_{123} = B/(2\omega_0)\delta_{123}$; B — параметр зельмеєрівської одноосциляторної апроксимації $n^2(\omega) - 1 = B/(\omega_0^2 - \omega^2)$; знаки “+” і “-” відповідають лівій та правій циркулярним поляризаціям.

Як видно з (8), для правоповоротного гіротропного кристала хвиля лівої поляризації у певному інтервалі частот біля резонансу може заломлюватися від'ємно. Для іншої енантіоморфної форми кристала — навпаки.

Середовища з від'ємною рефракцією цікаві насамперед тим, що в них напрямки хвильового вектора \vec{k} та вектора Пойнтінга \vec{S} є антипаралельними. У зв'язку з цим тут передбачається ціла низка цікавих фізичних (зокрема, оптичних) ефектів.

Спрогнозувати а рїогї, у яких кристалах це тонке фізичне явище можливо виявити експериментально, досить нелегко. Однак певні умови можна окреслити. По-перше, це повинен бути гіротропний напівпровідник з відповідним E_g , у якому гіротропія є кристалічного (екситонного) походження¹. По-друге, відповідний ефективний гіроактивний осцилятор, який задає спектральний хід поворотної здатності кристала, повинен характеризуватися великою силою осцилятора f та малим фактором загасання (напівширина смуги поглинання H), щоб частотна ділянка поляритонної гілки сягала низькодисипативної області спектра. З цих міркувань дослідження належить проводити при низьких температурах. Нарешті, найголовніша вимога: досліджуваний кристал повинен характеризуватися великою поворотною здатністю.

У гіротропному напівпровідниковому кристалі парателуриту основний гіроактивний осцилятор ідентифікується як екситонний [11]. Вимірявши питому поворотну здатність $\vartheta(\lambda)$, ми визначили параметр гіротропії δ_{123}

$$\delta_{123} = \frac{8\pi^2 c^4 K}{\lambda_0^4 B^2}, \quad (9)$$

де K і λ_0 — параметри апроксимації Чандрасекара

$$\vartheta(\lambda) = \frac{K\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2}. \quad (10)$$

У випадку парателуриту при $T = 300$ К нами отримано $\lambda_0 = 241,43$ нм, $K = 0,4357$ нм і $8\pi^2 c^4 / (\lambda_0^4 B^2) = 3,674 \cdot 10^{-3}$, звідки $\delta_{123} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ нм.

Як експериментально виявити явище від'ємної рефракції? Найдоступнішим експериментальним ідентифікаційним критерієм може бути “аномально” високий коефіцієнт відбивання лінійно поляризованого світла від поверхні гіротропного кристала в області частот, нижче екситонного резонансу [7]. В цій області можна очікувати також явища відбиття другої гармоніки [8] (“дзеркало” на частоті другої гармоніки), що недавно вдалося підтвердити експериментально [9].

Нами визначено силу осцилятора екситонної гіроактивної смуги парателуриту $f = 0,249$ [11]. Область же від'ємної рефракції $\Delta\lambda$ для α -TeO₂ співмірна з величиною розщеплення характеристичної частоти у моделі зв'язаних осциляторів.

1. *McDonald K. T.* Negative group velocity // Amer. J. Phys. – 2001. – **69**, No 5. – P. 607–614.
2. *Toyozawa Y.* Optical Processes in Solids. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003. – 422 p.
3. *Агранович В. М., Гартштейн Ю. Н.* Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // Успехи физ. наук. – 2006. – **176**, № 10. – С. 1051–1068.
4. *Мандельштам Л. И.* Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. – Москва: Наука, 1972. – 348 с.

¹Окрім гіротропних кристалів, для оптичного діапазону цікавими в цьому аспекті є фотонні кристали [10]

5. *Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S.* Experimental verification of a negative index of refraction // *Science*. – 2001. – **292**, No 6. – P. 77–79.
6. *Агранович В. М., Гинзбург В. Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. – Москва: Наука, 1979. – 432 с.
7. *Agranovich V. M., Gartstein Yu. N., Zakhidov A. A.* Negative refraction in gyrotropic media // *Phys. Rev.* – 2006. – **B73**, No 4. – 045114 (12pages).
8. *Shadrivov I. V., Zharov A. A., Kivshar Yu. S.* Second-harmonic generation in nonlinear left-handed metamaterials // *J. Opt. Soc. America*. – 2006. – **B23**, No 3. – P. 529–534.
9. *Kozyrev A. B., Kim H., Karbassi A., Van der Weid D. W.* Wave propagation in nonlinear left-handed transmission line media // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – **87**, No 12. – 121109 (3 pages).
10. *Krowne C. M., Zhang Y.* Physics of negative refraction and negative index materials: optical and electronic aspects and diversified approaches. – Berlin: Springer, 2007. – 389 p.
11. *Довгий Я. О., Кость Я. П., Маньковська І. Г., Сольський І. М.* Про природу гіротропії парателуриту // *Укр. фіз. журн.* – 2007. – **57**, № 10. – С. 981–984.

Львівський національний університет ім. Івана Франка

Надійшло до редакції 07.06.2007

УДК 538.935

© 2008

**О. В. Конорева, В. Ф. Ластовецький, П. Г. Литовченко,
В. Я. Опилат, Ю. Г. Гришин, І. В. Петренко, М. Б. Пінковська,
В. П. Тартачник**

Особливості струмових нестабільностей фосфідо-галієвих світлодіодів, опромінених нейтронами

(Представлено академіком НАН України І. М. Вишневецьким)

GaP LEDs with atypical current characteristics are studied by optical and electrical methods. The thin structure of an S-shaped NDR region which appears in the current-voltage characteristics at low temperatures (100–77 K) after irradiation has become more expressive and possesses the higher oscillation amplitude. The high destructive influence of fast neutrons on the emitting recombination is caused by two factors: the electrical fields of radiation defects and the capture of charged carriers by their levels.

Відомо, що на ВАХ напівпровідникових приладів ділянки з від'ємним диференціальним опором (ВДО) виникають як наслідок існування позитивного зворотного внутрішнього зв'язку, зумовленого передачею частини потужності вихідного сигналу на вхід приладу у фазі із вхідним сигналом. Типовий генератор на транзисторі має лінію зворотного позитивного зв'язку, завдяки якій у контур вноситься від'ємний опір, який компенсує втрати. У напівпровідниках такий зв'язок забезпечується процесами, що протікають всередині приладу [1]. Розрізняють два його види: зворотний позитивний зв'язок за струмом (*S*-тип) та за напругою (*N*-тип). Виникнення ВДО може бути зумовлене впливом різноманітних механізмів: зростанням часу життя інжектованих носіїв, збільшенням їх рухливості, зміною коефіцієнта інжекції *p-n*-переходу. У роботах [2–4] показано, що визначальну роль у розвитку *S*-подібної ділянки може відігравати як зростання часу життя носіїв, так і нагрівання струмом високоомної компенсованої області *p-n*-переходу.