ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 8, № 1 (2004) с. 63–71

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 8, No. 1 (2004) p. 63–71

ОПТИЧНА АКТИВНІСТЬ ДИХРОЇЧНИХ КРИСТАЛІВ З "ІЗОТРОПНОЮ ТОЧКОЮ"

О. С. Кушнір
Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра нелінійної оптики
вул. Тарнавського, 107, Львів, 79005, Україна

(Отримано 12 листопада 2002 р.; в остаточному вигляді — 21 листопада 2003 р.)

У межах наближеного електромагнетного підходу досліджено прояви оптичної активности (ОА) в дихроїчних кристалах з "ізотропною точкою". Знайдено параметри поляризації нормальних хвиль і пройденого світла для різних співвідношень параметрів ОА та лінійного дихроїзму (ЛД). Показано, що в практичних випадках на лінійну залежність повороту площини поляризації світла від товщини кристала додатково накладаються осциляції, зумовлені ЛД. Відомі з літератури експериментальні результати для ОА напівпровідникових кристалів ($AgGaS_2$, $CdGa_2S_4$, CdS та ін.) корелюють з теоретичними передбаченнями цієї роботи.

Ключові слова: кристалооптика, поляризація світла, оптична активність, дихроїзм, халькопірити, вюрцити.

PACS number(s): 42.25.Ja, 42.70.Nq, 78.20.Ls, 78.20.Wc

I. ВСТУП

Відомо [1, 2], що явище оптичної активности (ОА) проявляється в повороті площини поляризації лінійно поляризованого світла на кут φ, пропорційний до товщини середовища d:

$$\varphi = \rho d = (\pi \Delta n_c / \lambda) d, \quad (1)$$

де ρ — питомий кут повороту, λ — довжина світлової хвилі у вакуумі, $\Delta n_c = G/\bar{n}$ — циркулярне двопроменезаломлення ($G = g_{ij} l_i l_j$ — скалярний параметр ґірації, g_{ij} — псевдотензор ґірації, l_i, l_j ($i, j = x, y, z$) — напрямні косинуси хвильової нормалі, $\bar{n}$ — середній показник заломлення). Наявність істотно більшого за величиною звичайного (або лінійного) двопроменезаломлення Δn у кристалах "маскує" ефект ОА, який за принципом суперпозиції тоді виявляється [2] в незначній модифікації еліптичного двопроменезаломлення $\Delta n_e = \sqrt{\Delta n^2 + \Delta n_c^2}$.

Оскільки ОА інтуїтивно пов'язували з енантіоморфізмом середовища, а теорія [1, 2] загалом передбачала можливість ефекту ($g_{ij} \neq 0$) в неенантіоморфних класах симетрії, свого часу її неодноразово ставили під сумнів (див., наприклад [3]). Край цьому було покладено лише публікацією в престижному загальноприродничому виданні результатів [4, 5], які засвідчили як наявність ОА в неенантіоморфних кристалах широкозонних напівпровідників $AgGaS_2$ і $CdGa_2S_4$, так і адитивність ефекту з товщиною (лінійність залежности $\varphi(d)$ із (1)). Вимірюванням ОА в "чистому вигляді" [4–7] посприяла притаманна багатьом кристалам [8] обставина — існування в досліджуваних об'єктах т. зв. "ізотропної точки" (ІТ) $\lambda = \lambda_0$, у якій $\Delta n(\lambda_0) = 0$. Зазначимо, що термін "ізотропна точка" стислий, проте умовний (повної ізотропії немає хоча б через факт $\Delta n_c \neq 0$). Точніше було б говорити про "точку інверсії знака лінійного двопроменезаломлення" [8].

Ми маємо на меті показати, що інтерпретація даних у працях [4–7], як і в інших подібних дослідженнях (наприклад, [9–17]), обмежена й непослідовна через неврахування впливу дихроїзму (різного поглинання звичайної та незвичайної хвиль) на поляризацію нормальних хвиль і пройденого світла, тоді як недоліки в постановці й точності експериментів [6, 7, 15] завадили авторам виявити "квазілінійний" осцилюючий характер залежностей $\varphi(d)$ унаслідок суперпозиції ОА і дихроїзму. Ми також дамо кількісні оцінки цих явищ і проаналізуємо умови їхнього спостереження для низки напівпровідникових кристалів. Єдиним принциповим наближенням, яким ми будемо користуватися, є природне наближення слабкої оптичної анізотропії кристала, тобто $\Delta n \ll \bar{n}$.

II. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВІТЛОВИХ ХВИЛЬ

Нехай для визначености світло поширюється вздовж кристалофізичного напрямку $\langle 100 \rangle$ в оптично одновісному кристалі. За умови слабкости анізотропії ми можемо знехтувати повздовжньою компонентою E_x електричного поля світлової хвилі. Тоді дія кристала на хвилю вичерпно описуватиметься операторним співвідношенням $\mathbf{E}_\mathrm{O} = \mathbf{T}\mathbf{E}_\mathrm{I}$, де $\mathbf{E}_\mathrm{I} = \begin{pmatrix} E_{\mathrm{I},y} \\ E_{\mathrm{I},z} \end{pmatrix}$, $\mathbf{E}_\mathrm{O} = \begin{pmatrix} E_{\mathrm{O},y} \\ E_{\mathrm{O},z} \end{pmatrix}$, індекси "І" та "О" стосуються відповідно падаючої та пройденої хвиль і $\mathbf{T}$ — матриця Джонса кристала, пов'язана з "поперечним" тензором діелектричної проникности ε_{ij} і записана в кристалофізичній системі координат [18]:

$$\mathbf{T} = e^{i\frac{2\pi d}{\lambda}(\bar{n}+i\bar{\kappa})}\begin{pmatrix} \cos\frac{\Delta}{2} - i\cos 2\beta\sin\frac{\Delta}{2} & -\sin 2\beta\sin\frac{\Delta}{2} \\ \sin 2\beta\sin\frac{\Delta}{2} & \cos\frac{\Delta}{2} + i\cos 2\beta\sin\frac{\Delta}{2} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

У формулі (2) $\bar{\kappa}$ означає середній коефіцієнт екстинкції, "фазовий зсув" Δ між двома нормальними хвилями, що поширюються в кристалі, визначається узагальненим принципом суперпозиції [19]:

$$\Delta = \sqrt{(\Delta_l + i\delta_l)^2 + (\Delta_c + i\delta_c)^2}, \tag{3}$$

а $\sin 2\beta$ і $\cos 2\beta$ — позначення:

$$\sin 2\beta = (\Delta_c + i\delta_c)/\Delta, \quad \cos 2\beta = (\Delta_l + i\delta_l)/\Delta, \tag{4}$$

де Δ_l, Δ_c, δ_l і δ_c задають парціяльні внески до Δ відповідно від лінійного двопроменезаломлення, ОА, лінійного дихроїзму (ЛД) і циркулярного дихроїзму:

$$\Delta_l = \gamma\Delta n, \quad \Delta_c = \gamma\Delta n_c,$$
$$\delta_l = \gamma\Delta\kappa, \quad \delta_c = \gamma\Delta\kappa_c, \tag{5}$$

$\gamma = 2\pi d/\lambda$, $\Delta\kappa$ і $\Delta\kappa_c$ — відповідно різниці коефіцієнтів екстинкції для лінійно (уздовж y і z) та циркулярно поляризованих хвиль.

Кристал	Симетрія	λ_0, нм	ρ, град $\times$мм$^{-1}$	$\Delta n_c^{\exp}$, 10^{-5}	$\Delta\alpha$, см$^{-1}$	$\Delta\kappa$, 10^{-5}	r, %	d_T, мм	A, град	Покликання
$AgGaS_2$	$\bar{4}2m$	497.4	522	144	10	4.0	2.7	0.4	0.8	[6, 27]
		498	522	144	30	11.8	8.2	0.4	2.4	[15, 17]
$CdGa_2S_4$	$\bar{4}$	487.2	17.3	4.7	~ 2	0.8	16.8	10.4	4.9	[7, 14]
		490.9	16.87	4.6	~ 2	0.8	17.1	10.7	5.0	[14]
		489.0	12.80	3.5	~ 2	0.8	22.4	14.1	6.6	[14, 15]
$AgGaSe_2$	$\bar{4}2m$	811	118	53.2	~ 30	19.0	33.6	1.5	10.1	[16]
$CdSiP_2$	$\bar{4}2m$	514	809	177	80	32.7	18.2	0.3	5.4	[11, 26]
CdS	$6mm$	523	17.1*	4.97	~ 1	0.4	8.0	10.5	2.3	[9] [30, 31]

* у магнетному полі $H = 20$ кҐс

Таблиця. Деякі характеристики кристалів халькопіритів і вюрцитів, пов'язані з ОА та ЛД в ІТ (за літературними даними), і параметри осциляцій повороту площини поляризації від товщини $\varphi(d)$ (див. текст). Усі величини стосуються напрямку $\langle 100\rangle$ (крім $CdSiP_2$ — $\langle 0\bar{1}1\rangle$) і температури 300 К.

Оскільки надалі ми розглядатимемо кристалооптичні явища в ІТ ($\lambda = \lambda_0$), то можна покласти $\Delta_l = 0$. Співвідношення між параметрами $\Delta\kappa_c$ і $\Delta\kappa$ приблизно відповідає відомому співвідношенню між Δn_c і Δn ($\Delta n_c/\Delta n \sim 10^{-3}$). Тому надалі можна знехтувати циркулярним дихроїзмом ($\delta_c = 0$), що не повинно призвести до помилок, більших за 0.1%. Крім природної або індукованої зовнішніми діями (внаслідок ефекту Фарадея, електро- чи п'єзоґірації) ОА Δ_c, вирази (2)–(5) для поглинаючих кристалів додатково містять параметр ЛД δ_l. ІТ λ_0 в напівпровідниках зі структурою халькопіритів, вюрцитів і сфалеритів, що досліджувалися в [4–7, 9–17], розташована поблизу краю або навіть у самій ділянці фундаментального поглинання (див. зокрема, дані таблиці), де дихроїчна різниця коефіцієнтів поглинання сягає $\Delta\alpha \simeq 1 \div 100$ см$^{-1}$ або й більше.

Як наслідок, величина $\Delta\kappa = \lambda_0\Delta\alpha/(4\pi)$ становить відчутний відсоток від значень циркулярного двопроменезаломлення ($r = \Delta\kappa/\Delta n_c$ — таблиця), і нехтування ЛД, неявно [6, 7, 20] чи свідомо [9] допущене фактично в усіх попередніх працях, є занадто приблизним наближенням.

Отже, характеристики світла в ІТ загалом залежать від анізотропії як заломлення (Δn_c), так і поглинання ($\Delta\kappa$). Для загальности доцільно розглянути випадки $\Delta\kappa_l > \Delta n_c$, $\Delta\kappa_l = \Delta n_c$ і $\Delta\kappa_l < \Delta n_c$ на предмет поляризації нормальних хвиль і хвилі на виході кристала.

A. Істотно дихроїчний кристал ($\Delta\kappa > \Delta n_c$)

За умови $\Delta_l = \delta_c = 0$ і $\delta_l > \Delta_c$ (тут і надалі схожі нерівності слід розуміти для модулів) із (2) маємо матрицю

$$\mathbf{T} = e^{i\frac{2\pi d}{\lambda_0}(\bar{n}+i\bar{\kappa})} \begin{pmatrix} \mathrm{ch}\,\frac{\Delta_0}{2} + \frac{\delta_l}{\Delta_0}\,\mathrm{sh}\,\frac{\Delta_0}{2} & -\frac{\Delta_c}{\Delta_0}\,\mathrm{sh}\,\frac{\Delta_0}{2} \\ \frac{\Delta_c}{\Delta_0}\,\mathrm{sh}\,\frac{\Delta_0}{2} & \mathrm{ch}\frac{\Delta_0}{2} - \frac{\delta_l}{\Delta_0}\,\mathrm{sh}\,\frac{\Delta_0}{2} \end{pmatrix}, \tag{6}$$

де $\Delta_0 = \sqrt{\delta_l^2 - \Delta_c^2}$. Власні значення нормалізованої частини $\mathbf{T}$ — дійсні числа ($\xi_{e1,2} = \exp(\mp\Delta_0/2)$). Тому кристал в оптичному плані являє собою “частковий поляризатор”, нормальні хвилі $e1$ і $e2$ якого не зазнають фазового зсуву, незважаючи на ненульову ОА, але відрізняються за амплітудним ослабленням. Для азимута (χ_e) та еліптичности (ε_e) їхньої поляризації маємо вирази

$$\mathrm{tg}\,\chi_{e1,2} = \frac{\Delta_c/\delta_l}{1 \pm \sqrt{1-(\Delta_c/\delta_l)^2}}, \quad \varepsilon_{e1,2} = 0, \tag{7}$$

тобто нормальні хвилі лінійно поляризовані під ненульовими кутами до головних осей оптичної індикатриси y і z (див рис. 1) і тому неортогональні. При $\Delta_c = 0$ одержуємо $\chi_{e1} = 0$ і $\chi_{e2} = 90^\circ$ (рис. 1), що характерно для суто дихроїчного кристала [21].

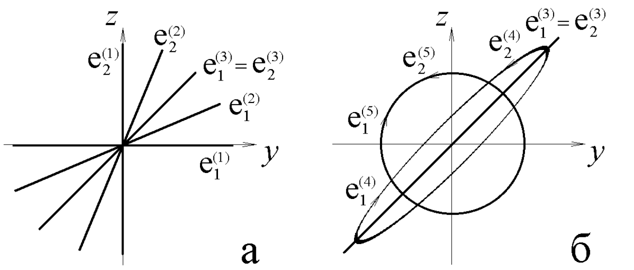

Рис. 1. Схематичне зображення поляризації нормальних світлових хвиль (e_1 і e_2) в ІТ кристалів з ОА і ЛД для випадків переважання ЛД над ОА (а) і переважання ОА над ЛД (б): (1) $\Delta\kappa \neq 0$, $\Delta n_c = 0$, (2) $\Delta\kappa > \Delta n_c$, (3) $\Delta\kappa = \Delta n_c$, (4) $\Delta\kappa < \Delta n_c$, (5) $\Delta\kappa = 0$, $\Delta n_c \neq 0$. y, z — кристалофізичні осі. Амплітуда хвиль не нормована.

Нехай на кристал падає лінійно поляризована під кутом θ до осі y світлова хвиля. Розраховуючи азимут (χ) і еліптичність (ε) пройденого світла на підставі (6), одержимо

$$\mathrm{tg}\,\chi = \frac{\mathrm{tg}\,\theta + \frac{1}{\Delta_0}(\Delta_c - \delta_l \mathrm{tg}\,\theta)\mathrm{th}\,\frac{\Delta_0}{2}}{1 + \frac{1}{\Delta_0}(\delta_l - \Delta_c \mathrm{tg}\,\theta)\mathrm{th}\,\frac{\Delta_0}{2}}, \quad \varepsilon = 0. \tag{8}$$

Зокрема при $\Delta_c = 0$ формула (8) узгоджується з результатами [21] для дихроїчних кристалів:

$$\mathrm{tg}\,\chi = \exp(-\delta_l)\mathrm{tg}\,\theta. \tag{9}$$

Для достатньо товстих зразків ($d \to \infty$) маємо $\chi \to 0$ ($\delta_l > 0$) або $\chi \to 90^\circ$ ($\delta_l < 0$), тобто стан поляризації будь-якої хвилі прямує до поляризації тої з нормальних хвиль, яка зазнає меншого поглинання.

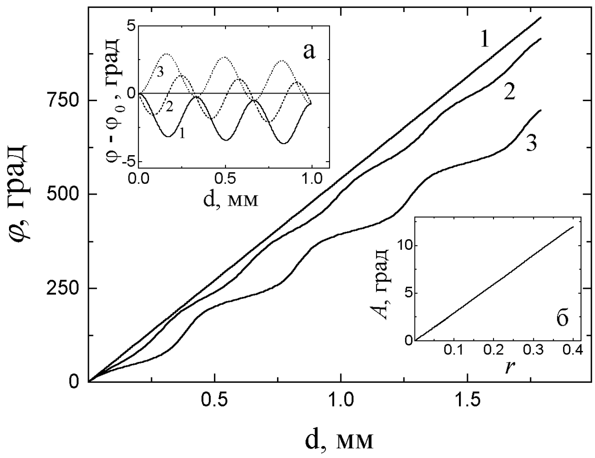

Рис. 2. Залежності кута φ повороту площини поляризації лінійно поляризованого падаючого світла від товщини d кристала з ОА і ЛД для $\Delta\kappa = 0$ (1), $5\cdot10^{-4}$ (2) і 10^{-3} (3) (при $\Delta n_c = 1.5\cdot10^{-3}$, $\theta = 0$, $\lambda_0 = 497$ нм). Вставка (а): залежності $\varphi - \varphi_0$ (φ_0 — поворот площини поляризації в недихроїчному кристалі) від d для $\theta = 0$ (1), 45° (2) і 90° (3) (при $\Delta\kappa = 8\cdot10^{-5}$). Вставка (б): залежність амплітуди A осциляцій $\varphi(d)$ від відношення параметрів $r = \Delta\kappa/\Delta n_c$.

Оскільки, згідно з (8), еліптичність світла на виході кристала нульова, не позбавлене змісту введення “кута повороту площини поляризації” $\varphi = \chi - \theta$ (див. також пункт III. B). Його величина ненульова навіть у випадку $\Delta_c = 0$, оскільки

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \mathrm{th}\,\frac{\Delta_0}{2}\frac{\Delta_c - \delta_l \sin 2\theta}{\Delta_0 + \delta_l \mathrm{th}\,\frac{\Delta_0}{2}\cos 2\theta}. \tag{10}$$

Нарешті, формально введений “диференціяльний” питомий поворот $\rho = \mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}d$ виявляється складною функцією параметрів оптичної анізотропії:

$$\rho = \frac{u_0(\pi/\lambda_0)\sqrt{\Delta\kappa^2 - \Delta n_c^2}}{1 + (u_0^2 + v_0^2 + 1)\mathrm{sh}^2(\Delta_0/2) + v_0 \mathrm{sh}\,\Delta_0}, \tag{11}$$

де

$$u_0 = r_{02} - r_{01}\sin 2\theta,\ v_0 = r_{01}\cos 2\theta,$$
$$r_{01} = \delta_l/\Delta_0,\ r_{02} = \Delta_c/\Delta_0. \tag{12}$$

B. ІТ із синґулярністю ($\Delta\kappa = \Delta n_c$)

Нехай $|\delta_l| = |\Delta_c| = l$ і $\Delta_l = \delta_c = 0$. Із (2), (6) і (7) бачимо, що власні значення такої матриці збігаються, і дві нормальні світлові хвилі вироджуються в єдиний лінійно поляризований стан із $\chi_e = \chi_{e1} = \chi_{e2} = 45^\circ$ (альтернативний випадок $\chi_{e1} = \chi_{e2} = -45^\circ$ за умови $\delta_l\Delta_c < 0$ для простоти надалі не розглядаємо). Врахуємо, що рівність параметрів ОА і ЛД, через їхню залежність від напрямку хвильової нормалі в кристалі, наявна принаймні для одного конуса т. зв. синґулярних напрямків [18, 22, 23]. Ця ситуація дещо відмінна від випадку поглинаючих лінійно двопроменезаломлюючих кристалів нижчих сингоній, у яких існує від однієї до чотирьох синґулярних осей (див. [8, 24]), названих "коловими оптичними" через циркулярну поляризацію виродженої нормальної хвилі. Для кристалів середніх сингоній із ОА і ЛД за аналогією можна говорити про "лінійні оптичні" осі.

Знаходячи границю в (8) для випадку синґулярности, можна одержати вирази

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{\operatorname{tg}\theta + \frac{l}{2}(1-\operatorname{tg}\theta)}{1+\frac{l}{2}(1-\operatorname{tg}\theta)}, \quad \varepsilon = 0, \tag{13}$$

звідки

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\frac{l}{2}(1-\sin 2\theta)}{1+\frac{l}{2}\cos 2\theta}, \tag{14}$$

$$\rho = \frac{a(1-\sin 2\theta)}{1+2ad\cos 2\theta + 2a^2d^2(1-\sin 2\theta)}, \tag{15}$$

де введено позначення $a = \pi\Delta\kappa/\lambda_0$. Із (13) або (14) видно, що в синґулярному напрямку лише хвиля з $\theta = 45^\circ$ поширюється без змін стану поляризації ($\chi = \theta$), а розв'язки для всіх інших падаючих електромагнетних хвиль відповідають неоднорідним фоґтівським хвилям [24], поляризація яких еволюціонує до стану із $\chi = \chi_e$ зі зростанням товщини кристала, досягаючи його лише асимптотично.

Зокрема, при падінні на кристал лінійно поляризованої хвилі, ортогональної до нормальної ($\theta = -45^\circ$), маємо $\varphi \to 90^\circ$ при $d \to \infty$. Як і при $\Delta\kappa > \Delta n_c$ (див. формулу (11)), із (15) випливає асимптотична поведінка $\rho \to 0$ при $d \to \infty$. Це пояснюється фінітністю еволюції еліпса поляризації в кристалі з переважаючим дихроїзмом. Зазначимо, від загасання будь-якої фоґтівської хвилі завжди нижче за загасання нормальної хвилі. Справді, для $\theta = 45^\circ$ інтенсивність дорівнює

$$I_{45^\circ} = \exp(-4\pi d\bar{\kappa}/\lambda_0), \tag{16}$$

тоді як, наприклад, для $\theta = -45^\circ$

$$I_{-45^\circ} = [1 + (2\pi d\Delta\kappa/\lambda_0)^2]\exp(-4\pi d\bar{\kappa}/\lambda_0). \tag{17}$$

Перший множник справа в (17) відповідає відомому для оптично двовісних кристалів (див. [8]) лінійному за товщиною закону наростання амплітуди хвилі.

C. Слабко дихроїчний кристал ($\Delta\kappa < \Delta n_c$)

Випадок переважання рефракційної анізотропії над анізотропією поглинання в ІТ ($\delta_l < \Delta_c$) є найпрактичнішим. Тоді джонсівська матриця набирає вигляду

$$\mathbf{T} = e^{i\frac{2\pi d}{\lambda_0}(\bar{n}+i\bar{\kappa})}\begin{pmatrix} \cos\frac{\Delta}{2} + \frac{\delta_l}{\Delta}\sin\frac{\Delta}{2} & -\frac{\Delta_c}{\Delta}\sin\frac{\Delta}{2} \\ \frac{\Delta_c}{\Delta}\sin\frac{\Delta}{2} & \cos\frac{\Delta}{2} - \frac{\delta_l}{\Delta}\sin\frac{\Delta}{2} \end{pmatrix}, \tag{18}$$

де $\Delta = \sqrt{\Delta_c^2 - \delta_l^2}$. Цей випадок частково проаналізований у [18, 23]. Оскільки власні значення (18) ($\xi_{e1,2} = \exp(\mp i\Delta/2)$) — це суто фазові множники, то нормальні хвилі не відрізняються за загасанням, незважаючи на факт $\Delta\kappa \neq 0$. Проте аналіз результатів [18] засвідчує, що поглинання будь-яких інших хвиль, крім нормальних, у такому кристалі все-таки залежить від поляризації. Це підтверджують й експерименти [17] для лінійно поляризованого уздовж осей y і z світла. Отже, загальноприйняте визначення дихроїзму як ефекту для нормальних хвиль (див., наприклад, [8]) виявляється занадто вузьким для кристалів із суперпозицією ЛД і ОА і потребує узагальнення до форми "залежність коефіцієнта поглинання від поляризації падаючого світла".

Нормальні хвилі в таких кристалах еліптично поляризовані [23]:

$$\chi_{e1} = \chi_{e2} = 45^\circ, \quad \sin 2\varepsilon_{e1,2} = \pm\Delta/\Delta_c, \tag{19}$$

а притаманні для оптично активних кристалів права та ліва циркулярно поляризовані хвилі одержуються лише в границі $\delta_l \to 0$ (див. рис. 1). Якщо на кристал падає лінійно поляризована під азимутом θ хвиля, для пройденого світла маємо (порівн. із (8)):

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{\operatorname{tg}\theta + \frac{1}{\Delta}(\Delta_c - \delta_l\operatorname{tg}\theta)\operatorname{tg}\frac{\Delta}{2}}{1+\frac{1}{\Delta}(\delta_l - \Delta_c\operatorname{tg}\theta)\operatorname{tg}\frac{\Delta}{2}}, \quad \varepsilon = 0. \tag{20}$$

На підставі (20) знайдемо параметри φ і ρ:

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \mathrm{tg}\,(\frac{\pi d}{\lambda_0}\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2})\,\frac{\Delta n_c - \Delta\kappa\sin 2\theta}{\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2} + \Delta\kappa\mathrm{tg}\,(\frac{\pi d}{\lambda_0}\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2})\cos 2\theta}, \tag{21}$$

$$\rho = \frac{u(\pi/\lambda_0)\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2}}{1 + (u^2 + v^2 - 1)\sin^2(\frac{\pi d}{\lambda_0}\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2}) + v\sin(\frac{2\pi d}{\lambda_0}\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2})}, \tag{22}$$

де

$$u = r_1 - r_2\sin 2\theta,\ v = r_2\cos 2\theta,\ r_1 = \Delta n_c/\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2},\ r_2 = \Delta\kappa/\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2}. \tag{23}$$

Для наочности залежність від товщини кристала d у формулах (21)–(22) виписана в явному вигляді (див. (5)). Вирази (20)–(23) являють собою основні результати для подальшого аналізу та порівняння з експериментальними даними.

D. Аналіз впливу дихроїзму

Із формул (19)–(23) легко бачити, що нормальні хвилі в оптично активному поглинаючому кристалі загалом не є циркулярно поляризованими, а кінцевий поворот площини поляризації не описується простим співвідношенням (1), як зазвичай вважають у теорії ОА [1, 2]. Водночас еліптичність пройденого світла завжди нульова, що, мабуть, і слугувало чинником, який стримував спроби ретельної експериментальної перевірки (1). Зазначимо, що на можливість відхилення поведінки функції $\varphi(d)$ від лінійности в оптично одновісних дихроїчних кристалах було вказано в праці [25]. Деякі результати в цьому напрямку наявні і в дослідженні [26], виконаному шляхом чисельного моделювання виразів точної електромагнетної теорії, проте кількісний аналітичний опис явища там відсутній.

На рис. 2 наведено графічні ілюстрації залежности $\varphi(d)$ за формулою (21), одержані комп'ютерним моделюванням для низки значень матеріяльних параметрів, які не надто відрізняються від реальних (див. таблицю). При збільшенні ЛД на фоні лінійного росту $\varphi(d)$ усе чіткіше видно осциляції, період яких дорівнює

$$d_T = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2}}. \tag{24}$$

Відповідні дані для деяких халькопіритів і кристалів CdS згруповано в таблиці.

Важливо, що визначений за (21) поворот площини поляризації залежить від азимута θ падаючого світла, що також не враховано при інтерпретації експериментальних даних. Аналіз показує, що параметр початкової поляризації θ впливає лише на фазу осциляцій (рис. 2, вставка а), а амплітуда осциляцій A залежить від відношення $r = \Delta\kappa/\Delta n_c$ практично лінійно (рис. 2, вставка б). Зокрема за умови $r \ll 1$ і для $\theta = 45^\circ$

$$\mathrm{tg}\,\varphi \approx (1 - r)\mathrm{tg}\,(\Delta/2). \tag{25}$$

У діяпазоні r, узятих із таблиці, амплітуда становить $A \simeq 1 \div 10$ град, що за оптимальної постановки експерименту піддається реєстрації.

Усереднюючи ефект осциляцій в (22), маємо $\langle u/[1 + (u^2 + v^2 - 1)\sin^2\Delta/2 + v\sin\Delta]\rangle = 1$, тобто функція $\varphi(d)$ квазілінійна з усередненою величиною нахилу $\langle\rho\rangle = (\pi/\lambda_0)\sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2}$, тоді як за відсутности ЛД $\rho_0 = (\pi/\lambda_0)\Delta n_c$. Отже, на додаток до виникнення осциляцій, ЛД зменшує питомий поворот згідно зі співвідношенням $\langle\rho\rangle/\rho_0 = \sqrt{1 - r^2}$ (див. також рис. 2). Оскільки наявні в літературі експериментальні дані для циркулярного двопроменезаломлення ($\Delta n_c^{\mathrm{exp}} = \sqrt{\Delta n_c^2 - \Delta\kappa^2}$) і відповідні дані для компонент тензора ґірації напівпровідникових кристалів розраховані без урахування дихроїзму, то істинне значення Δn_c повинно містити поправку

$$\Delta n_c = \frac{\Delta n_c^{\mathrm{exp}}}{\sqrt{1 - r^2}}. \tag{26}$$

Ця поправка мала б бути найвідчутнішою ($\sim 7\%$) для кристалів $AgGaSe_2$, у яких відношення r найбільше (див. таблицю).

III. ПОРІВНЯННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ І ТЕОРІЇ

Найперше підкреслимо, що для згаданих у таблиці кристалів (крім, можливо, CdS — див. нижче) ситуація $\delta_l \geq \Delta_c$ навряд чи реальна, бо більшість вимірювань для них виконано для напрямків хвильової нормалі $\mathbf{k} \parallel \langle 100\rangle$ або $\langle 010\rangle$, у яких величина параметра ґірації екстремальна (винятком є лише кристали $CdSiP_2$, для яких $\mathbf{k} \parallel \langle 0\bar{1}1\rangle$). Проте результати, описані в пунктах II A і II B, можуть стосуватися практики при напрямках $\mathbf{k}$ у площині xy, близьких до "нулів" ґіраційної поверхні для класів $\bar{4}2m$ і $\bar{4}$ (див. [2]), а також за умов, коли ОА індукується зовнішніми діями (електричним, магнетним полями або механічними напруженнями — див. пункт III. B).

Зазначимо також, що при порівнянні результатів теорії та експерименту певного значення може набути відмінність "інтеґрального" (визначеного згідно з $\rho = \varphi(d)/d$) та "диференціяльного" ($\rho = \mathrm{d}\varphi(d)/\mathrm{d}d$) питомого повороту площини поляризації. Зокрема для широких робочих інтервалів товщин ($d \gg d_T$) коректніше працювати з першим зі згаданих параметрів.

Результати вимірювань залежностей $\varphi(d)$ висвітлено лише в кількох публікаціях, оскільки переважно автори вважали лінійність $\varphi(d)$ безсумнівним фактом і наводили тільки дані ρ для єдиної товщини зразка.

A. Природна ОА у кристалах халькопіритів

Розгляньмо спочатку результати первинних праць [4, 6] для $AgGaS_2$. Як і для інших кристалів, з метою уникнення додаткових похибок ми виконували комп'ютерну обробку даних $\varphi(d)$ [6]. Вона засвідчує, що середньоквадратичне відхилення експериментальних даних від прямої $\varphi = \langle\rho\rangle d$ становить $\delta \approx 1.4$ град/мм. На підставі величини питомого повороту $\langle\rho\rangle$ для кристалів $AgGaS_2$ (див. таблицю) легко бачити, що помилки до 1 мкм у визначенні товщини зразка не повинні приводити до похибок, більших за 0.5 град/мм. Навіть якщо не вживати спеціяльних заходів для підвищення чутливости поляриметричної апаратури, типова чутливість вимірювань кутів повороту площини поляризації принаймні не нижча, ніж $10^{-2} \div 0.1$ град. Тому при товщинах $d \sim 1$ мм [6] суто поляриметричні похибки за порядком величини не можуть сягати рівня 1 град/мм. Оцінки впливу неплоскопаралельности зразків також доводять, що останній чинник не може бути причиною таких значних "надлишкових шумів" $\varphi(d)$. До того ж висновку приводить й аналіз даних $\varphi(d)$ [6], узятих окремо для x- та y-зрізів.

З іншого боку, ці явища цілком можуть пояснюватися відхиленням функції $\varphi(d)$ від лінійности через ЛД. На досліджуваний діяпазон товщин (10 точок) припадає майже чотири періоди d_T (див. формулу (24) і дані таблиці), тому величина δ повинна бути пов'язана з "нерозділеними" осциляціями $\varphi(d)$ співвідношенням $\delta \approx A/\sqrt{2}$. Відповідне значення $A \approx 1.9$ град/мм справді потрапляє в діяпазон оцінок A, наведених у таблиці (останні неоднозначні через різні величини параметра $\Delta\alpha$ у [17] і [27]).

Зауважимо, що в пізнішому дослідженні [15] автори неявно оперують з точністю вимірювань $\sim 10^{-2}$ град/мм, проте параметр δ тут навіть більший, ніж у [6] ($\delta \simeq 10$ град/мм). Крім впливу дихроїзму, це, можливо, пов'язано з похибками вимірювань товщини зразків.

Величина δ, яку ми знайшли для кристалів $CdGa_2S_4$ [7], на підставі гіпотези про осциляції $\varphi(d)$ приводить до експериментального значення $A \approx 1.3$ град/мм. Відхилення $\varphi(d)$ від лінійности, зареєстровані в [15], такого ж порядку. Водночас із величини відношення r (таблиця) маємо теоретичну величину $A \approx 4.9 \div 6.6$ град/мм. Проте відповідним даним ЛД, на яких базується остання оцінка, бракує надійности. Ми знайшли єдину роботу [14], у якій $\Delta\alpha \simeq 2$ см$^{-1}$ на довжині хвилі λ_0. Точні вимірювання таких незначних коефіцієнтів поглинання наштовхуються на труднощі, які додатково зростають через істотний вплив ОА на спектр $\Delta\alpha(\lambda)$ в околі ІТ (див. [28]). До того ж, діяпазон досліджених у [7, 15] товщин зразків ($4 \div 6$ експериментальних точок) становив $1.6 \div 4.8$ мм або $(0.15 \div 0.45)d_T$ (див. таблицю), а параметр δ для малих діяпазонів осциляцій відчутно менший, аніж величина $A/\sqrt{2}$. Відповідно, чи не єдиним надійно встановленим для кристалів $CdGa_2S_4$ фактом можна вважати лише те, що відхилення залежности $\varphi(d)$ від лінійности за порядком величини збігається з очікуваною амплітудою осциляцій, але істотно перевищує реальні похибки вимірювань. Отже, можна стверджувати, що залежності $\varphi(d)$ для $AgGaS_2$ і $CdGa_2S_4$ виявляють "надлишкові шуми", які можуть походити від зумовлених дихроїзмом осциляцій.

Для інших кристалів, зведених у таблиці, даних $\varphi(d)$ у літературі ми не знайшли й тому обмежилися тільки оцінками відношення r та характеристик осциляцій ОА за рахунок впливу дихроїзму d_T і A. Так, параметр ЛД кристалів $AgGaSe_2$, які мають досить велику ОА [16], було грубо оцінено таким опосередкованим способом. Відомо, що відхилення оптичного пропускання в побічних мінімумах вузькосмугового фільтра, утвореного кристалом з ІТ, поміщеним поміж схрещені поляризатори, від нульового рівня пов'язано з фактом $\delta_l \neq 0$ [29]. Тоді на підставі даних досліджень фільтра [16] і виразів [29] можна одержати $\delta_l/\pi \simeq 0.35$ і $\Delta\alpha \simeq 30$ см$^{-1}$. Через значну величину r (див. таблицю) кристали $AgGaSe_2$ були б перспективними об'єктами для подальших досліджень суперпозиції ОА і ЛД в ІТ. Оптимальними умовами при цьому повинні бути еквівалентна точність для параметра ρ на рівні 0.1 град/мм або вище і підбір діяпазону змін товщини порядку d_T.

Дещо надійнішими є оцінки відношення r та амплітуди осциляцій $\varphi(d)$ для кристалів $CdSiP_2$. При величині питомого повороту 809 град/мм [11] їм притаманний значний дихроїзм ($\Delta\alpha \simeq 80$ см$^{-1}$ [11, 26]), а вимірювання останнього на тонких зразках слабко чутливі до впливу ОА [26]. Остаточні оцінки амплітуди A схожі до значення для $AgGaS_2$. Стримуючий фактор для точних вимірювань залежности $\varphi(d)$ — малий період осциляцій (див. таблицю).

B. Індукована ОА у кристалах CdS

Обговорені вище явища в халькопіритах, пов'язані з суперпозицією ОА та ЛД, повинні спостерігатися й у кристалах структурного типу вюрциту (CdS, ZnO та ін.; точкова група $6mm$), а також у кристалах зі структурою цинкової обманки або сфалериту (ZnSe, ZnTe, CdTe, GaAs та ін.; група $\bar{4}3m$). Природна ОА в них симетрійно заборонена [2], проте ефект з'являється під дією зовнішніх електричного [10] і магнетного [9] полів або механічних напружень [10, 12, 13, 30].

Особливість кубічного класу $\bar{4}3m$ — це можливість індукування лінійного двопроменезаломлення та ІТ, найперше — при дії механічних напружень. Для типових експериментальних умов знайдено ІТ в CdS ($\lambda_0 = 523$ нм [9]), ZnTe ($\lambda_0 = 545$ нм [30]), CdTe ($\lambda_0 = 870$ нм [12]), ZnSe ($\lambda_0 = 497$ нм [13]), GaAs ($\lambda_0 = 917$ нм [12]) та низці інших сполук. ІТ тут розташована практично в ділянці фундаментального поглинання, і вплив ЛД на ОА може виявитися навіть сильнішим, аніж у розглянутих вище напівпровідниках. Кількісні оцінки явища для більшости кристалів не наведено в таблиці, в основному, через те, що ми не знайшли даних для параметра $\Delta\alpha$ для околу ІТ.

Зазначимо, що аналогічні до залежности $\varphi(d)$ особливості повинні виявлятися також у польових залежностях параметрів φ або ρ для вюрцитів і сфалеритів, оскільки зовнішні поля входять множником принаймні в параметр Δ_c. Відповідні явища ми докладніше розглянемо на прикладі індукованої магнетним полем ОА в кристалах CdS. Перші результати для фарадеївської ОА в ІТ CdS для $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel \langle 100\rangle$ (де $\mathbf{H}$ — напруженість постійного магнетного поля) було наведено в статті [9], графік $\rho(H)$ з якої відтворено на рис. 3. Нижче ми проаналізуємо можливий вплив супутніх кристалооптичних явищ.

Якщо фарадеївська ОА спостерігається без супутніх явищ, то циркулярне двопроменезаломлення дорівнює $\Delta n_c = F_{ij} l_i H_j/\bar{n}$ або для експериментальної геометрії [9] $\Delta n_c = F_{11} H_x/\bar{n}$, де F_{ij} — компоненти фарадеївського тензора (порівн. з поясненнями до формули (1)). За найпростіших умов додаткової наявности ЛД, незалежного від магнетного поля, та $\Delta n_c > \Delta\kappa$ питомий поворот дорівнює $\rho = VH$, де V — стала Верде. Згідно з (22) і (23), вона виявляється залежною від поля. На підставі даних рис. 3 усереднене значення $\langle V\rangle \approx 0.87$ град/(мм·кҐс). Хоча точні дані для величини $\Delta\kappa$ в ІТ CdS в літературі відсутні, результати [30–32] вказують на те, що $\bar{\alpha} \simeq 3.5$ см$^{-1}$ і $\Delta\alpha \simeq 1$ см$^{-1}$, тобто $\Delta\kappa \simeq 4\cdot 10^{-6}$. Звідси можна знайти критичне поле H_C, при якому досягається синґулярність ($\Delta_c = \delta_l$ — див. пункт II B). Оскільки

$$\langle V\rangle H_C = a = \pi\Delta\kappa/\lambda_0, \tag{27}$$

то одержуємо порівняно мале (див. інтервал по осі абсцис на рис. 3) значення $H_C \simeq 1.6$ кҐс. Отже, анізотропія поглинання в CdS може переважати лише при $H \le H_C$.

Насправді можливості досягнення умов $\delta_l \ge \Delta_c$ і $\Delta_c = 0$ виглядають ще меншими через такі обставини. Навіть у порівняно досконалих монокристалах CdS наявні залишкові внутрішні напруження [9, 10, 30, 31]. Тоді, внаслідок п'єзооптичного ефекту, з'являється лінійне двопроменезаломлення Δn_p, причому головні осі індикатриси повернуті на кут $\pm 45^\circ$ щодо осей y і z [9, 30, 31]. Кристал фактично стає оптично двовісним, а принцип суперпозиції для ІТ і $H = 0$ модифікується до форми (див. [19, 33]) $\Delta n_e = \sqrt{\Delta n_p^2 - \Delta\kappa^2}$. Крім того, для певних напрямків одновісних напружень (див. аналіз [10, 13]) можлива й поява ОА внаслідок п'єзоґіраційного ефекту. Отже, навіть за відсутности магнетного поля в кристалі, крім ЛД, завжди буде ненульова анізотропія заломлення. Тому результати для “нульової” точки залежатимуть від способу вимірювання (увімкнення–вимкнення поля чи введення–виведення кристала з поляриметра).

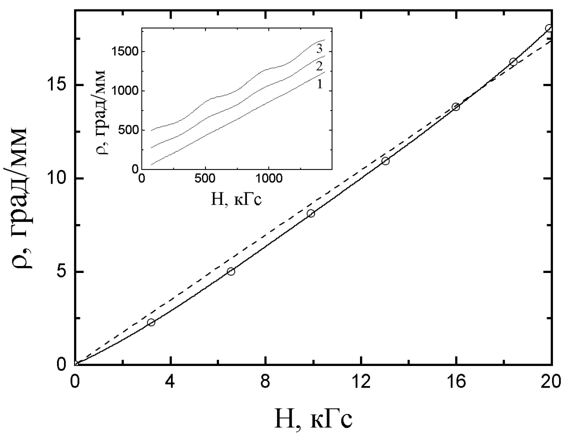

Рис. 3. Залежність кута ρ питомого повороту площини поляризації від напружености H магнетного поля для кристалів CdS за даними [9] (точки). Штрихована та неперервна лінії — лінійна апроксимація та апроксимація поліномом четвертого ступеня відповідно. На вставці — теоретичні залежності $\rho(H)$, згідно з (22), (23), у яких $\Delta n_c = \Delta n_c(H)$ і $\theta = 90^\circ$ (див. текст) для $\Delta\kappa = 10^{-5}$ (1), $5\cdot 10^{-5}$ (2) і 10^{-4} (3). Криві 1, 2 і 3 для наочности зміщені по осі ординат.

Крім ефекту Фарадея, магнетне поле може викликати й інші явища. Розділяючи діелектричний тензор поглинаючого кристала на дійсну (ε'_{ij}) та уявну (ε''_{ij}) частини, матимемо ефекти Коттона–Мутона та магнетодихроїзму. Вони описуються, відповідно, співвідношеннями

$$\Delta\varepsilon'_{ij} = \alpha_{ijkl} H_k H_l, \quad \Delta\varepsilon''_{ij} = \beta_{ijkl} H_k H_l, \tag{28}$$

де α_{ijkl} і β_{ijkl} — полярні тензори внутрішньої симетрії $[V^2]^2$. Для “повздовжньої” геометрії $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ в оптично одновісних кристалах треба розрізняти випадки $\mathbf{k} \parallel z$ і $\mathbf{k} \perp z$ (наприклад, $\mathbf{k} \parallel x$ у CdS). У першому випадку зміни $\Delta\varepsilon'_{ij}$ пов'язані з ненульовими компонентами $\alpha_{13} = \alpha_{23}$ і α_{33} (у матричних позначеннях). Оскільки $\Delta\varepsilon'_{11} = \Delta\varepsilon'_{22}$, то лінійне двопроменезаломлення не виникає, а відносно малими ($\sim H^2$) змінами показників заломлення (“ізотропним розтягом–стиском” оптичної індикатриси) можна знехтувати. Проте в другому випадку (значущі компоненти α_{11}, $\alpha_{12} = \alpha_{21}$, α_{31}) $\Delta\varepsilon'_{22} \ne \Delta\varepsilon'_{33}$, тому виникає магнетне двопроменезаломлення ($\Delta n \sim H^2$) (те ж стосується й магнетного ЛД) і зсувається ІТ. Ось чому для анізотропних напрямків поширення світла не можна вважати, що ефект Коттона-Мутона притаманний лише “поперечній” геометрії експерименту (див., наприклад, [8]). Проте ефект Фарадея справді проявляється тільки в “повздовжній” геометрії [8], бо інакше $\mathbf{FH} \perp \mathbf{k}$ і $\Delta n_c = 0$.

Ми виконали комп’ютерне моделювання впливу індукованого зсуву ІТ і магнетних двопроменезаломлення та дихроїзму на поляризацію світла в CdS, використовуючи загальні вирази для χ та ε для $\Delta_l, \Delta_c, \delta_l \neq 0$ [25]. Для розумних значень параметрів величина цього впливу не виходить за межі типових експериментальних похибок φ та ρ. Відповідно дані $\rho(H)$ [9] на практиці можна інтерпретувати виключно мовою магнетної ОА та природного ЛД.

На рис. 3 (вставка) показано залежності “диференціяльного” параметра $\rho(H)$, здобуті на підставі формул (22) і (23). На відміну від “інтеґрального” $\rho(H)$, для якого відхилення від лінійности зменшуються зі зростанням поля ($r \to 0$ при $H \to \infty$), тут амплітуда осциляцій A істотно не залежить від поля. При $H \to \infty$ і $\theta = 45^\circ$ маємо асимптотику

$$\rho(H) \approx \langle V \rangle H - a \cos \Delta, \tag{29}$$

тобто амплітуда $A = \pi \Delta\kappa / \lambda_0$ визначається не відношенням параметрів ЛД і ОА, а самим параметром ЛД. Для кристалів CdS це становить $A \approx 1.4$ град/мм, що, до речі, приблизно відповідає амплітуді осциляцій $\varphi(d)$ (див. таблицю). Фаза осциляцій $\rho(H)$ залежить від азимута поляризації θ падаючого світла. Замість формули (24), для періоду коливань H_T кута питомого фарадеївського повороту маємо

$$H_T = \frac{\pi}{\langle V \rangle d}, \tag{30}$$

або, за даними [9] ($d = 0.5$ мм), $H_T \approx 414$ кҐс. Отже, діяпазон змін магнетного поля в праці [9] становить приблизно $H_T/21$.

Знайдене з експериментальних даних рис. 3 середньоквадратичне відхилення $\rho(H)$ від лінійности $\delta \approx 0.50$ град/мм, якщо покласти $\rho(0) = 0$. Хоча порівняння величин δ і A для малого діяпазону осциляцій загалом нетривіяльне, ми обмежимося наближеним співвідношенням $\delta \simeq A/(4\sqrt{2})$ для такого ж ($\sim 1/20$ частина періоду) діяпазону гармонічних осциляцій. Звідси одержуємо теоретичне значення $\delta \simeq 0.25$ град/мм, дещо менше за експериментальне. Мабуть, певний внесок до останньої величини, крім осциляцій, дають похибки вимірювань питомого повороту та напружености магнетного поля в [9].

З іншого боку, завдяки малості діяпазону полів і відносно великій кількості експериментальних точок, здобута в [9] залежність $\rho(H)$ плавна (порівн., наприклад, з даними ОА в $AgGaS_2$). Її апроксимація поліномами 2–5-го степеня дає середньоквадратичне відхилення $\delta \approx 0.07$ град/мм, яке майже на порядок менше за відповідну величину для лінійної апроксимації (див. також рис. 3). Отже, залежність $\rho(H)$ явно нелінійна. Оскільки для малих (порівняно з періодом) діяпазонів коливань поліноми невисоких степенів дають коректне наближення осцилюючої функції, ми маємо вагомі підстави говорити про експериментальне підтвердження гіпотези осциляцій $\rho(H)$ унаслідок впливу дихроїзму, незважаючи на те, що сам автор [9] не надав належної уваги відповідним даним і не обговорив їх.

IV. ВИСНОВКИ

1. В ІТ напівпровідникових кристалів, яка переважно знаходиться в ділянці істотного поглинання, нехтування параметром дихроїзму загалом неправомірне. Кристалооптичні явища в ІТ визначаються суперпозицією ОА та ЛД, що раніше не враховували при інтерпретації експериментальних даних у межах стандартної теорії ОА.

2. Наявність ЛД істотно змінює поляризацію нормальних світлових хвиль і пройденого світла, порівняно із суто ґіротропним кристалом. При переважанні дихроїзму ($\Delta\kappa \geq \Delta n_c$) нормальні хвилі лінійно поляризовані. За умови $\Delta\kappa = \Delta n_c$ маємо єдину вироджену нормальну хвилю, а будь-які інші — неоднорідні фоґтівські. При $\Delta\kappa < \Delta n_c$ поляризація нормальних хвиль еліптична, а залежність $\varphi(d)$ квазілінійна, осцилююча.

3. Обробка загальновідомих експериментальних результатів $\varphi(d)$ для ОА кристалів $AgGaS_2$ і $CdGa_2S_4$ [6, 7, 15] показує, що відхилення даних $\varphi(d)$ від лінійности мають той же порядок величини, що й передбачувана амплітуда осциляцій унаслідок впливу ЛД, але виходять поза межі стандартних поляриметричних похибок. Це служить непрямим арґументом на користь теоретичних результатів цієї роботи.

4. Аналіз польової залежности $\rho(H)$, здобутої в праці [9], із урахуванням можливих супутніх ефектів засвідчує, що визначальну роль тут відіграють фарадеївська ОА та природний ЛД. Як і випливає з теорії, залежність $\rho(H)$ нелінійна, що відповідає поведінці осцилюючої функції в інтервалі змін арґументу, малому порівняно з періодом ($H \ll H_T$).

5. Для докладнішої перевірки теоретичних висновків потрібні спеціяльно націлені та оптимально поставлені експерименти для дослідження залежностей параметрів ОА від товщини зразків і зовнішніх полів.

[1] М. Борн, *Оптика* (ГНТИУ, Харьков, 1937).
[2] Дж. Най, *Физические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1967).
[3] В. Б. Татарский, Кристаллография **9**, 451 (1964).
[4] M. V. Hobden, Nature **216**, 578 (1967).
[5] M. V. Hobden, Nature **220**, 781 (1968).
[6] M. V. Hobden, Acta Cryst. A **24**, 676 (1968).
[7] M. V. Hobden, Acta Cryst. A **25**, 633 (1969).
[8] М. О. Романюк, *Кристалооптика* (ІЗМН, Київ, 1997).
[9] C. H. Henry, Phys. Rev. **143**, 627 (1966).
[10] А. Х. Зильберштейн, С. Ю. Казицына, Л. Е. Соловьев, Опт. спектроскоп. **41**, 513 (1976).
[11] Г. Амбразявичюс, Г. Бабонас, В. Карпус, Физ. техн. полупр. **12**, 2034 (1978).
[12] Л. Е. Соловьев, Опт. спектроскоп. **46**, 1020 (1979).
[13] Л. Е. Соловьев, М. О. Чайка, Физ. тверд. тела **22**, 970 (1980).
[14] Л. М. Сусликов, З. П. Гадьмаши, И. Ф. Копинец, В. Ю. Сливка, Опт. спектроскоп. **51**, 307 (1981).
[15] О. Г. Влох, А. В. Царик, Вестн. Львов. ун-та, сер. физ. **16**, 13 (1982).
[16] T. Yamamoto, H. Takehara, H. Horinaka, T. Miyauchi, Jpn J. Appl. Phys. **25**, 1397 (1986).
[17] О. Г. Влох, В. А. Грабовский, Опт. спектроскоп. **61**, 1248 (1986).
[18] O. S. Kushnir, O. G. Vlokh, Proc. SPIE **2648**, 585 (1995).
[19] R. C. Jones, J. Opt. Soc. Am. **38**, 671 (1948).
[20] В. В. Гвоздев, А. Н. Сердюков, Докл. Акад. наук БССР **23**, 319 (1979).
[21] О. Г. Влох, О. С. Кушнир, Опт. спектроскоп. **80**, 82 (1996).
[22] В. В. Шепелевич, Т. С. Чикова, Опт. спектроскоп. **45**, 917 (1978).
[23] О. С. Кушнір, В. А. Грабовський, Л. О. Локоть, Укр. фіз. журн. **41**, 794 (1996).
[24] Ф. И. Федоров, *Теория гиротропии* (Наука и техника, Минск, 1976).
[25] О. С. Кушнир, Кристаллография **42**, 399 (1997).
[26] В. Карпус, Г. Бабонас, Литов. физ. сб. **19**, 723 (1979).
[27] W. J. Anderson, P. W. Yu, Y. S. Park, Opt. Commun. **11**, 392 (1974).
[28] B. Tell, J. L. Shay, H. M. Kasper, Phys. Rev. B **6**, 3008 (1972).
[29] О. С. Кушнір, В. А. Грабовський, О. С. Дзендзелюк, Вісн. Львів. ун-ту, сер. фіз. **32**, 64 (1999).
[30] J. P. Laurenti, P. Vaigot, M. Rouzeyre, Rev. Physique Appl. **12**, 1755 (1977).
[31] J. P. Laurenti, J. Appl. Phys. **56**, 81 (1984).
[32] *Акустические кристаллы*, под ред. М. П. Шаскольской (Наука, Москва, 1982).
[33] O. S. Kushnir, V. A. Grabovski, O. S. Dzendzelyuk, L. P. Lutsiv-Shumski, Proc. SPIE **4148**, 123 (2000).

THE OPTICAL ACTIVITY IN DICHROIC CRYSTALS WITH “ISOTROPIC POINT”

O. S. Kushnir
Ivan Franko National University of Lviv, Department for Nonlinear Optics,
107 Tarnavskiy St., Lviv, UA–79005, Ukraine

Manifestations of the optical activity (OA) in dichroic crystals with “isotropic point” are studied within the framework of the approximate electromagnetic approach. Polarization of the eigenwaves and emergent light is found for different relationships between the OA and linear dichroism (LD) parameters. It is shown that, in practical cases, a common linear dependence of the optical rotation upon the crystal thickness is superimposed with the oscillations due to LD. The experimental results for OA in semiconductor crystals ($AgGaS_2$, $CdGa_2S_4$, CdS and some others) known from the literature correlate with the theoretical predictions of this work.