

УДК 681.7.064.8:535.315/.316:621.3.038.8

Ю.А. Нестриженко

276, 23 вул. Асхарова, Харків, 61204, Україна

ЛАЗЕРНІ ПОЛЯРИЗАТОРИ НА ОСНОВІ ПРИЗМ ПРЯМОГО ЗОРУ

© Нестриженко Ю.А., 2010

Yu.A. Nestryzhenko

LASER STRAIGHT VIEW TOTAL INTERNAL REFLECT PRISM POLARIZERS

© Nestryzhenko Yu.A., 2010

Описані лазерні поляризатори на основі призм прямого зору. Обраховано розведення компонент поляризації. Показано, що для ефективної поляризації лазерного випромінювання достатньо мінімального двозаломлення, в десять разів меншого, ніж у кристалічного кварца. Враховано вплив оптичної активності.

Ключові слова: призма прямого зору, поляризатор, подвійне променезаломлення.

Laser straight view total internal reflect polarizing prisms are described. The divergence of orthogonal polarizing rays are calculated. The minimal birefringence of prism crystal (less as ten times then the quartz) may provides effective polarization of laser ray. Influence of optical activity take into account.

Keywords: direct-vision, polarizer, double refraction.

Вступ

Незважаючи на наявність великої кількості поляризаційних пристроїв [1], все ж бракує поляризаторів у вигляді монопризми (без складових частин), в якій промінь хоча б однієї поляризації, що використовується, не змінював свого напрямку, що особливо важливо під час використання їх у лазерах. Відомі ж трикутні монопризми з використанням двозаломлення [2] або двовідбиття [3] змінюють напрями обох променів, поляризованих взаємно перпендикулярно, на значні кути (рис. 1, а, б).

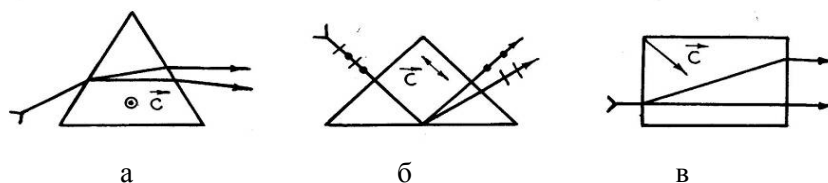


Рис. 1. Поляризаційні призми на основі:

а – двозаломлення; б – двовідбиття; в – розведення променів

Що ж до простої пластини із двозаломлювального кристала, в якій промені поширюються під певним кутом до оптичної осі [4, 5] і після неї мають однаковий напрям з вхідним променем (рис. 1, в), то її використання обмежується надто великим співвідношенням довжини до робочого отвору – апертури (близько 10:1 для кальциту та 100:1 для кварцу). Менше, майже на порядок, співвідношення довжини до світлового отвору має поляризатор на основі плоскопаралельної пластини з багаторазовим відбиттям [6], але він також зміщує вихідні промені на величину своєї апертури відносно вхідного променя, що може бути певним недоліком.

Поляризатор на основі призми прямого зору (Дове-Амічі)

Цього недоліку позбавлений поляризатор (рис.2), який можна створити на основі призми прямого зору (наприклад, призми Дове-Амічі), якщо її виготовити із двозаломлювального кристала зі спрямуванням оптичної осі в головній площині призми, перпендикулярній до вхідних граней та основи призми (в площині рис.), під кутом до основи призми, відмінним від 0 та 90° (несиметрично відносно променів, які падають на основу призми та відбиваються від неї) – грані повного внутрішнього відбиття (ПВВ).

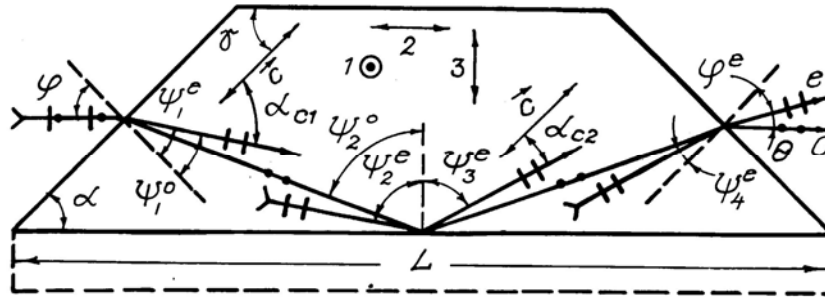


Рис. 2. Поляризатор на основі призми прямого зору

У такій призмі кутове розведення променів взаємно перпендикулярної поляризації, які відповідають звичайному (o-) та незвичайному (e-) променям у кристалі, здійснюється завдяки двозаломленню на вхідних гранях та двовідбиттю від основи призми. Останнє можливе лише у разі певного спрямування оптичної осі в призмі, визначеному вище. Якщо вона спрямована перпендикулярно до грані ПВВ або головній площині призми (рис. 2) чи в головній площині призми і паралельно до грані ПВВ (на рис.2 всі ці напрямки позначені числами 1...3), o- та e-промені не змінюють свого напрямку після проходження призми, бо кутове розведення цих променів вхідною гранню повністю компенсується вихідною гранню, і відбувається лише зміщення e-променя відносно o-променя, як в платівці, що згадувалася вище [4, 5] (до речі, це розведення може бути таким, як і в згаданій платівці, що за потреби можна використати). Лише при спрямуванні оптичної осі в головній площині призми під кутами до її основи, відмінними від 0 та 90°, взаємно перпендикулярно поляризовані промені, які відповідають o- та e-променям в кристалі, будуть розводитися та зберігати первісну поляризацію.

У загальному випадку властивості такої призми визначатимуться кутом нахилу *g* оптичної осі *c* до основи, двозаломленням *Dn* кристала, з якого виготовлена призма, причому $Dn = n_e - n_o$, де *n_e* та *n_o* – показники заломлення e- та o-променів (головні значення), а також кутом *a* між вхідною гранню та основою призми – гранню ПВВ.

Кут *a* визначає довжину призми *L*, яка для променя з перерізом *d* дорівнює

$$L = 2dk_{(o,e)}[\sin 2a(k_{(o,e)} - \sin a)]^{-1},$$

тут і далі $k_{(o,e)} = [n_{(o,e)} - \cos 2a]^{0.5}$, причому, індекси o- та e – відповідають призмі з позитивного або негативного кристала, відповідно.

Кут падіння променя на вхідну грань $j = 90^\circ - a$. Для o-променя *y_{o1}* (рис. 2) не залежить від напрямку оптичної осі, однакові також кути падіння o-променя на грань ПВВ *y_{o2}* і відбиття від цієї грані *y_{o3}*, кут падіння o-променя на вихідну грань дорівнює *y_{o1}*, і o-промінь, що виходить з призми, є паралельним до вхідного променя. Ці кути визначають з виразів

$$y_{o1} = \arcsin(n_o^{-1} \sin a) \text{ та } y_{o2} = 90^\circ + (j - y_{o1}).$$

Для e-променя кут заломлення *y_{e1}* залежить від кута між його одиничним вектором нормалі *n* та *c* і визначається з виразу $\sin j = n_e \cos y_{e1}$, де

$$n_e \cos = n_o n_e \{n_e^2 + (n_e^2 - n_o^2)[n \times c]\}^{0.5}. \tag{1}$$

Перед падінням e -променя на грань ПБВ кут між n та c дорівнює a_{c1} , а після відбиття від грані ПБВ – куту a_{c2} , відповідно відрізняються і показники заломлення e -променя до відбиття $n_e c$ та після нього n_e^2 . Внаслідок цього різняться й кути падіння на грань ПБВ y_{e2} та відбиття від неї y_{e3} , що їм відповідають, і які пов'язані співвідношенням $n_e c \sin y_{e2} = n_e^2 \sin y_{e3}$ (для малих Dn різницею в кутах y_{e2} та y_{e3} при визначенні відповідних їм $n_e c$ та n_e^2 можна знехтувати). Легко бачити, що $y_{e2} = 90^\circ - (y - y_{e1})$, $a_{c1} = g + j - y_{e1}$ і $a_{c2} = g + y_{e3} - 90^\circ$. Кут падіння e -променя на вихідну грань $y_{e4} = y_{e3} - a$, а різниця в кутах заломлення o - та e -променів на вихідній грані $Q = j - y_e = j - \arcsin(n_e^2 \sin y_{e4})$. Оскільки при $g = 0$ та 90° маємо $Q = 0$, можна припустити, що Q сягає максимуму при куті g , який відповідає 45° , що й підтверджується розрахунками. При зміні γ від 0 до 180° для кварцу ($n_o = 1.54424$ і $n_e = 1.55335$ [8]) максимальне Q при $a = 45^\circ$ дорівнює 1° , що цілком достатньо для використання таких призм, виготовлених зі стійких до потужного випромінювання кристалів з невеличкими Dn , в лазері з поляризованим випромінюванням (не зайве нагадати, що такі призми можуть бути використані в лазерах і як спектральні селектори, які еквівалентні плоскопаралельній платівці). При цьому оптимальний кут $g = 45^\circ \pm 0.1^\circ$. Для кальциту ($n_o = 1.65835$ і $n_e = 1.48640$ [8]) при $a = 45^\circ$ маємо $Q = 15^\circ.4$ при $g = 47^\circ.1$ і $Q = 23^\circ.6$ при $g = 133^\circ.16$. Це помітно більше (майже на третину в першому випадку та вдвічі – в другому) від кута розведення o - та e -променів відомою складною призмою Аббе [9], в якій 60 -градусна призма з кальциту вклеєна між двома призмами зі скла, до того ж обидва вихідні промені відхиляються призмою на значні кути від напрямку вхідного променя. Помітна різниця в кутах розведення при різних оптимальних g у випадку кальциту пояснюється тим, що розведення o - та e -променів вхідною гранню частково компенсується у разі відбиття від основи призми, тому більше розведення на виході спостерігатиметься тоді, коли o - та e -промені падатимуть на основу призми під однаковим кутом, що можливо, коли вони після заломлення на вхідній грані розповсюджуватимуться вздовж оптичної осі; для кальциту це і відбуватиметься при значенні g , близькому до 133° .

Взагалі ж найбільше розведення променів мало б спостерігатися, коли при відбитті від основи призми один з променів (той, що падає або той, що відбивається) був би перпендикулярним оптичній осі, а другий – паралельним їй. Це буде у випадку, коли $y_{2e} + y_{3e} = 90^\circ$ та $a_{c1} = 0$ (або 90°), а $a_{c2} = 90^\circ$ (або 0), що можливо за умови $a < 5^\circ$, яка є неприйнятною з конструктивних міркувань, хоча і дає для кварца розведення в $1^\circ.3$. Для прийнятних кутів a розведення змінюється в межах $10\ldots 5\%$ при змінах a від 20° до 80° .

Аналізуючи вирази для визначення (або – нижче – для оцінки) Q , легко зрозуміти, що при зміні кута g на 90° знак відхилення e -променя від o -променя змінюється на протилежний. У межах змін g від 0 до 90° значення Q для кварцу є одного знака, а від 90° до 180° – протилежного. Це поза сумнівом є непересічною перевагою запропонованого поляризатора, бо зміна знака відхилення e -променя здійснюється простою заміною вихідної грані призми на вхідну. Тобто, при прямому і зворотному проході призми e -промені виходять з неї на різні боки, але залишаються майже паралельними (непаралельність залежить від $Dn c = n_e c - n_e^2$, але може бути скомпенсована вибором відповідного g) одне одному, що, наприклад, в лазері дає змогу створити окремий резонатор для e -променя, що надзвичайно важливо під час дослідження змін стану поляризації в резонаторі.

Під час використання кристалічного кварцу треба враховувати його оптичну активність. Вона призводить до того, що при певному спрямуванні оптичної осі не зберігається первісна поляризація o - або e -променя, і він стає поляризованим еліптично, що призводить до втрат, бо один з цих променів з резонатора виводиться. Ця еліптичність K дорівнює співвідношенню складових поляризацій, які відповідають o - та e -променям, і визначається виразом $K = \operatorname{tg}(g/D)$, причому $g = \operatorname{arctg}(2r/D)$, де r – питома обертання площини поляризації і D – різниця фаз перпендикулярно поляризованих променів за відсутності оптичної активності [10]. Аналіз K залежно від g показує, що при деяких кутах, для яких $a_{c1,2} = 0$, деполаризація може бути повною. Під час розрахунків

вважалося (згідно з [11]), що $r = r_0[0.54 \sin^2 a_{c(1,2)} - \cos^2 a_{c(1,2)}]$, причому r_0 – питоме обертання вздовж оптичної осі, яке дорівнює $20^\circ/\text{мм}$ для $\lambda = 589$ нм.

Розрахунки для кристалів з різними n та Dn показують, що навіть при мізерному Dn (близько 0.001) слід очікувати розведення o - та e -променів на кут (приблизно 6 кут. хв.), достатній для генерації поляризованого випромінювання лазером. Якщо використати результати робіт [12, 13], можна записати вирази для оцінки Q при невеликих Dn . Кут Q визначається різницею в кутах заломлення o - та e -променів вихідною гранню завдяки різниці Dy_2 між кутами падіння променів на цю грань: $Q = n_2 \Delta y_2$, де $n = (n_o n_e)^{0.5}$. Ця різниця $Dy_2 = (n_o - n_e^2)/n - Dy_1$. Оскільки $Dy_1 = (n_o - n_e)/n$, остаточно маємо $Q = n(n\zeta - n_e^2) = Dn\lambda$. Маючи на увазі, що $n(\zeta^2) = n_o - Dn[n\lambda]$, можна віднайти, що для кальциту це дає величину $Q = 14^\circ$, а для кварцу – 0.8° , що доволі добре збігається з наведеними вище точнішими значеннями.

Для трьох граничних орієнтацій c (положення “1...3” на рис. 2), як це згадувалося раніше, на виході призми не відбувається кутового розведення o - та e -променів, а має місце лише паралельне зміщення e -променя відносно o -променя, сумірне з таким, як і в плоскопаралельній платівці [4, 5]. В усіх трьох випадках зміщення визначається двозаломленням на вхідній грані, але у випадках “2” та “3” необхідно враховувати також додаткове зміщення e -променя відносно o -променя при проходженні їх під певним кутом до c , яке дорівнює $Dy_c = dDn/n \sin 2a_{c(1,2)}$, що при $a_{c(1,2)} = 45^\circ$ дає величину Dy_1 , яка дорівнює розведенню o - та e -променів на вхідній грані. Однак Dy_c та Dy_1 мають різний знак до відбиття від основи призми для випадку спрямування оптичної осі “2” та після відбиття – для випадку “3”. Тому це остаточно зміщення e -променя можна використати лише при несиметричному поширенні променів відносно середини основи призми. Під час використання обох променів треба збільшувати довжину призми на величину (у випадку “1”)

$$DL = 2(k_o - k_e)/(k_o - \sin a)(k_e - \sin a).$$

Розведення o - та e -променів на виході призми запишемо як $Dd = DL(k_o - \sin a)$. У випадках “2, 3” величина dDL подвоюється, як і необхідна діюча висота призми, оскільки для несиметричного проходження призми потрібне початкове зміщення променя, яке майже дорівнює його перерізу d .

Вимірювання розведення променів 90° -градусною призмою (з нахилом катетних граней до гіпотенузи близько 41° та 49° та орієнтацією оптичної осі вздовж короткого катета), яка використовувалася як кінцевий відбивач в неодимовому лазері [15], дали величину, близьку до розрахованої.

Поляризатор на основі трикутної рівнобедреної призми прямого зору

Розглянутий вище поляризатор на основі призми прямого зору (Дове-Амічі) із двозаломлювального кристала [1] має деякі переваги порівняно з іншими: незмінність напрямку одного з взаємно перпендикулярно поляризованих променів, відсутність склеєних поверхонь, можливість використовувати кристали з невеликим заломленням. Однак у призми Дове-Амічі є істотний недолік: вона майже вдвічі довша порівняно, наприклад, з трикутною рівнобічною призмою, що відбиває, такої самої апертури [14]. Тому доречно проаналізувати поляризаційні можливості поляризатора, який можна було б виготовити на основі трикутної призми, якби її зробити з двозаломлювального кристала і спрямувати в ній оптичну вісь несиметрично стосовно променів, що падають на основу призми та відбиваються від неї. У такій призмі розведення взаємно перпендикулярно поляризованих променів на виході з неї визначається не тільки двовідбиттям від основи та двозаломленням на вхідних гранях, як в попередньо розглянутій призмі, а й двовідбиттям від цих самих граней.

Оскільки основні параметри призми докладно розглянуті раніше [14], то обмежимося оцінкою розведення компонент поляризації на виході з неї.

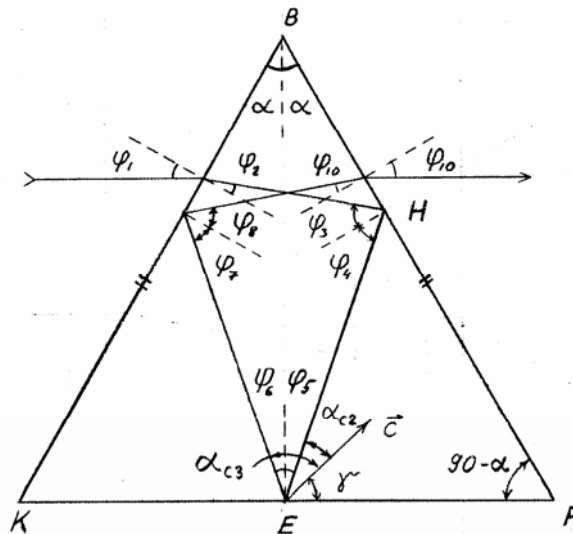


Рис. 3. Поляризатор на основі рівнобедреної призми прямого зору

Проходження променів через вхідну і вихідну грані не відрізняється від розглянутого вище випадку, тому, використовуючи результати роботи [14] і попередній розгляд, для o -променя можемо записати:

$$\begin{aligned} j_{(1,10)o} &= a, \\ j_{(2,9)o} &= \arcsin(n_o^{-1} \sin a), \\ j_{(3,4)o} &= j_{(7,8)o} = 2a - j_{(2,9)o}, \\ j_{(5,6)o} &= 90^\circ - 3a - j_{(2,9)o}. \end{aligned}$$

Щоб визначити кути заломлення і відбиття для e -променя, треба, як і раніше, врахувати залежність його показника заломлення $n_a \zeta$ від кута a між векторами e -променя n та c , яка наведена вище (1).

Для e -променів після заломлення на вхідній грані та відбиття від неї (перед падінням на вихідну грань), маємо:

$$\begin{aligned} j_{(1,10)e} &= \arcsin[n_e \zeta(a_{ci}) \sin j_{(2,9)e}], \\ a_{c(1,4)} &= a + g - j_{(2,10)e}. \end{aligned}$$

Для кутів падіння маємо:

$$\begin{aligned} j_{3(o,e)} &= 2a - j_{2(o,e)} = 2a - \arcsin(n_{(o,e)}^{-1} \sin j_{1(o,e)}), \\ j_{(5,7)e} &= 90 - a - j_{(4,6)e}. \end{aligned}$$

Відбиття від граней описується виразом

$$n_e \zeta(a_{ci}) \cdot \sin y_{e(2i+1)} = n_e \zeta(a_{c(i+1)}) \cdot \sin y_{e(2i+2)},$$

де i – порядкове число внутрішнього відбиття під час проходження променя через призму.

Розглядаючи падіння променів на основу призми, легко побачити, що в загальному випадку

$$\begin{aligned} a_{c(1,2)} &= a \pm g \mp j_{(2,4)e}, \\ a_{c3} &= 90^\circ - g + j_{6e}, \\ a_{c4} &= a + g - j_{8e}. \end{aligned}$$

У випадку малих Dn (наприклад, для кварцу менш 0.01), можна вважати, що

$$j_{(3,4)e} = j_{(7,8)e} \text{ та } j_{(5)e} = j_{(6)e},$$

і ці вирази набувають такого вигляду:

$$\begin{aligned} a_{c(1,4)} &= g \pm a \mp \phi, \\ a_{c(2,3)} &= 3a \mp g \mp \phi, \end{aligned}$$

де $\phi = \arcsin(n^{-1} \sin a)$.

Кут розведення (o , e)-променів на виході призми визначиться як $Q_2(g) = j_{10o} - j_{10e}$.

Розрахунки (для кварцевої призми при $\alpha = 25^\circ$ і $g = 45^\circ$; при такому куті g оптична активність не впливає на стан поляризації променів) показують, що величина $Q_2(g)$ для кварцу сягає приблизно 0.5° , а характер її зміни такий, як і в попередньому випадку.

Висновки

Наведені вище вирази повністю визначають проходження o - та e -променів через призми. Одержані результати дозволяють стверджувати, що запропоновані призми можна використовувати як ефективні лазерні поляризатори.

1. Шерклиф У. Поляризованный свет. – М., 1965.
2. Поль Р.В. Введение в оптику. – М., 1947.
3. Polarization prisma // Brochaus ABC der Optic. – Leipzig, 1961.
4. Marie G., Wurtz P. Et Le Pape. // Acta electronica. – 1966. – **10**. – P. 249–293.
5. Нестриженко Ю.А. // Лазеры с перестраиваемой частотой. – К.: Инст. Физики АН УССР, 1973. – С. 148–153.
6. Нестриженко Ю.А. // Радиофизика и электроника. – 2004. – **9**. – Спецвыпуск. – С. 112–120.
7. Нестриженко Ю.А. Опис конструкцій та розрахунки поляризаторів на основі призм прямого зору. – Харків, 1997. – 16 с. – (Препр. / НАН України. Ін-т радіофізики та електроніки; 97–1).
8. Дэна Дж. Д., Дэна Э.С., Фрондель К. Система минералогии. Т. 3: Минералы кремнезема. – М., 1966.
9. Жевандров Н.Д. // Тр. ФИАН. – 1964 – **51**. – С. 3.
10. Дж. Най. Физические свойства кристаллов. – М., 1967.
11. Шубников А.В. Основы оптической кристаллографии. – М., 1958.
12. Нестриженко Ю.А. // Оптика и спектр. – 1994. – **77**. – С. 313–316.
13. Нестриженко Ю.А. Розрахунки лазерних кювет-поляризаторів. – Харків, 1995. – 10 с. (Препр. / АН України. Ін-т радіофізики та електроніки; 95–6).
14. Можаров Г.А., Филатов В.С. // ОМП. – 1964. – **4**. – С. 30–32.
15. Нестриженко Ю.А. // Оптика и спектр. – 1982. – **82**. – С. 351–353.