

Ю. А. Нестриженко

Науково-дослідний інститут астрономії ХНУ імені В. Н. Каразіна
37, вул. Сумська, Харків, 61002, Україна
E-mail: ire@kharkov.ua

**ЧОТИРИГРАННА СПЕКТРАЛЬНА ПРИЗМА-ПОЛЯРИЗАТОР ПРЯМОГО ЗОРУ
НА ОСНОВІ ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИТТЯ**

Поляризація лазерного випромінювання та керування його спектром призми з малими втратами є нагальною проблемою, якій присвячена велика кількість наукових праць. Відомі поляризатори, зокрема, призми прямого зору, мають певні недоліки, пов'язані з суттєвими втратами енергії, або потребують нанесення додаткового відбиваючого покриття, що для використання в лазерах не завжди є прийнятним, а задача керування спектром лазера взагалі вимагає наявності додаткових елементів в лазерному резонаторі. У статті описано чотиригранну спектральну призму-поляризатор прямого зору, у якій завдяки наявності додаткових граней повного внутрішнього відбиття здійснюється ефективна поляризація світла та можливість керування спектром випромінювання лазера, причому ця призма є одноелементною, без складових або склеєних частин. Розрахунки підтвердили можливість виготовлення такої призми досить простої, зокрема, ромбовидної конфігурації, що дуже спрощує її виготовлення, а зроблений за цими розрахунками зразок призми підтвердив ефективну поляризацію лазерного світла та можливість керування його спектром. Описана призма надзвичайно спрощує юстирування лазера й надає нові можливості керування поляризацією та спектром лазерного випромінювання, дозволяє здійснювати генерацію двох спектральних компонент взаємно сторчової поляризації, що дуже важливо для ефективного перетворення частот нелінійними кристалами. Лл. 2. Бібліогр.: 8 назв.

Ключові слова: лазер, поляризатор, спектральна призма прямого зору, повне внутрішнє відбиття.

Раніше [1, 2] було описано поляризатори на основі призми прямого зору (наприклад, призми Дове-Амічі або тригранної рівнобедреної призми [3], яка чи не вдвічі коротша за призму Дове-Амічі), виготовлені з двозаломлюючого кристала. У таких призмах (на рис. 1 вони відповідають призми ABC), у залежності від кута α вхідні промені 1–3 заломлюються на грані AB , відбиваються від грані AC і виходять через грань BC (призма Дове-Амічі) або, заломившись на грані AB , послідовно відбиваються від граней BC , AC та AB і виходять через грань BC (тригранна рівнобедрена призма) в тому ж напрямку, що і вхідні промені.

У цих призмах кутове розведення променів взаємно сторчової поляризації, які відповідають звичайному o - на надзвичайному e -променям в кристалі, здійснюється завдяки двозаломленню на вхідних гранях та двовідбиттю від основи призми. Останнє можливе лише при спрямуванні оптичної в головній площині призми, сторчовій вхідним граням та основі призми (в площині рис. 1), під кутом до основи призми – грані повного внутрішнього відбиття (ПВВ, відмінним від 0 та 90° . Якщо вона спрямована сторчово грані AC (грані ПВВ) або головній площині призми (тобто площині рис. 1) чи в головній площині призми і паралельні грані AC , 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.

Поляризатор, створений на основі тригранної призми прямого зору з гранями, що відбивають, має також той недолік, що і сама призма: в ньому умови повного внутрішнього відбиття від основи призми AC , як це відмічалось раніше [3],

можна забезпечити тільки за певних кутів при вершині та показниках заломлення ($n \geq 2,6$).

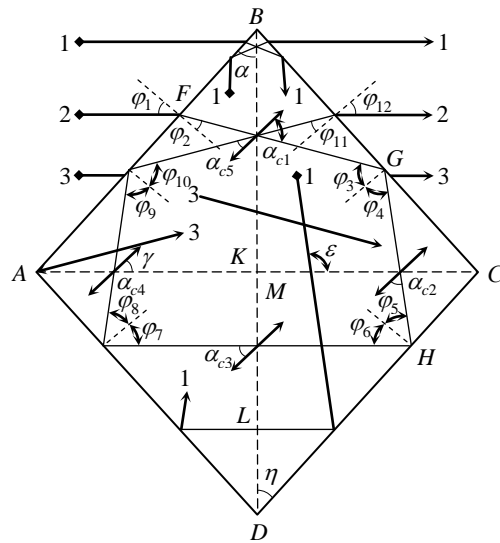


Рис. 1. Чотиригранна спектральна призма-поляризатор

В інших випадках доводиться на основі призми наносити додаткове відбиваюче покриття, що для використання в лазерах не завжди є прийнятним. Заміна покриття 90° -ю призмою з ребром, що лежить у головній площині призми, є неприйнятною, бо призводить до деполіризації світла. То виникає спокуса замінити основу призми AC двома гранями AD та CD на рис. 1, на яких і забезпечити умови повного внутрішнього відбиття на цих гранях, аби додаткове покриття не було б потрібне.

Суттєвою ознакою такого поляризатора є те, що він не є еквівалентним плоскопаралельній платівці, як попередньо описані призми «прямого

зору». Це означає, що така призма може поляризувати випромінювання і при спрямуванні оптичної осі сторч головній площині призми (рис. 1) (на відміну від призм Дове-Амічі та тригранної, у яких кутове розділення o - та e -променів при таких орієнтаціях оптичної осі не відбувається). Незаперечною перевагою такого поляризатора є можливість використання p -компоненти поляризації (електричний вектор коливань лежить в головній площині призми) як робочої, що помітно зменшує втрати енергії при відбитті на нахилених гранях. У раніше описаних призмах незмінність напрямку вхідного та вихідного променів відбувалося тільки для s -компоненти (електричний вектор коливань спрямований сторч головній площині призми), для якої втрати енергії при відбитті на вхідних гранях значно більші.

Оскільки в тригранній спектральній призмі умова збереження напрямку вихідного променя відносно вхідного виповнюється тільки для однієї довжини хвилі λ_0 , вона може прислужитися і частотним селектором з перенастроюванням при простому її повороті. Крім того, таку призму за певних умов можна використати для зміни стану поляризації випромінювання поворотом її або відповідного відбивача резонатору, як це було запропоновано раніше [4], коли умови для генерації o - та e -променів виповнюються повністю або частково.

Якщо призма виготовлена з ізотропного матеріалу, вона має всі властивості складної спектральної призми прямого зору Амічі, яка являє собою склейку з трьох призм. Хоча в запропонованій призмі, як і в призмі Амічі, промінь теж взаємодіє з шістьма оптичними поверхнями, але можливість мати елемент з потрібними властивостями у вигляді однієї призми без будь-яких складових частин або склейок є перевагою, яка за певних умов може бути неоціненною.

Застосування призми в звичайних, не лазерних, випадках, коли можна використовувати покриття, нахил граней може визначитися в широких межах, в залежності від певних потреб.

Насамперед визначимо нахил додаткових граней AD і CD , а також межі зміну кута нахилу передньої грані до променя α та додаткових граней ПБВ в залежності від показника заломлення кристала, з якого зроблено призму (тобто кутів A , C , які однакові між собою, та кут D ; рис. 1). Проходження o - та e -променів в цій призмі до граней CD і AD не відрізняється від тригранної рівнобедреної, тож, скориставшись результатами робіт [3, 4] можемо записати вираз для їх кутів заломлення: $\sin \psi_{(o,e)} = n_{(o,e)}^{-1} \sin \varphi_{(o,e)}$. Тут $\varphi = 0,5B = \alpha$, якщо вхідний промінь спрямований сторч діагоналі BD ; $n_{(o,e)}$ – показники заломлення o - та e -променів (головні значення), які

є незмінними для випадку, коли оптична вісь спрямована сторч головній площині призми. Коли ж оптична вісь c лежить в головній площині призми – площині рис. 1 (вона позначена двосторонніми стрілками), показник заломлення e -променя n'_e залежить від кута α між поодинокими векторами e -променя \vec{n} та оптичної осі c : $n'_e = n_o n_e \{n_e^2 + (n_e^2 - n_o^2)[\vec{n} \times c]\}^{-0,5}$.

Зауважимо, що проходження o -променя однакове для обох випадків розташування оптичної осі.

Випадок 1 ($\vec{n} \perp c$, тобто оптична вісь орієнтована сторч головній площині призми). Заломлення на вхідній і вихідній гранях не відрізняється від розглянутих вище випадків: $\varphi_{(1,12)(o,e)} = \arcsin(n_{(o,e)} \sin \varphi_{(2,11)(o,e)})$. Кути падіння o - та e -променів на вихідну грань BC дорівнюють (як це видно з трикутника BFG)

$$\varphi_{3(o,e)} = A - \varphi_{2(o,e)} = 2\alpha - \arcsin(n_{(o,e)}^{-1} \sin \varphi_{1(o,e)}).$$

Маючи на увазі, що промінь після відбиття від грані DC має той же напрям, що й вхідний промінь (тобто сторчовий діагоналі BD), з трикутника CGH маємо кут $A = C = 0,5(2\pi + \alpha - \varphi_{2o})$ і, відповідно, з трикутника BCD визначаємо, що кут $D = 2\eta = (2\pi - 3\alpha + \varphi_{2o})$ і, відповідно, $\varphi_{5o} = \varphi_{6o} = 0,5D = 0,5(2\pi - 3\alpha + \varphi_{2o})$. Легко помітити, що $\varphi_{1(o,e)} = \varphi_{12o}$, $\varphi_{2o} = \varphi_{11o}$, $\varphi_{3o} = \varphi_{4o} = \varphi_{9o} = \varphi_{10o}$ і $\varphi_{5o} = \varphi_{6o} = \varphi_{7o} = \varphi_{8o}$, а також $\varphi_{3e} = \varphi_{4e} = \varphi_{7e} = \varphi_{8e}$ і $\varphi_{5e} = \varphi_{6e} = \varphi_{9e} = \varphi_{10e}$.

За умов $(\varphi_{3o}, \varphi_{5o}) \geq \arcsin(n_o^{-1})$ визначаються межі кута α для забезпечення умов ПБВ на гранях BC і CD : при менших кутах не здійснюватиметься умова ПБВ на грані BC , а при більших – на грані CD . Для кристалічного кварцу ($n_o = 1,544246$, $n_e = 1,553355$ [5]) він лежить в межах $29,5^\circ \leq \alpha \leq 41,6^\circ$ ($59^\circ \leq B \leq 83,2^\circ$); відповідні межі інших кутів такі: $40,3^\circ \leq \eta \leq 55,1^\circ$ ($80,7^\circ \leq D \leq 110,2^\circ$) і $95,4^\circ \leq (A, C) \leq 98,1^\circ$. Оскільки величини кутів B і D перекриваються, заслуговує на увагу випадок, коли $B = D$ (і, зрозуміло, $A = C$). Це відбувається при умові $5\alpha - \arcsin(n_o^{-1} \sin \alpha) = 2\pi$, тобто протилежні грані призми є паралельними. Це надзвичайно спрощує її виготовлення, оскільки достатньо уникнути пірамідальності між двома суміжними гранями, а паралельність між двома гранями досить легко проконтролювати по інтерференції. Це відбувається при куті $B = D = 82,063^\circ$ (і, відповідно, $A = C = 97,937^\circ$; саме ця призма, назовемо її призма-ромб, зображена на рис. 1). Зауважимо, що при такому куті падіння ($\sim 41^\circ$), достатньо

наближеному до кута Брюстера (~57°), поляризація випромінювання можлива за певних умов і при використанні призми з ізотропного матеріалу.

Випадок 2 (\vec{n} і c лежать в головній площині призми). У такій призмі зміною кута γ можна регулювати кут розведення компонент поляризації, зокрема для забезпечення можливості двочастотної генерації. Для o -променя кути заломлення і відбиття придатні наведені вище вирази. Для e -променя ці ж кути визначаються показником заломлення n'_e , який залежить від взаємної спрямування \vec{n} і c . Кути заломлення можна визначити наведеними виразами при заміні $n_e \rightarrow n'_e$. Кути відбиття визначаються виразами

$$n'_e[\alpha_{ci}] \sin \psi_{e(2i+1)} = n''_e[\alpha_{c(i+1)}] \sin \psi_{e(2i+2)},$$

де i – число внутрішнього відбиття при проходженні променя через призму. Оскільки в загальному випадку при відбитті від граней проходження e -променя залежить від кута α_{ci} між оптичною віссю та хвильовою нормаллю, його треба визначити в кожному випадку. Елементарний аналіз показує, що вони дорівнюють:

$$\alpha_{c1} = \alpha + \gamma - \varphi_{2e},$$

$$\alpha_{c1} = \alpha - \gamma + \varphi_{4e},$$

$$\alpha_{c3} = \eta + \gamma - \varphi_{6e},$$

$$\alpha_{c4} = \eta - \gamma + \varphi_{8e},$$

$$\alpha_{c5} = \alpha + \gamma - \varphi_{10e}.$$

Кут розведення o - та e -променів на виході призми для обох випадків визначиться як $\Theta_3(\gamma) = \varphi_{12o} - \varphi_{12e}$.

Оскільки така призма еквівалентна тригранній призмі с кутом при вершині $2\varphi_2$, можна оцінити розведення o - та e -променів для міні-

мального кута відхилення Θ . Цей кут, згідно [6], дорівнює

$$\Theta_{\min} = 2\varphi_1 - 2\varphi_2.$$

Для кварцевої призми, зображеної на рис. 1, $2\varphi_1 = 82,063^\circ$, а $2\varphi_2 = 50,3^\circ$ і, оскільки двозаломлення кварцу досить мале $\Delta n = n_e - n_o \approx 0,01$, то для оцінки розведення o - та e -променів тільки вхідною та вихідною гранями призми можна припустити, що воно дорівнює $\Delta\Theta_{\min} \approx \Delta n(2\varphi_1 - 2\varphi_2) \approx 0,6^\circ$, і його цілком достатньо для поляризації лазерного випромінювання.

Цікаво розглянути конструкції призм з кварцу, кристалу надзвичайної оптичної якості та дуже стійкого до лазерного випромінювання.

При використанні кристалічного кварцу треба враховувати його оптичну активність, особливо для випадку, коли \vec{n} і c лежать у головній площині призми. Вона призводить до того, що за певних спрямувань оптичної вісі 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 поляризації, які відповідають o - та e -променям, і визначається виразом $K = \text{tg}(\beta / \Delta)$, причому $\beta = \arctg(2\rho / \Delta)$, де ρ – питома обертання площини поляризації і Δ – різниця фаз сторчово поляризованих променів у відсутності оптичної активності [7].

Аналіз K в залежності від γ показує (на рис. 2 цифрові індекси при функціях відповідають призмам, описаним раніше [1, 2] і в цій статті; розрахунки проведено для кварцевої призми при $\alpha = 45^\circ$), що при деяких кутах, для яких $\alpha_{c(1,2)} = 0$, деполяризація може бути повною.

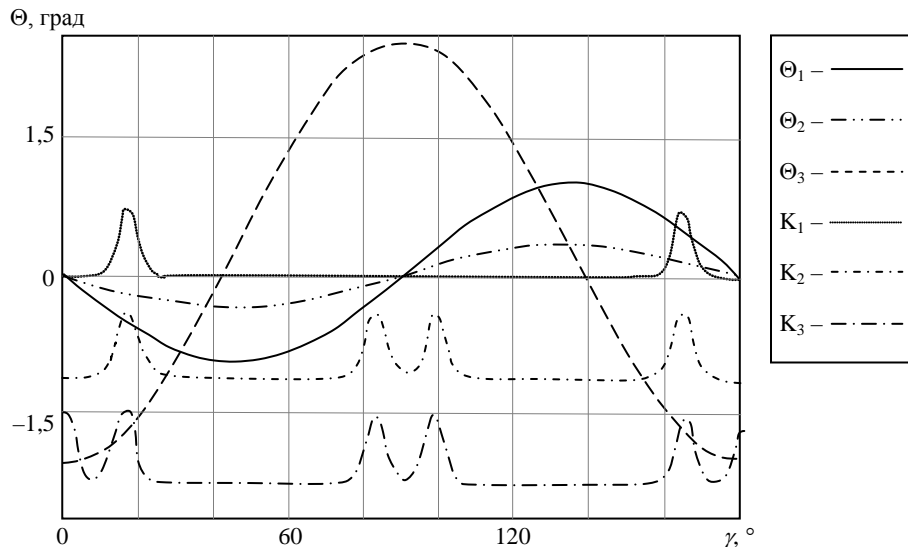


Рис. 2. Аналіз K в залежності від γ

При розрахунках вважалося, що $\rho = \rho_o[0,54 \sin^2 \alpha_{c(1,2)} - \cos^2 \alpha_{c(1,2)}]$, причому ρ_o – питоме обергання вздовж оптичної осі, яке дорівнює 21,7 град/мм для $\lambda = 589$ нм [8].

Розрахунки показують (рис. 2), що для чотиригранної призми при двох розглянутих випадків орієнтації оптичної осі кути розведення o - та e -променів сильно відрізняються. Так, для α , які дорівнюють 41,6 та 29,5° (а кут A , відповідно, 98,1 та 95,4°) відповідні їм кути розведення дорівнюватимуть для першого випадку $\Theta_1 = 0,45^\circ$ та $\Theta_2 = 0,28^\circ$ (зрозуміло, залежно від γ) і для другого випадку $\Theta_3 = 2,15^\circ$ ($K_3 = 0,02$ при $\gamma = 70^\circ$) та $\Theta_3 = 2,33^\circ$ ($K_3 = 0,01$ при $\gamma = 95^\circ$), причому найбільше розведення o - та e -променів спостерігається при кутах γ , які дорівнюють 0 або 90°.

В обох випадках розведення достатнє, аби забезпечити генерацію поляризованого світла. В області тих п'яти значень кутів γ , при яких $\alpha_{ci} = 0$, спостерігається повна деполяризація світла (тобто $K_3 = 1$; розрахунки проведено для кварцевої призми при $\alpha = 42^\circ$, на рис. 2 криві зміщені, аби вони не перекривалися з K_1 і K_2 , і їх максимуми відповідають повній деполяризації світла).

Для перевірки наведених вище розрахунків з кварцу була виготовлена призма-ромб ($\alpha = 41,03^\circ$). Розведення складових поляризації напівпровідникового лазера ($\lambda = 0,68$ нм) складо величину, близьку до розрахованої.

При умові $n_o(\lambda) = n_e(\lambda_2)$ можлива дво-частотна генерація, причому ці дві компоненти поляризовані сторчово одна до іншої, що, як відомо, на порядки підвищує ефективність перетворення частот нелінійними кристалами. Переналадження такого селектора на іншу довжину хвилі λ_i може здійснюватися простим його оберганням навколо певної осі. Додаткова селекція тут може бути підсилена, якщо відбиття наблизити до кута ПВВ. Якщо оптична вісь кристалу, з якого виготовлена призма, лежить в головній площині призми, то змінюючи її кут нахилу γ до основи призми, можна змінювати $\lambda_1(n_o) - \lambda_2(n'_e)$ в широких межах. Крім того, оскільки описана призма є симетричною відносно осі AC , її можна використати в двопроменевому лазері, для одного променя з яких вхідними та вихідними гранями є грані AB і BC , а для другого – AD і CD . Зауважимо, що це можуть бути навіть лазері з окремими активними речовинами. Поворотом призми в головній її площині можна також змінювати частоту генерації кожного з цих променів, що надає

широкі можливості при генерації, наприклад, сумарних або різницевих частот.

Особливо треба відмітити незаперечні переваги запропонованої призми при використанні для її виготовлення електро- та магніто-оптичних кристалів.

Таким чином, запропонована чотиригранна спектральна призма-поляризатор на основі призми прямого зору з двозаломлюючого кристалу або ізотропного матеріалу має непересічні переваги і дає нові можливості для одержання та дослідження поляризованого світла лазерів.

Бібліографічний список

1. Нестриженко Ю. А. Опис конструкцій та розрахунки поляризаторів на основі призм прямого зору / Ю. А. Нестриженко. – Х.: ІРЕ НАНУ, 1997. – 16 с. – (Препр. / Ін-т радіофізики та електрон. НАН України; 97-1).
2. Нестриженко Ю. А. Лазерні поляризатори на основі призм прямого зору / Ю. А. Нестриженко // Вісн. нац. ун-ту «Львівська політехніка». Сер. Електрон. – 2010. – № 681. – С. 98–103.
3. Можаров Г. А. Трехгранная равнобедренная отражательная призма / Г. А. Можаров, В. С. Филатов // Оптико-мех. промышленность. – 1964. – № 4. – С. 30–32.
4. Нестриженко Ю. А. Лазери з керованою поляризацією та спектром / Ю. А. Нестриженко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2004. – 9, спец. вып. – С. 112–120.
5. Дэна Дж. Д. Система минералогии: в 11 т. Т. 3. Минералы кремнезема / Дж. Д. Дэна, Э. С. Дэна, К. Фрондель; пер. с англ. под ред. П. П. Смолина. – М.: Мир, 1966. – 431 с.
6. Ландсберг Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Наука, 1976. – 928 с.
7. Най Дж. Физические свойства кристаллов / Дж. Най; пер. с англ. – М.: Мир, 1967. – 345 с.
8. Шубников А. В. Основы оптической кристаллографии / А. В. Шубников. – М.: АН СССР, 1958. – 234 с.

Рукопис надійшов 15.09.2014.

Yu. A. Nestryzhenko

THE FOUR-FACE STRAIGHT VIEW TOTAL INTERNAL REFLECT SPECTRAL PRISM-POLARIZER

The laser emission polarization and control of its spectrum by means of low-loss prisms is a problem of considerable importance which has been addressed in a great number of research papers. The known polarizers, especially straight view prisms, are characterized by certain disadvantages arising from losses of light energy and/or a need for additional reflecting coatings. These are not always acceptable for laser application, and the problem of spectral control may require the use of additional elements in the laser cavity. In this paper a four-facet, straight view spectral polarizing prism is described involving no cemented components for controlling the laser polarization and spectrum. The effect is due to additional total internal reflection surfaces inside the prism. Theoretical calculations have confirmed feasibility of such a prism for relatively simple, e. g. rhomboid configuration, and the possibility of manufacturing the device in a simple way. The prototype embodied has been tested and showed an effective laser polarization and possibility of its spectral control. This prism can greatly simplify the procedures for laser tuning, providing new

possibilities for polarizational and spectral control of the laser emission and generation of two orthogonal polarized rays which may be useful for effective frequency conversation in nonlinear crystals.

Key words: laser, polarizer, spectral prism, straight view prism, total reflection.

Ю. А. Нестриженко

ЧЕТЫРЕХГРАННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПРИЗМА-ПОЛЯРИЗАТОР ПРЯМОГО ЗРЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Поляризация лазерного излучения и управление его спектром – насущная проблема, которой посвящено большое количество работ. Известные поляризаторы, в частности, призмы прямого зрения, имеют определенные недостатки, связанные с существенными потерями энергии, или требуют нанесения дополнительного отражательного покрытия, что

для использования в лазерах не всегда приемлемо, а управление спектром вообще требует наличия дополнительных элементов в лазерном резонаторе. В этой статье описана четырехгранная спектральная призма прямого зрения – поляризатор на основе полного внутреннего отражения, которая обеспечивает эффективную поляризацию и возможность управления спектром лазерного излучения, причем эта призма одноэлементная, без составных или склеенных частей. Расчеты подтвердили возможность изготовления такой призмы достаточно простой, в частности, ромбовидной конфигурации, что чрезвычайно упрощает ее производство, а изготовленный по этим расчетам образец призмы подтвердил эффективную поляризацию света лазера и возможность управления его спектром. Описанная призма также сильно упрощает юстирование лазера и открывает новые возможности управления поляризацией и спектром лазерного излучения, позволяет осуществить генерацию двух спектральных компонент взаимно ортогональной поляризации, что очень важно для эффективного преобразования частот нелинейными кристаллами.

Ключевые слова: лазер, поляризатор, спектральная призма прямого зрения, полное внутреннее отражение.