

ВУЗЬКОСМУГОВІ СЕЛЕКТИВНІ ОПТИЧНІ ФІЛЬТРИ НА ГІРОТРОПНИХ КРИСТАЛАХ

Л.М. Сусліков, В.М. Каменщиків

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул.Волошина, 54

Розглядаються вузькосмугові селективні оптичні фільтри нового типу, побудовані на гіротропних анізотропних кристалах, що володіють спектральним перетином дисперсійних кривих показників заломлення. Аналізуються конструктивні особливості, спектральні характеристики та методи їх покращення.

1. ОПТИЧНІ ФІЛЬТРИ НА ГІРОТРОПНИХ КРИСТАЛАХ З ІЗОТРОПНОЮ ТОЧКОЮ

Принцип роботи оптичних фільтрів даного типу побудований на явищі взаємодії двох електромагнітних хвиль, поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках, що поширюються в анізотропному середовищі (одноосному кристалі) [1, 2]. В результаті такої взаємодії відбувається перенос енергії з однієї моди (звичайної) в іншу, поляризовану ортогонально першій (незвичайну). В анізотропному кристалі така взаємодія неможлива. Для того, щоб така взаємодія мала місце, необхідно виконання двох умов:

- 1) середовище має бути ізотропним. Тоді звичайна і незвичайна хвилі стають когерентними і легко взаємодіють;
- 2) має існувати деякий параметр взаємодії, відповідальний за перенос енергії між модами.

Ці умови реалізуються в одноосних гіротропних кристалах, для яких має місце перетин спектральних залежностей показників заломлення n_o звичайної та n_e незвичайної мод. Довжину хвилі λ_0 , для якої $n_o = n_e$ прийнято називати ізотропною точкою (ІТ), оскільки анізотропний по структурі кристал поводить в ній як оптично ізотропне середовище. Кристали, що володіють ІТ, іноді називають ϵ -ізотропними [3], внаслідок рівності при

λ_0 головних значень тензора діелектричної проникності. Перехід через ІТ супроводжується зміною знаку двозаломлення кристалу, тобто має місце інверсія двозаломлення.

Як показано в роботах [4-6], гіротропія і є тим фізичним механізмом, що забезпечує взаємодію ортогонально поляризованих хвиль в ІТ кристалі.

Фізична природа явищ, що мають місце при поширенні лінійно поляризованої хвилі в гіротропних кристалах з ІТ, визначає особливості конструктивної будови фільтра. Фільтр складається з двох схрещених поляризаторів, між якими розташована плоскопаралельна пластинка одновісного кристалу, оптична вісь якої паралельна або перпендикулярна напрямку поляризації одного з поляризаторів (рис. 1). Товщина кристалічної пластинки задовольняє умові [7]

$$d_0 = \frac{\pi}{2\rho_0} \quad (1)$$

де $\rho_0 = \rho(\lambda_0)$ - питоме обертання площини поляризації світла на довжині хвилі λ_0 . При схрещених поляризаторах фільтр працює на виділення вузької спектральної лінії λ_0 (рис. 1а). При однаково направлених поляризаторах фільтр працює на поглинання тієї ж спектральної лінії (рис. 1б).

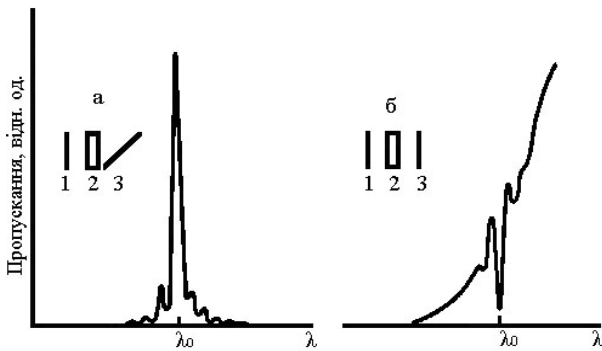


Рис. 1. Спектральна характеристика оптичного фільтра на гіротропному кристалі з ІТ при схрещених (а) та паралельних (б) поляризаторах: 1, 3 – поляризатори, 2 – кристал [7].

Принцип дії фільтра полягає в наступному. Випромінювання, що падає на поляризатор 1 (рис. 1а), після його проходження стає поляризованим паралельно напрямку його поляризації. Оскільки товщина пластинки 2 задовольняє умову (1), то площина поляризації випромінювання з довжиною хвилі λ_0 після проходження пластинки виявиться обернутою на кут $\frac{\pi}{2}$, і буде пропущено поляризатором 3. Промені з довжинами хвиль, відмінними від λ_0 , не пройдуть через поляризатор 3, оскільки при відході від ІТ виникає лінійне двозаломлення. Спектр пропускання фільтра характеризується вузькою смугою, максимум якої відповідає λ_0 .

Враховуючи оптимальну товщину кристалу та зв'язок $\rho(\lambda) = \frac{\pi}{\lambda} \delta n(\lambda)$ ($\delta n(\lambda)$ - циркулярне двозаломлення кристалу), спектральну характеристику фільтра зручно представити у вигляді [6, 7]:

$$T(\lambda) = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0 \delta n(\lambda)}{\lambda \delta n(\lambda_0)} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2} \quad (2)$$

де $\Delta n(\lambda) = n_e(\lambda) - n_o(\lambda)$ - лінійне двозаломлення кристалу.

На довжині хвилі λ_0 пропускання

$$T(\lambda_0) = \sin^2 \frac{\pi}{2} = 1 .$$

Користуючись виразом (2) можна визначити основні характеристики фільтра, а саме: вибірковість контрастність та кутову апертуру.

Вибірковість

В оптичних фільтрах на гіротропних кристалах з ІТ вибірковість визначається спектральним інтервалом з центром на λ_0 , в межах якого $|\Delta n(\lambda)| \leq \delta n(\lambda)$. Дійсно, оптична активність кристалу є ефектом другого порядку малості порівняно з лінійним двозаломленням. Тому вдалині від ІТ $\Delta n(\lambda)$ і $\delta n(\lambda)$ характеризуються величинами порядку $10^{-1} \dots 10^{-3}$ та $10^{-3} \dots 10^{-5}$ відповідно. Звідси випливає, чим менше $\delta n(\lambda)$ та чим крутіше крива дисперсії $\Delta n(\lambda)$ в околі ІТ, тим вужче спектральна лінія, що виділяється фільтром. Аналіз показує [7, 8], що напівширина $\Delta \lambda_{1/2}$ спектрального контуру, який виділяється фільтром, визначається виразом [7]:

$$\Delta \lambda_{1/2} = 1,60 \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0)}{\pi \alpha} \quad (3)$$

де $\alpha = \left(\frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0}$ - крутизна дисперсії

$\Delta n(\lambda)$ в околі ІТ.

Наприклад, для кристалів $AgGaS_2$ ($\lambda_0 = 4974 \text{ \AA}$) та $CdGa_2S_4$ ($\lambda_0 = 4907 \text{ \AA}$) селективність фільтра становить $12,25 \text{ \AA}$ та $13,47 \text{ \AA}$ відповідно і добре узгоджується з експериментальними значеннями [4, 6, 7, 9, 10].

Із співвідношення (3) випливає, що при виборі кристалів для виготовлення фільтрів бажано намагатися найменшого значення $\frac{\rho(\lambda_0)}{\alpha}$ щоб отримати найвищу селективність.

Слід відзначити, що вимоги до кристалів у відношенні підвищення пропускання та вибіркості суперечать одне одному. Дійсно, чим далі від краю поглинання в області прозорості знаходиться ІТ, тим вище пропускання, але менше α і нижча, згідно (3), вибіркості і навпаки. Тому вибір матеріалу для виготовлення фільтра визначається конкретно фізичною задачею, яку необхідно вирішити.

Контрастність

Контрастність фільтрів на гіротропних кристалах з ІТ визначається виразом [6, 7, 11]:

$$Y = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda_{1,2})}{\delta n(\lambda_{1,2})} \right)^2} \quad (4)$$

де $\Delta n(\lambda_{1,2})$ і $\delta n(\lambda_{1,2})$ - лінійне та циркулярне двозаломлення на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 перших бокових максимумів по обидва боки від основного максимуму на λ_0 . Спектральне положення перших бокових екстремумів визначається виразом [6, 7, 11]

$$\lambda_{1,2} = \lambda_0 \pm \frac{\sqrt{8}\lambda_0\rho_0}{\pi\alpha} \quad (5)$$

Виявляється, що контрастність фільтрів даного типу не залежить від параметрів кристалів, завжди стала і складає $\sim 0,11$. Цей факт є цікавою особливістю таких фільтрів.

Кутова апертура

Кутова апертура визначається залежністю основних спектральних параметрів фільтра від допустимих кутів падіння променів на фільтр. Для даних фільтрів із зміною кута падіння змінюються як довжина шляху променя в кристалі, так і лінійне та циркулярне двозаломлення. Тому в загальному випадку довільного падіння променів спектральна характеристика фільтра має вигляд [12-14]:

$$T(\lambda, \varphi, \theta) = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda} d(\lambda, \varphi, \theta) \left[\delta n^2(\lambda, \varphi, \theta) + \Delta n^2(\lambda, \varphi, \theta) \right]^{1/2}}{1 + \left[\frac{\Delta n(\lambda, \varphi, \theta)}{\delta n(\lambda, \varphi, \theta)} \right]^2} \quad (6)$$

де φ - кут в кристалі між напрямком проекції променя на площину (001) та віссю [100]; θ - кут в кристалі між напрямком променя в площині падіння та площиною (001) (рис. 2).

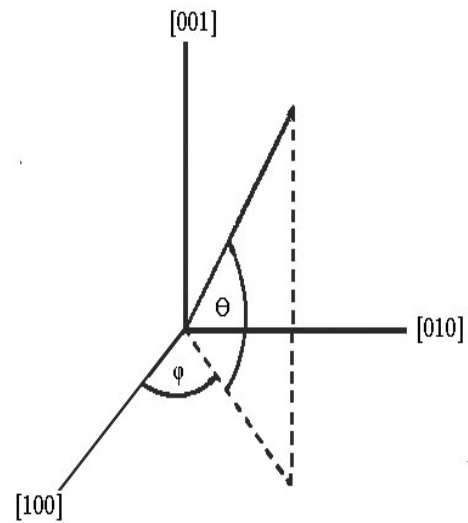


Рис. 2. Кристалографічна система координат та кути φ і θ , що визначають напрямок поширення випромінювання в кристалі.

Відзначимо, що робоча частота фільтрів даного типу визначається спектральним положенням ІТ і не залежить від кутів падіння променів, що є їх значною перевагою порівняно, наприклад, з інтерференційно-поляризаційними фільтрами.

В ІТ кристалу

$$T(\lambda_0, \varphi, \theta) = \sin^2 \left[\frac{\pi \cos 2\varphi \cos \theta}{2 \cos \varphi} \right] \quad (7)$$

Детальний аналіз кутової залежності пропускання, вибіркості та контрастності фільтрів на гіротропних кристалах з ІТ [12-14] приводить до результатів (для фільтра на кристалі AgGaS_2), наведених на рис. 3.

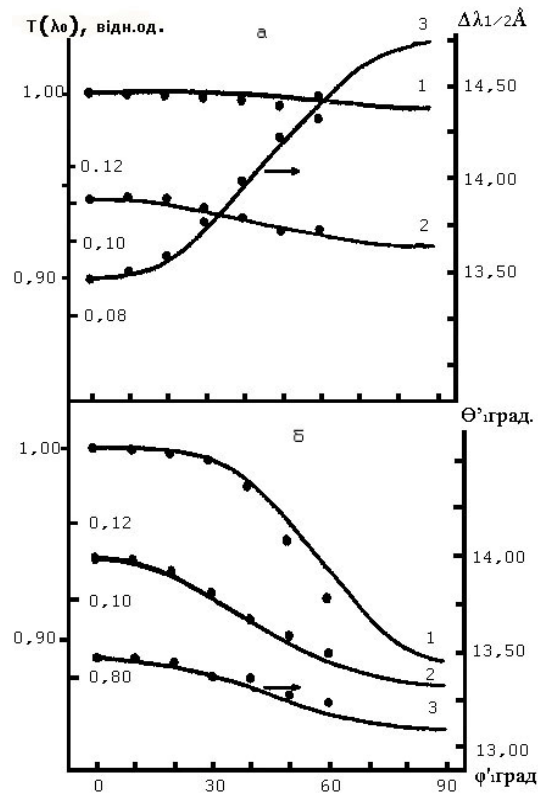


Рис. 3. Залежність пропускання $T(\lambda_0)$ (1), контрастності Y (2) та вибірконості $\Delta\lambda_{1/2}$ (3) оптичного фільтра на основі $AgGaS_2$ від зовнішніх кутів θ' (а) та ϕ' (б) падіння світла. Точки – експериментальні дані [8].

Отже, кутова апертура вузькосмугових оптичних фільтрів на базі гіротропних кристалів з ІТ складає $\approx \pm 40^\circ$ і значно перевищує апертуру відомих вузькосмугових інтерференційно-поляризаційних та інтерференційних світлофільтрів.

2. СПОСОБИ ПОКРАЩЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ФІЛЬТРІВ НА ГІРОТРОПНИХ КРИСТАЛАХ З ІТ. ВПЛИВ ТОВЩИНИ КРИСТАЛУ НА СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ ФІЛЬТРУ

Основною вимогою до товщини кристалічного елемента фільтру є забезпечення ортогонального повороту площини поляризації світла на довжині хвилі ІТ. Тому умова (1) є частковим випадком загальної умови

$$\rho(\lambda_0)d = (m + \frac{1}{2})\pi \quad (8)$$

де $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ [14–16]. Тоді

спектральна характеристика фільтру набуває вигляду:

$$T(\lambda, m) = \frac{\sin^2 \left\{ (m + \frac{1}{2})\pi \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2} \quad (9)$$

В ІТ $T(\lambda_0, m) = \sin^2(m + \frac{1}{2})\pi = 1$ при будь-якому значенні m з ряду $0, 1, 2, 3, \dots$. Вибірковість $\Delta\lambda_{1/2}(m)$ знаходиться з умови

$T(\lambda_{1/2}, m) = \frac{1}{2}T(\lambda_0, m)$ і для будь-якого m може бути розрахована за формулою

$$\Delta\lambda_{1/2}(m) = k(m) \frac{\lambda_0 \rho_0}{\pi \alpha} \quad (10)$$

де $k(m)$ - числовий коефіцієнт, що залежить від m , і який завжди більший за 1. Тобто із зростанням товщини кристалу

вибірковість фільтру зростає (рис. 4), що має просте фізичне обґрунтування [14–16].

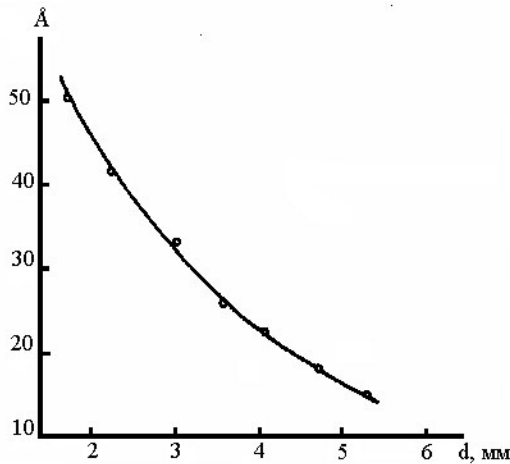


Рис. 4. Залежність селективності фільтру на кристалі CdGa_2S_4 від товщини кристалічного елемента [16].

Що стосується контрастності, то із зростанням m вона погіршується (рис. 5).

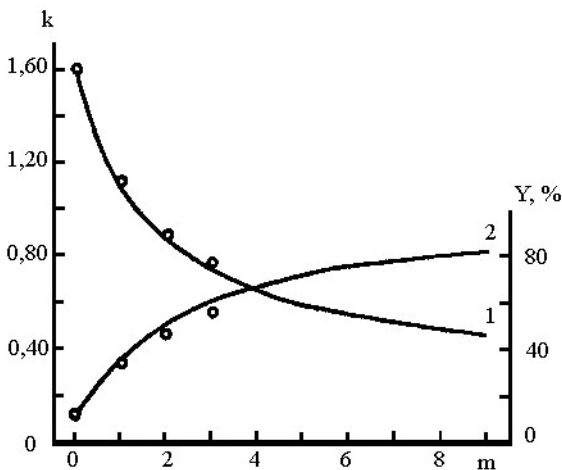


Рис. 5. Залежність коефіцієнта k вибірковості фільтру (1) та контрастності (2) від величини m . Крива – розрахунок; точки – експеримент для кристала AgGaS_2 [16].

Кількісне значення її можна оцінити за формулою

$$Y(m) = \left(\frac{2m + 1}{2m + 3} \right)^2 \quad (11)$$

Експериментальні дослідження залежності спектральних параметрів фільтру від товщини кристалічного елемента були виконані на кристалах

AgGaS_2 [16] з параметрами: $\lambda_0 = 4974 \text{ \AA}$, $\rho_0 = 522 \text{ град/мм}$ в напрямку $[100]$, $\alpha = 1,71 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. Отримані спектральні характеристики добре узгоджуються з розрахованими (рис. 6).

Розрахунки кутової дисперсії параметрів фільтру свідчать про те, що із зростанням товщини кристалу кут апертура зменшується, але все одно перевищує апертуру розглянутих вище селективних фільтрів.

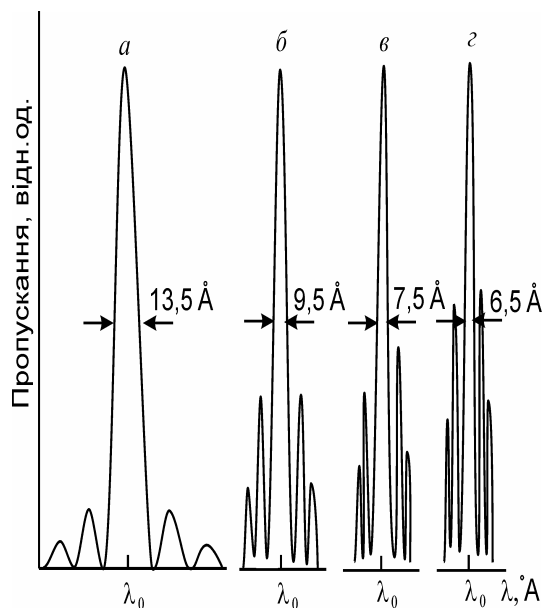


Рис. 6. Спектральні характеристики фільтрів на кристалі AgGaS_2 при різних товщинах d кристалу

[16]: а - $d = \frac{\pi}{2\rho_0}$ ($m = 0$); б - $d = \frac{3\pi}{2\rho_0}$ ($m = 1$); в -

$d = \frac{5\pi}{2\rho_0}$ ($m = 2$); г - $d = \frac{7\pi}{2\rho_0}$ ($m = 3$).

Вплив орієнтації кристалу на спектральні характеристики фільтру

З виразу (3) випливає, що для підвищення вибірковості фільтру необхідно зменшувати величину відношення $\frac{\rho_0}{\alpha}$. Існують дві можливості реалізації цієї мети [8, 11, 14, 17]:

- 1) використання кристалів з малим значенням $\frac{\rho_0}{\alpha}$.

2) використання кристалічного елемента, орієнтованого під різними кутами до кристалографічних осей.

Перша можливість передбачає пошук кристалів з відповідним значенням $\frac{\rho_0}{\alpha}$.

При аналізі другої можливості слід розрізняти два випадки:

а) орієнтацію кристалу під різними кутами ψ до осі [100] в площині (001);

б) орієнтацію кристалу під різними кутами ξ до оптичної осі в площині (100).

В першому випадку при поширенні випромінювання в площині (001), тобто в будь-якому напрямку, перпендикулярному до оптичної одновісного кристалу, величина і дисперсія $\Delta n(\lambda)$ лишаються сталими. Отже, не змінюється і кривизна α кривої $\Delta n(\lambda)$ поблизу λ_0 . Це впливає з незалежності $\Delta n(\lambda)$ від кута φ в площині (001). З іншого боку, оптична активність на фіксованій довжині хвилі (в даному випадку λ_0) змінюється в площині (001) відповідно до перерізу цією площиною вказівної поверхні тензору гірації кристалу. Знаючи форму і орієнтацію вказівної поверхні тензора гірації відносно кристалографічних осей, можна визначити напрямок поширення і відповідну товщину кристалу – два параметри, необхідні для отримання наперед заданої селективності.

Для кристалу $AgGaS_2$, наприклад, клас симетрії якого $\bar{4}2m$, переріз вказівної поверхні тензора гірації площиною (001) характеризується максимальною величиною $\rho(\lambda)$ в напрямку [100] та описується кутовою залежністю виду

$$\rho(\lambda, \psi) = \rho(\lambda, 0) \cos 2\psi \quad (12)$$

В IT $\rho(\lambda_0, \psi) = \rho(\lambda_0) \cos 2\psi$ і змінюючи кут

$$T(\lambda, \xi) = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda, \xi)}{\delta n(\lambda, \xi)} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda, \xi)}{\delta n(\lambda, \xi)} \right)^2} = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda, 0)}{\delta n(\lambda, 0)} \right)^2 \right]}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda, 0)}{\delta n(\lambda, 0)} \right)^2} \quad (15)$$

зрізу ψ , можна суттєво змінювати $\rho(\lambda_0, \psi)$, а отже, і величину відношення $\frac{\rho(\lambda_0, \psi)}{\alpha}$. Тоді вибірковість фільтра

$$\Delta \lambda_{1/2} = 1,60 \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0, \psi)}{\pi \alpha} = \Delta \lambda_{1/2}(\psi=0) \cos 2\psi \quad (13)$$

Спектральна характеристика фільтра, побудованого на кристалі симетрії $\bar{4}2m$, залежить від кута ψ наступним чином:

$$T(\lambda, \psi) = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda) \cos 2\psi} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda) \cos 2\psi} \right)^2} \quad (14)$$

Аналіз цього виразу свідчить, що при збільшенні кута ψ спостерігається наближення перших бокових максимумів λ_1 та λ_2 до головного λ_0 , однак контрастність $Y = \frac{T(\lambda_{1,2})}{T(\lambda_0)}$ залишається незмінною, що співпадає з результатами експериментальних досліджень [14, 15]. Але при цьому дещо зменшується кутова апертура.

В другому випадку кутова по ξ дисперсія оптичної активності і циркулярного двозаломлення описується виразами $\rho(\lambda, \xi) = \rho(\lambda, 0) \cos^2 \xi$ та $\delta n(\lambda, \xi) = \delta n(\lambda, 0) \cos^2 \xi$ відповідно, де $\rho(\lambda, 0)$ і $\delta n(\lambda, 0)$ - питоме обертання та циркулярне двозаломлення в напрямку [010].

Спектральна характеристика фільтра має вигляд:

тобто не залежить від кута ξ і визначається тільки фізичними параметрами кристала в напрямку $[010]$. Аналогічно не залежать від кута ξ також вибіркковість фільтра $\Delta\lambda_{1/2} = 1,60 \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0, 0)}{\pi \alpha}$, спектральне положення довжин хвиль λ_1 та λ_2 перших бокових максимумів і контрастність Y .

Однак кутова апертура, як і в першому випадку, погіршується, залишаючись в той же час набагато краще, ніж для відомих інтерференційно-поляризаційних фільтрів.

3. БАГАТОСТУПЕНЕВІ ОПТИЧНІ ФІЛЬТРИ НА ГІРОТРОПНИХ КРИСТАЛАХ З ІЗОТРОПНОЮ ТОЧКОЮ

Якщо систему, що складається з двох схрещених поляризаторів та розташованої між ними орієнтованої плоскопаралельної пластинки, виготовленої з гіротропного кристалу, що володіє ізотропною точкою, розглядати як одноступеневий фільтр, то можна припустити можливість побудови багатоступеневого фільтра по аналогії з багатошаровими фільтрами Ліо. В самому загальному випадку такий фільтр містить $(n+1)$ послідовно розташованих поляризаторів $(n = 2, 3, 4, \dots)$, з яких кожний наступний встановлюється в схрещене положення по відношенню до попереднього. Між ними поміщаються n плоскопаралельних кристалічних пластин з гіротропного кристалу одного складу і товщини, що забезпечує ортогональний поворот площини поляризації на довжині хвилі λ_0 .

Оптична вісь всіх пластин встановлюється паралельно або перпендикулярно до напрямку поляризації першого поляризатора (рис. 7).

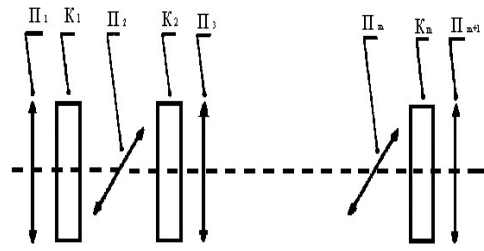


Рис. 7. Схематична будова багатоступеневого оптичного фільтра на гіротропному кристалі з ізотропною точкою: $\ddot{I}_1, \ddot{I}_2, \dots, \ddot{I}_{m+1}$ - поляризатори, $\hat{E}_1, \hat{E}_2, \dots, \hat{E}_m$ - кристалічні елементи фільтра.

Число n розглядається як число ступіней фільтра, тобто при $n = 1$ маємо одноступеневий фільтр, при $n = 2$ - двоступеневий і т.д. Характерною і суттєвою особливістю є використання кристалів одного складу і однакової товщини $d = (m + \frac{1}{2}) \frac{\pi}{2 \rho_0}$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$).

Пропускання $T_n(\lambda)$ n - ступеневого фільтра дорівнює добутку всіх його ступіней, а спектральна характеристика, без врахування ефектів поглинання і відбивання, має вигляд [14, 15]:

$$T_n(\lambda) = \prod_{i=1}^n T_i(\lambda) = T_1^n(\lambda) = \frac{\sin^{2n} \left\{ \frac{\pi}{2} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}}{\left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2 \right]^n} \quad (16)$$

де $T_1(\lambda)$ - пропускання одноступеневого фільтра. Напівширина $\Delta\lambda_{1/2}$ спектрального контуру, що виділяється, визначається з умови $T_n(\lambda_{1/2}) = \frac{1}{2} T_n(\lambda_0)$, де

$$T_n(\lambda_0) = \sin^{2n} \frac{\pi}{2} = 1 \quad \text{або}$$

$$\frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda_{1/2})}{\delta n(\lambda_{1/2})} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda_{1/2})}{\delta n(\lambda_{1/2})} \right)^2} = \frac{1}{2^{1/n}} \quad (17)$$

Вона дорівнює ширині спектрального контуру одноступеневого фільтра на рівні $(2^{1/n})^{-1}$ і може бути представлена у вигляді:

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}^{(n)} = k_n \frac{\lambda_0 \rho_0}{\pi a} \quad (18)$$

де k_n - коефіцієнт, що залежить від n . На рис. 8 наведено результати розв'язку (17) з урахуванням (18) при різних значеннях n для фільтрів, побудованих на кристалах трьох товщин, що відповідають $m = 0, 1, 2$ [15]. З них випливає, що із зростанням n вибірковість фільтра зростає.

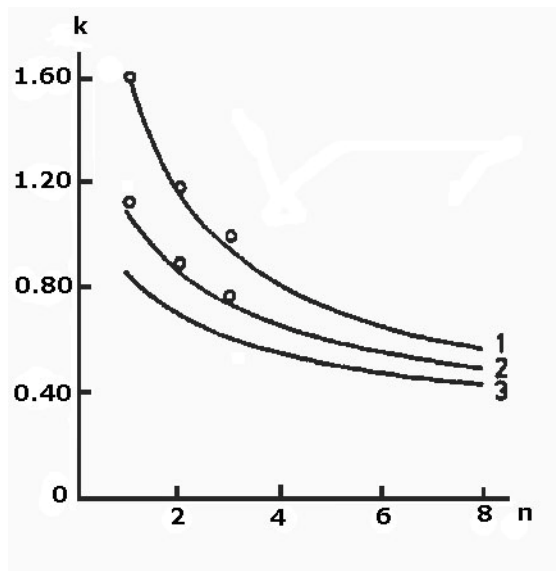


Рис. 8. Залежність коефіцієнта k у виразі (77) від числа n ступеней фільтра при різних товщинах кристала: 1 - $d = \frac{\pi}{2\rho_0}$; 2 - $\frac{3\pi}{2\rho_0}$; 3 - $\frac{5\pi}{2\rho_0}$. Суцільна крива - розрахунок, точки - експериментальні дані для кристала AgGaS_2 [15].

Контрастність багатоступеневих фільтрів на гіротропних кристалах з ізотропною точкою визначається виразом

$$Y_n(m) = \left(\frac{2m+1}{2m+3} \right)^{2n} \quad (19)$$

і підвищується із зростанням n .

Експериментальні спектральні харак-

теристики фільтрів, побудованих на кристалах AgGaS_2 , із значеннями $n = 1, 2, 3$ наведені на рис. 9. Вони добре узгоджуються з теоретичними розрахунками.

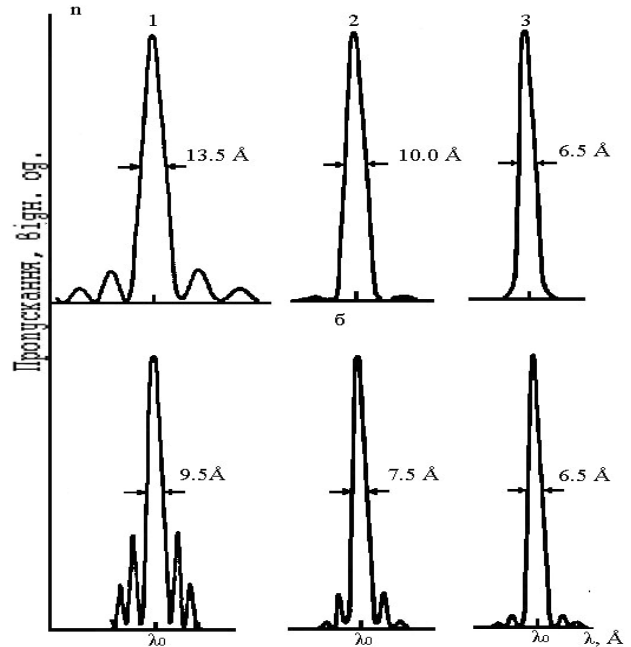


Рис. 9. Спектральні характеристики багатоступеневих оптичних фільтрів на кристалах AgGaS_2 ($n = 1, 2, 3$) двох товщин [15]: а - $d = \frac{\pi}{2\rho_0}$;

б - $\frac{3\pi}{2\rho_0}$.

Залежність спектральних параметрів багатоступеневих оптичних фільтрів на гіротропних кристалах з ізотропною точкою від кута падіння променів на фільтр було детально досліджено в роботах [14, 15, 18]. При цьому розрізняють два випадки:

1. змінюється кут θ , а кут $\varphi = 0$;
2. змінюється кут φ , а кут $\theta = 0$.

Результати дослідження свідчать, що в першому випадку із збільшенням кута θ падіння променів на фільтр спостерігається (рис. 10):

- 1) зменшення величини пропускання фільтра;
- 2) погіршення контрастності фільтра;
- 3) зростання вибірковості фільтра.

В другому випадку при зростанні кута φ всі три параметри фільтра дещо погіршуються.

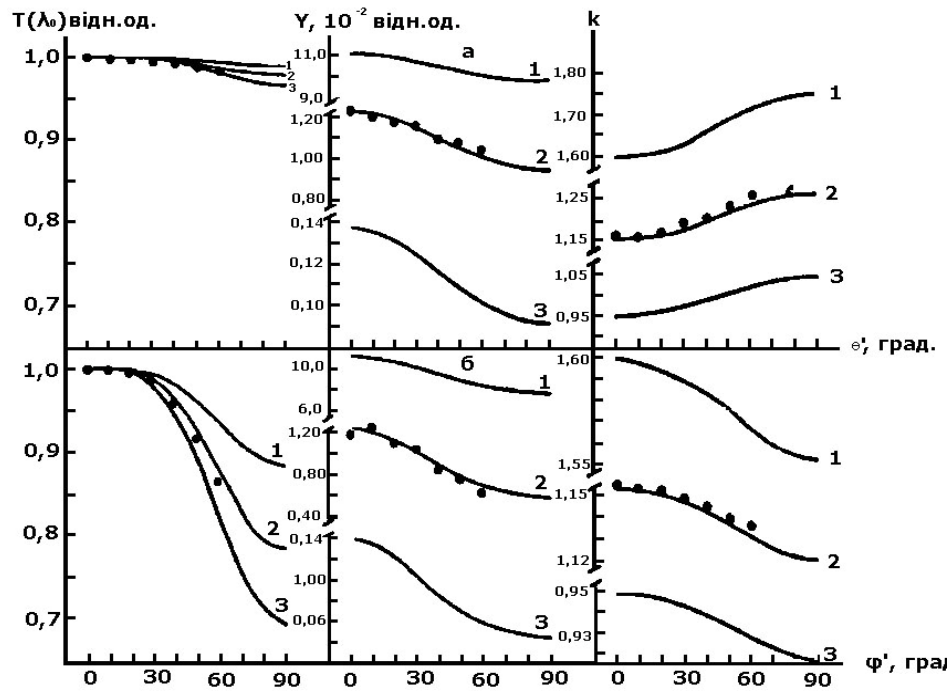


Рис. 10. Кутова залежність спектральних параметрів багатоступеневих оптичних фільтрів на кристалах симетрії $\bar{4}2m$ з ізотропною точкою при $\theta' = 0$, $\phi' = 0 \dots 90^\circ$ (а) та $\theta' = 0$, $\phi' = 0 \dots 90^\circ$ (б). Точки – експеримент для кристала $AgGaS_2$ [18].

Особливий інтерес представляє використання кристалів (негіротропних) з ізотропною точкою в фільтрах Лію та Шольца. Основна особливість їх полягає в тому, що головний максимум пропускання завжди припадає на довжину хвилі ІТ, де $\Delta n(\lambda_0) = 0$. Як правило, в околі λ_0 виконується співвідношення $\left| \frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right| = \left| \frac{\Delta n}{\lambda} \right|$.

Що стосується фільтрів Шольца, то використання кристалів з ІТ має сенс тільки у веєрних фільтрах, де осі вхідного та вихідного поляризаторів паралельні. В цьому випадку випромінювання з довжиною хвилі λ_0 безперешкодно проходить через фільтр, тоді як випромінювання інших довжин хвиль затримується.

Окрім високої селективності важливим достоїнством дисперсійних фільтрів на кристалах з ІТ є широка кутова апертура, яка значно перевищує апертуру як звичайних, так і дисперсійних фільтрів Лію та Шольца. Це є наслідком того факту, що фільтр працює на довжині хвилі λ_0 , спектральне положення якої не залежить від кута падіння випромінювання на

фільтр ($\Delta \lambda = 0$). Однак селективність залежить від кутів θ та ϕ , і, як показано в [20], задовольняє в фільтрах Лію співвідношенню:

$$\Delta \lambda_{\frac{1}{2}}(\theta, \phi) = \Delta \lambda_{\frac{1}{2}}(0, 0) \left[1 - \frac{\sin^2 \theta}{2n^2} \right] (1 - 2\sin^2 \phi) \quad (19)$$

де $\Delta \lambda_{\frac{1}{2}}(0, 0)$ визначається при $\phi = \theta = 0$

Для фільтрів Шольца на кристалах з ІТ кутова апертура дещо перевищує аналогічний параметр фільтрів Лію.

Оскільки спектральне положення λ_0 визначається хімічним складом кристалу, практична реалізація переваг оптичних фільтрів на кристалах з ІТ можлива за умови наявності оптично однорідних кристалів. Менш капризними в цьому відношенні є дисперсійні фільтри. Передбачається [20, 21], що оптична неоднорідність не є в них настільки серйозною проблемою, оскільки зсув робочої довжини хвилі внаслідок зміни двозаломлення є незначним, що зумовлено різкою дисперсією $\Delta n(\lambda)$.

Цікавим є використання кристалів з ІТ в електрооптичних фільтрах [22]. Механізм роботи таких фільтрів полягає в наступному. Припустимо, що є електрооптичний кристал симетрії $\bar{4}2m$, розташований між схрещеними поляризаторами, до якого прикладене сталє електричне поле \vec{E} в напрямку поширення випромінювання (рис. 11а). В результаті поздовжнього електрооптичного ефекту оптична вісь кристалу повернеться на кут ξ в площині, перпендикулярній до напрямку поширення, згідно виразу [23]

$$\operatorname{tg} 2\xi = \frac{2n_o^2 n_e^2 r_{41} E}{n_o^2 - n_e^2} \quad (20)$$

де r_{41} - компонента тензору електрооптичних коефіцієнтів.

В ІТ кристалу кут повороту складе 45° (що впливає з (20)) і в нових головних осях координат маємо [24]

$$\begin{aligned} n_e &= \bar{n} + \frac{1}{2} \bar{n}^{-3} r_{41} E \\ n_o &= \bar{n} - \frac{1}{2} \bar{n}^{-3} r_{41} E \end{aligned} \quad (21)$$

де \bar{n} - середнє значення n_o і n_e (вважаємо,

що $n_e > n_o$). Тоді пропускання системи, зображеної на рис. 11, описується виразом

$$T = \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} \quad (22)$$

де $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}^{-3} r_{41} E d$ і характеризується максимумом при виконанні умови

$$\frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}^{-3} r_{41} E d = \pi \quad (23)$$

Якщо до кристала прикласти напівхвильову напругу $U_{\lambda_0/2} = \frac{\lambda_0}{2 \bar{n}^{-3} r_{41}}$, то

система буде працювати як фільтр. Характеристики фільтра (селективність, контрастність) визначаються як співвідношенням величин r_{41} та Δn , так і співвідношенням швидкостей їх зміни при проходженні через ІТ. Якщо нехтувати дисперсією r_{41} , то на кристалі AgGaS_2 товщиною 1 см, для якого $r_{41} = 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ М/В}$, $U_{\lambda_0/2} = 3,9 \text{ кВ}$ і $\alpha = 1,87 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$, можна досягти селективності порядку $0,2 \text{ \AA}$ (рис. 11б) [22].

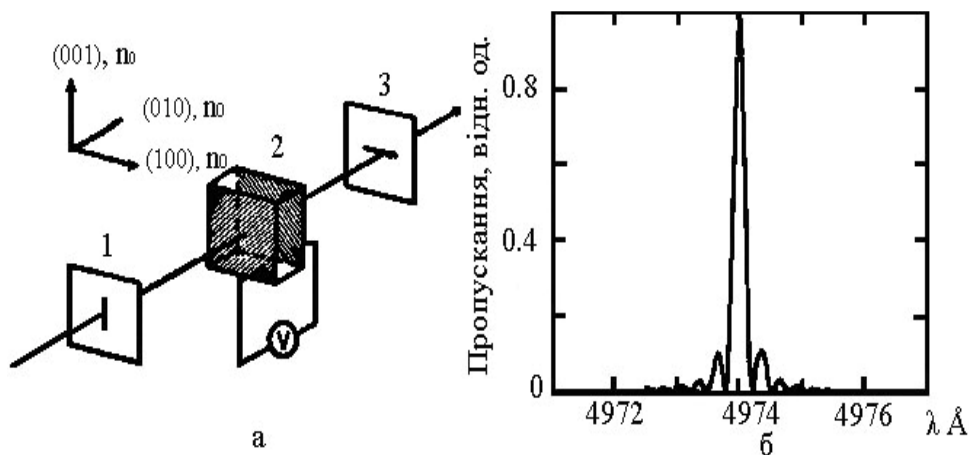


Рис. 11. Схематична будова електрооптичного фільтра на кристалі симетрії $\bar{4}2m$, що володіє ІТ(а) та спектральна характеристика такого фільтра на кристалі товщиною 10 мм з дисперсією

$$\left(\frac{d\Delta n}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0} = 10^{-4} \text{ \AA}^{-1} \quad (6) [22].$$

В розглянутих фільтрах Ліо та Шольца припускалося, що активні елементи виготовлені з негіротропних кристалів. Таке припущення правомірно, якщо лінійне двозаломлення Δn кристала набагато перевищує його циркулярне двозаломлення δn . На практиці, як правило, саме така ситуація і реалізується. Однак в дисперсійних фільтрах, особливо на кристалах з ІТ, де $\delta n \geq \Delta n$ в околі λ_0 , гіротропія кристала буде суттєво спотворювати спектральну характеристику фільтра. Тому кристали з яскраво вираженими ефектами прояву просторової дисперсії в робочій області спектру непридатні для використання в двозаломлюючих фільтрах Ліо та Шольца.

Резюмуючи, відзначимо: незважаючи на різноманітність варіантів фільтрів Ліо та Шольца, а також можливість отримання високої селективності ($\Delta\lambda_{1/2} \leq 1 \text{ \AA}$), вони відзначаються малою кутовою апертурою.

Конструктивно такі фільтри є складними пристроями, технологія виготовлення яких потребує високої точності підгонки параметрів всіх елементів, їх точного взаємного

розташування і тонкої юстировки.

Поводження з такими світлофільтрами вимагає певних практичних навичок і відповідної кваліфікації. Все це значно ускладнює серійне виготовлення фільтрів Ліо та Шольца.

В цьому відношенні оптичні фільтри на гіротропних кристалах з ізотропною точкою мають ряд переваг. Простота устрою, отримання високої селективності та контрастності, порівняної з аналогічними параметрами багатоступеневих інтерференційно-поляризаційних фільтрів, лише на одному активному елементі, надзвичайно широке кутове поле зору ($\approx 60^\circ$), що в декілька разів перевищує куту апертуру фільтрів Ліо та Шольца, можливість здійснення частотної перестройки широкому спектральному діапазоні (\approx сотні ангстрем), відсутність відсікаючих фільтрів, економічність, доступність, простота в користуванні – риси, що приваблюють і викликають підвищений інтерес до оптичних фільтрів на гіротропних кристалах з ізотропною точкою.

Література

1. Hopfield I.I., Thomas D.G. Polariton absorption lines // *Phys.Rev.Lett.* – 1965. – V. 15. - № 1. – P. 22-24.
2. Henry C.H. Coupling of electromagnetic waves in CdS // *Phes Rev.* - 1966. – V.143 - № 2. – P. 627-633.
3. Волошинов В.Б., Миронов О.В. Спектральная акустооптическая фильтрация изображений в ближнем ИК диапазоне // *Письма в ЖТФ.* – 1988. - Т.14. - №17. - С. 1541-1544.
4. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Копинец И.Ф., Сливка В.Ю. Эффекты пространственной дисперсии в кристаллах CdGa_2S_4 // *Оптика и спектроскопия.* – 1981. –Т. 51. - №2. –С. 307-311.
5. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Копинец И.Ф., Сливка В.Ю. Оптическая активность в кристаллах CdGa_2S_4 // *Оптика и спектроскопия.* – 1981. –Т. 50. - №4. – С. 700-705.
6. Сусликов Л.М. Частотная и пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости в кристаллах тиогаллата кадмия: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Киев, 1982. – 16 с.
7. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Оптический фильтр на тиогаллате кадмия // *Оптика и спектроскопия.* – 1983. –Т. 55. - №4. – С. 748-752.
8. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Критерии выбора гиротропных кристаллов для оптических фильтров на изотропной точке // *Оптика и спектроскопия.* – 1984. – Т. 57. - №4. – С. 916-919.
9. Бадиков В.В., Матвеев И.Н., Пшеничный С.М. и др. Исследование дисперсии двупреломления и

- оптической активности кристаллов $\text{AgGa}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ // Кристал-лография. – 1981. – Т.26. - №3. – С. 537-539.
10. Бадиков В.В., Матвеев И.Н., Пшеничный С.М. и др. Узко-полосный перестраиваемый оптиче-ский фильтр на монокристалле CdGa_2S_4 // Квант. электр. – 1981. – Т.8. - № 4. – С.910-912.
 11. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Опти-ческие фильтры на одноосных кристаллах с изотропной точкой // Квант. электр. – Киев, 1984. – С. 89-87.
 12. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Об апертуре оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Оптика и спектроскопия. – 1985. –Т. 59 - № 4. – С. 876-880.
 13. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Угловая дисперсия спектральных параметров оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Украинский физ. журнал. – 1986. – Т. 31. - № 4. –С. 531-538.
 14. Сусликов Л.М. Взаимодействие электромагнитных волн в кристаллах со структурой халькопирита: Авто-реф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Киев, 1995. – 32 с.
 15. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. О способах улучшения спектральных параметров оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Оптика и спектроскопия. – 1985. –Т. 59. - №3. – С. 655-660.
 16. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Влияние толщины кристалла на спектральные пара-метры оптических фильтров на изотропной точке // Оптика и спектроскопия. – 1985. – Т. 59 - №6. – С. 1118-1121.
 17. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Влияние ориентации кристалла в плоскости (010) на спектральные параметры оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Журн. прикл. спектр. - 1986. – Т.45, № 2. – С. 331. – Деп. в ВИНТИ 10.01.86 № 2805-86.
 18. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Угловая апертура мно-гоступенчатых оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Оптико-механ. промыш. – 1986. - № 9. – С. 60-61.
 19. Yeh P. Zero crossing birefringent filters // Opt.Comm. – 1980. – V.35. - №1. – P. 15-19.
 20. Yeh P. Recent advances polarization interference filters // Proc. Int.Conf.Lasers. – McLean. - 1981. – P. 591-597.
 21. Yeh P. Dispersive birefringent filters // Opt.Comm. – 1981. – V.37. - № 3. – P. 153-158.
 22. Lotspeich I.F. Izo-index coupled-wave electrooptic filters // IEEE J.Quant. Electr. – 1979. – V. 15 - № 9. – P. 904-907.
 23. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. – М.: Наука, 1970. – 295 с.
 24. Сонин А.С. Электрооптические кристаллы. – М.: Атомиздат, 1971. – 328 с.

NARROW-BAND SELECTIVE OPTICAL FILTERS ON THE GYROTROPIC CRYSTALS

L.M. Suslikov, V.M. Kamenschikov

Uzhhorod national university, 88000, Uzhhorod, str.Voloshin, 54

The narrow-band selective optical filters of new type, built on gyrotropic anisotropic crystals which own the spectral crossing of the dispersion indexes of refraction, are examined. Structural features, spectral descriptions and methods of their improvement, are analysed.

УЗКОПОЛОСНЫЕ СЕЛЕКТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ НА ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Л.М. Сусликов, В.М. Каменщиков

Ужгородский национальный университет, 88000, Ужгород, ул. Волошина, 54

Рассматриваются узкополосные селективные оптические фильтры нового типа, построенные на гиротропных анизотропных кристаллах, которые владеют спектральным пересечением дисперсионных кривых показателей преломления. Анализируются конструктивные особенности, спектральные характеристики и методы их улучшения.