

ПРОБЛЕМИ ТА ЗАВДАННЯ СУЧАСНОГО ЕТАПУ РОЗВИТКУ СЕЛЕКТИВНОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Л.М. Сусліков

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

Розглядаються різні типи селективних фільтруючих пристроїв. Аналізуються особливості конструктивної побудови, принцип дії, спектральні характеристики, можливості зміни робочої довжини хвилі, тонкощі практичного застосування. Особливу увагу приділено вузькосмуговим селективним оптичним фільтрам нового типу, побудованих на гіротропних анізотропних кристалах, що володіють спектральним перетином дисперсійних кривих показників заломлення.

ВСТУП

Фільтрація оптичного випромінювання, тобто виділення із суцільного (або лінійчатого) спектра джерела випромінювання певної ділянки заданої спектральної ширини, є невід'ємною складовою процесу будь-яких оптичних досліджень. Останнім часом актуальність та важливість цієї складової неперервно зростає.

По – перше, швидкого розвитку набуває напрямок безконтактного дослідження об'єктів, який використовує методи оптичного спектрального аналізу та розпізнавання зображень. Зростає інтерес до пристроїв, що забезпечують отримання зображень об'єктів в заданих вузьких спектральних діапазонах – spectral imaging (SI). Використання таких пристроїв дає змогу спостерігати в зображеннях різні фрагменти, що відрізняються (у вибраному спектральному діапазоні) різною спектральною яскравістю, зумовленою різними коефіцієнтами відбивання, поглинання та випромінювання. При спостереженні цих же об'єктів в широкому спектральному діапазоні яскравості фрагментів усереднюються і обсяг оптичної інформації значно зменшується. Це стосується, зокрема розв'язання таких задач як локація об'єктів космічного та підводного простору. Для реалізації SI можуть бути використані як методи безпосередньої оптичної фільтрації випромінювання за допомогою різних оптичних фільтрів, робочу частоту яких

можна змінювати у певному спектральному діапазоні інтерференційних, інтерференційно-поляризаційних, акусто-оптичних тощо [1-8], так і методи виділення спектральних зображень, засновані на комп'ютерній обробці оптичних сигналів, які реєструються матричним приймачем (наприклад, сигналів Фур'є – інтерферометра, голограм тощо) [9-13].

По – друге, зростання масштабності задач, зокрема дослідження надтонкої структури випромінювання окремих об'єктів, дослідження нових явищ та ефектів і з'ясування механізмів їх виникнення потребує застосування оптичних фільтруючих пристроїв, здатних забезпечити оптичне випромінювання високої селективності ($\Delta\lambda < 0,1$ нм, λ – довжина хвилі), достатньої лінійної та кутової апертури і належної контрастності.

Строго монохроматичне випромінювання можна отримати не тільки від джерел світла, безпосередньо випромінюючих вузькі спектральні лінії (джерела світла з атомними пучками, з охолодженими полими катодами), але і від звичайних джерел із застосуванням різноманітних методів оптичної фільтрації. Суттєво, що в останньому випадку вдається здійснити звуження спектральних ліній при відносно малих втратах інтенсивності.

В зв'язку з цим виникає необхідність:

- 1) розгляду існуючих типів оптичних фільтрів, особливостей їх будови та

- механізму дії;
- 2) порівняння між собою вузькосмугових оптичних фільтрів різного типу з точки зору їх спектральних характеристик;
 - 3) з'ясування переваг та недоліків кожного з видів фільтрів;
 - 4) визначення перспектив їх розвитку.

1. ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ОПТИЧНИХ ФІЛЬТРІВ

Оптичним фільтром (світлофільтром) називається пристрій, що змінює спектральний склад або енергію падаючої на нього світлової хвилі, не змінюючи форми її фронту. Звичайно оптичні фільтри мають вигляд плоскопаралельних пластинок (або системи пластинок), прозорість яких певним чином змінюється з довжиною хвилі. Оптичні фільтри широко застосовуються в квантовій електроніці, астрофізичних дослідженнях, пірометрії, військовій справі, хімії, біології та медицині. Вони є невід'ємною частиною будь-якого оптичного приладу, починаючи від фотоапарата і закінчуючи багатоканальним спектрофотометром.

Дія оптичного фільтра базується на будь-якому оптичному явищі, що залежить від довжини хвилі падаючого світла:

- 1) на поглинанні світла – абсорбційні світлофільтри;
- 2) на відбиванні світла – відбиваючі;
- 3) на дисперсії світла – дисперсійні;
- 4) на інтерференції світла – інтерференційні та інтерференційно-поляризаційні;
- 5) на взаємодії акустичних та оптичних хвиль – акустооптичні;
- 6) на обертанні площини поляризації світла – гіротропні.

Спектральні властивості фільтра описуються функцією $f(\lambda)$, тобто залежністю коефіцієнта відбивання R або коефіцієнта пропускання T від довжини хвилі λ . Ця залежність називається спектральною характеристикою фільтра.

Основна характеристика фільтра – це його пропускання $T = \frac{\Phi}{\Phi_0}$, де Φ_0 – падаючий на фільтр світловий потік; Φ –

світловий потік на виході з фільтра. Часто для характеристики фільтра використовують такий параметр як оптична густина D , яка визначається виразом: $D = \ln \frac{1}{T}$.

Якщо оптична густина фільтра в досліджуваному спектральному інтервалі не залежить від довжини хвилі, то фільтри називаються сірими або нейтральними. Фільтри, що не задовольняють цієї умови, називаються селективними.

Селективні фільтри призначені або для відокремлення широкої області спектра (такі фільтри називаються обрізаючими), або для виділення вузької спектральної області $\Delta\lambda$. Фільтри останнього типу називаються вузькосмуговими або монохроматичними [14, 15].

Для експериментального дослідження та аналізу оптичних властивостей будь-якого матеріалу або спектральної характеристики джерела випромінювання необхідно мати пристрій, який виділяє (відфільтровує) з падаючого випромінювання деяку ділянку спектра шириною $\Delta\lambda$ і забезпечує по можливості пересування цієї ділянки відносно спектра (сканування по довжинам хвиль). Чим детальніше передбачається провести аналіз спектра, тим менша має бути ширина інтервалу $\Delta\lambda$, що виділяється. Якість монохроматизуючого пристрою оцінюють відношенням $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$, де λ_0 – середня довжина хвилі

ділянки $\Delta\lambda$. Значення $\Delta\lambda$ визначається як ширина смуги пропускання фільтра на половині висоти, тобто $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, де λ_1 і λ_2 – довжини хвиль, на яких

$$T(\lambda_1) = T(\lambda_2) = \frac{1}{2} T(\lambda_0).$$

Визначена таким чином смуга пропускання називається напівшириною смуги пропускання і позначається як $\Delta\lambda_{1/2}$. Ця величина

визначає надзвичайно важливу характеристику фільтра, яка називається селективністю або вибірковістю фільтра. Чим менше значення $\Delta\lambda_{1/2}$, тим вище селективність фільтра, тобто тим менший спектральний інтервал $\Delta\lambda$ виділяє фільтр.

Отже, якість селективних фільтрів визначається відношенням $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}$.

Для простих фільтрів $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}$ лежить в межах 10 ... 100 [14]. По відношенню до спектральних приладів величину $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}$ називають роздільною здатністю і вона складає $10^3 \dots 10^4$. В спектральних приладах високої роздільної здатності $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}$ досягає значень $10^6 \dots 10^7$.

Важливою характеристикою фільтрів є також контрастність F , яка визначається наступним чином:

$$F = \frac{T_{\max}}{T}$$

де T_{\max} - пропускання фільтра в максимумі; T – пропускання фільтра за межами смуги пропускання.

Чим більше значення F , тим вище контрастність фільтра Іноді за контрастність приймають величину, обернену F :

$$Y = \frac{1}{F} = \frac{T}{T_{\max}}$$

Ще однією надзвичайно важливою характеристикою вузькосмугових оптичних фільтрів є його кутова апертура, тобто залежність основних спектральних параметрів фільтра від кута падіння світла на його поверхню. Кутова апертура визначається тілесним кутом, в межах якого поширюється світловий пучок. В астрофізичних, космічних та інших дослідженнях, пов'язаних з аналізом спектрального складу віддалених об'єктів бажано, щоб параметри фільтра залишалися сталими в широкому діапазоні зміни кута падіння світла на фільтр.

Вузькосмугові фільтри часто використовують замість спектральних приладів через наступні переваги:

- 1) можливість безпосередньо вимірювати розподіл спектральної яскравості по площі джерела випромінювання;
- 2) вони пропускають набагато більший світловий потік, ніж прилади з диспергуючими елементами.

Для всіх селективних оптичних фільтрів бажано, щоб область пропускання була обмежена якомога крутіше і щоб за межами смуги пропускання $T = 0$. На жаль, у більшості фільтрів пропускання T змінюється відносно повільно по спектру, а деяка частина випромінювання часто проходить і за межами основної смуги пропускання, що приводить до невисокої контрастності фільтра Y . До того ж, сучасні селективні фільтри характеризуються відносно малою роздільною здатністю ($\Delta\lambda_{1/2} = 10 \dots 100 \text{ \AA}$). Крайні вузькосмугові фільтри мають вибірковість $\Delta\lambda_{1/2} \approx 1 \text{ \AA}$, але при цьому різко спадає інтенсивність світла, що проходить через фільтр. Ще одна проблема відомих на даний час фільтрів полягає у малому значенні кутової апертури, яка складає $1 \dots 3^\circ$ для найкращих вузькосмугових фільтрів.

Отже, основні завдання сучасного етапу розвитку вузькосмугових селективних оптичних фільтрів полягають у:

- 1) розробці механізмів зменшення ширини смуги пропускання до значень $\Delta\lambda_{1/2} < 1 \text{ \AA}$;
- 2) збільшенні при цьому величини пропускання T ;
- 3) підвищенні контрастності.
- 4) збільшенні кутової апертури.

Розглянемо стисло існуючі на даний час типи селективних оптичних фільтрів.

2. АБСОРБЦІЙНІ ОПТИЧНІ ФІЛЬТРИ

Абсорбційні (поглинаючі) фільтри – найбільш поширений клас оптичних фільтрів, які володіють спектральною вибірковістю, зумовленою неоднаковим поглинанням світла в різних діапазонах довжин хвиль випромінювання. Послаблення світла в них відбувається, головним

чином, за рахунок поглинання речовиною фільтра. Часткове послаблення світла зумовлено також відбиванням від поверхонь фільтра. Однак втрати на відбивання в більшості випадків малі, а головне – майже неселективні.

Світловий потік, що проходить через поглинаючий шар, послаблюється і у відповідності із законом Бугера пропускання шару речовини визначається виразом [14]:

$$T(\lambda) = [1-R(\lambda)]e^{-k(\lambda)d}$$

де $R(\lambda)$ - коефіцієнт відбивання світла від поверхні фільтра.

Звичайно в таблицях наводяться значення оптичної густини $D(\lambda)$ для робочої товщини фільтра без врахування втрат на відбивання, тобто величина $k(\lambda)d$.

Вузкосмугові фільтри характеризуються:

- 1) довжиною хвилі λ_{\max} , що відповідає максимуму пропускання;
- 2) пропусканням в максимумі $T_{\max} = T(\lambda_{\max})$;
- 3) напівшириною смуги пропускання $\Delta\lambda_{1/2}$.

Основною вимогою до абсорбційних фільтрів є однакове пропускання на всій поверхні фільтра. Такі фільтри виготовляються частіше всього у вигляді плоскопаралельних пластин або кювет з поглинаючим розчином.

Недоліком абсорбційного фільтра є те, що він по-різному послаблює промені світла, які падають на нього під різними кутами. Відносна зміна пропускання при падінні світла на фільтр під кутом α дорівнює

$$\frac{\Delta T(\lambda)}{T(\lambda)} \approx 1,2D(\lambda) \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}$$

Слід також мати на увазі, що енергія випромінювання, яка поглинається

абсорбційним фільтром, повністю перетворюється в тепло і приводить до нагрівання фільтра. В результаті відбувається зміна спектральних характеристик фільтра, зокрема зсув максимуму прозорості та границі смуги пропускання, а іноді і фізичне ушкодження фільтра (розтріскування).

В абсорбційних фільтрах використовують різні селективно поглинаючі середовища – кольорові скла, пластмаси, плівки, гази, поглинаючі розчини тощо. В зв'язку з цим існує декілька типів абсорбційних світлофільтрів, а саме: скляні, рідинні, газові, напівпровідникові, органічні тощо.

Найбільш поширеними є скляні абсорбційні фільтри, в яких використовуються кольорові скла або плівки. Особливістю таких світлофільтрів є широка смуга пропускання, яка досягає тисяч ангстрем. Скляні абсорбційні світлофільтри вирізняються постійністю спектральних характеристик, стійкістю до дії світла і температури, високою оптичною однорідністю. Промисловістю випускається більш ніж 100 марок кольорових стекол для світлофільтрів. На рис. 1 наведено типовий спектр пропускання абсорбційного фільтра для зеленої області спектра.

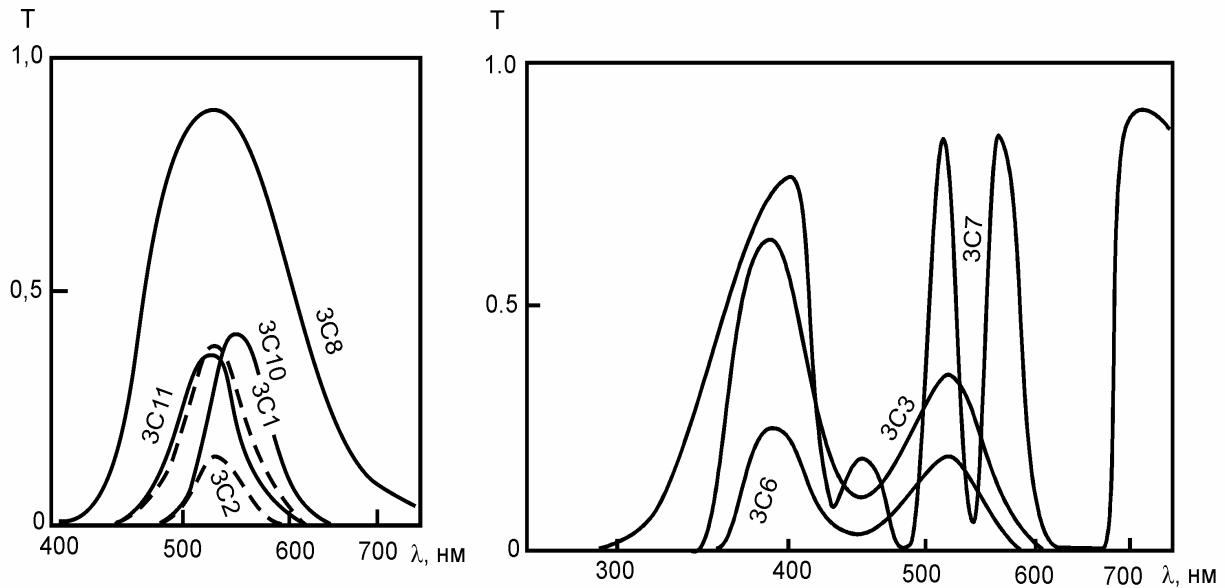
Напівпровідникові світлофільтри використовують в інфрачервоній області спектра, де вони мають різкі границі пропускання.

Величина $\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}$ абсорбційних фільтрів звичайно не перевищує 10.

Достоїнством абсорбційного фільтра є відносно велике значення пропускання в максимумі смуги пропускання ($T = 60 \dots 90\%$).

Недоліки абсорбційних світлофільтрів наступні:

- 1) незначна селективність – $\Delta\lambda_{1/2} = 100 \dots 200 \text{ \AA}$;
- 2) мала кутова апертура – порядку декількох градусів;

Рис. 1. Пропускання зелених фільтрів ($d = 3$ мм) [15].

3) зміна спектральної характеристики під дією нагрівання, зумовленого поглинанням світла.

3. ВІДБИВАЮЧІ ОПТИЧНІ ФІЛЬТРИ

На відміну від абсорбційних світлофільтрів відбиваючі фільтри послаблюють світловий потік, головним чином, за рахунок відбивання від поверхні. Відбиваюча поверхня повинна мати високий коефіцієнт відбивання. Значними коефіцієнтами відбивання володіють металеві поверхні: алюмінієві – в ультрафіолетовому, видимому та інфрачервоному діапазонах, срібні – у видимому та ІЧ-діапазонах, золоті – в інфрачервоному. Саме тому для виготовлення відбиваючих селективних світлофільтрів використовують в основному металеві плівки. Тонкі металеві плівки наносять на кварцову підложку випаровуванням у високому вакуумі або катодним розпиленням. Відбивання від будь-якого металу сильно залежить від довжини хвилі світла λ : із збільшенням λ коефіцієнт відбивання $R(\lambda)$ зростає для деяких металів до 99% і більше (рис. 2.).

4. ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНІ ОПТИЧНІ ФІЛЬТРИ

В останні роки успішно розробляються і знаходять все більш широке поширення оптичні фільтри, що здійснюють виділення вузьких спектральних областей і дія яких базується не на поглинанні або відбиванні світла, а на інших оптичних явищах (інтерференція, повне внутрішнє відбивання, обертання площини поляризації, розсіювання тощо). Такі фільтри на відміну від абсорбційних мають ту перевагу, що виділення вузької спектральної смуги відбувається із значно меншими втратами світла всередині смуги пропускання. Окрім того, на відміну від абсорбційних та відбиваючих фільтрів сама локалізація смуги пропускання може, в певних межах, варіювати по спектру, що дозволяє набагато краще пристосовувати фільтр до конкретних експериментальних вимог. З іншого боку, на відміну від монохроматорів, переріз відфільтрованого світлового пучка та його кутова апертура є достатньо значними, що робить їх придатними як для дослідження слабких випромінювань, так і для отримання оптичних зображень в монохроматичному світлі.

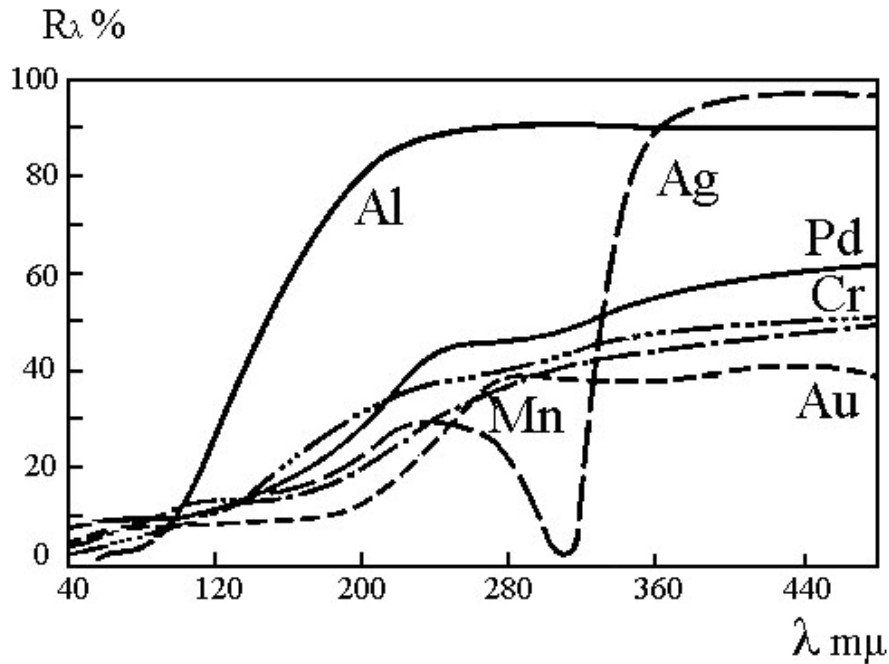


Рис. 2. Спектральна залежність коефіцієнта відбивання деяких металевих плівок [15].

Дія інтерференційного фільтра базується на явищі інтерференції світла в тонких плівках. В інтерференційних фільтрах відбувається інтерференція світла, багатократно відбитого від поверхонь двох паралельних частково прозорих пластин. Через такий фільтр проходить світло тільки тих довжин хвиль, які задовольняють умову:

$$\lambda = \frac{2nL\cos\varphi}{k},$$

де L – відстань між паралельними пластинами, φ – кут падіння світла, n – показник заломлення середовища між пластинами, k – ціле число.

На рис. 3 зображено схематично будову інтерференційного фільтра. Він складається з двох паралельних частково прозорих дзеркал з розташованим між ними тонким діелектричним шаром. Випромінювання, що проходить через фільтр, зазнає багатократних відбивань між двома дзеркальними поверхнями. При кожному відбиванні випромінювання частково виходить назовні. На виході системи утворюється нескінченна послідовність променів, амплітуда яких зменшується, з однаковою різницею ходу між ними. В результаті промені інтерферують між собою.

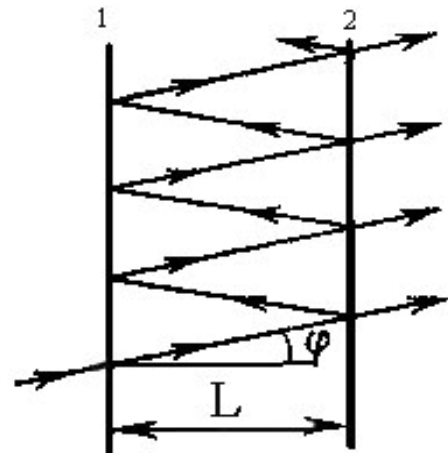


Рис. 3. Схематичне зображення найпростішого інтерференційного оптичного фільтра. 1 і 2 позначено чвертьхвильові шари діелектриків з високим та низьким показниками заломлення, L – відстань між дзеркалами.

Різниця фаз сусідніх інтерферуючих променів з урахуванням нахилого падіння променів на фільтр під кутом φ дорівнює

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} nL\cos\varphi \quad (1)$$

де n – показник заломлення речовини між дзеркалами.

Коли оптична товщина шару дорівнює цілому числу напівхвиль, тобто при умові

$$\Delta = nL \cos \varphi = k \frac{\lambda}{2}; \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

шар є прозорим. Такий шар може бути фільтром з максимумами прозорості при

$$\lambda_0 = 2\Delta; \quad \lambda_2 = \frac{2\Delta}{2} = \frac{\lambda_0}{2}; \quad \lambda_3 = \frac{2\Delta}{3} = \frac{\lambda_0}{3} \text{ і т.д.}$$

Випромінювання, що не пропускається фільтром, відбивається від нього в зворотному напрямку. При цьому, чим вище коефіцієнт відбивання дзеркал, тим фільтр є більш селективний, тобто тим швидше спадає його прозорість (зростає відбивання) при відході від довжини хвилі λ_0 або кратних їй величин.

Фільтр, призначений для виділення першої найбільш довгохвильової смуги пропускання, називається фільтром першого порядку ($k=1$). Він має оптичну товщину $\Delta = \frac{\lambda_0}{2}$ і потребує усунення лише короткохвильових максимумів пропускання з довжинами хвиль $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{2}; \lambda_3 = \frac{\lambda_0}{3}$ і т.д., що легко досягається або спеціальними абсорбційними фільтрами, або поглинанням матеріалу підложки самого фільтра.

Для усунення прозорості в ділянках спектра, що заважають, до інтерференційного фільтра додають кольорові скла. Їх звичайно наклеюють на інтерференційний світлофільтр замість захисної скляної пластинки.

Фільтри більш високого порядку ($k>1$) мають максимуми, розташовані частіше. В цьому випадку в області високого відбивання дзеркал може опинитися декілька максимумів прозорості, і відокремлення потрібного може представляти деякі труднощі.

Форма смуги пропускання інтерференційного фільтра має вигляд, наведений на рис. 4.

Ширина спектрального інтервалу, на границях якого пропускання фільтра зменшується в 10 разів, складає для хороших фільтрів із срібними дзеркалами 100 ... 300 Å. У фільтрів з інтерференційними дзеркалами. В цьому

випадку напівширина смуги пропускання для фільтрів другого порядку досягає 15...20 Å при достатньо високому пропусканні в максимумі. Шляхом збільшення товщини проміжного шару та підвищення коефіцієнта відбивання дзеркал можна створити фільтри з дуже вузькою смугою пропускання ($\Delta\lambda = 0,15$ нм). Смуга пропускання звичайного інтерференційного фільтра має гостру вершину і крила з обох боків смуги пропускання, які охоплюють широкий діапазон спектра та по формі нагадує лоренцівський контур. В результаті цього фільтр з невеликою шириною смуги має значне пропускання на відстані від центра, що в декілька разів перевищує ширину смуги. Такий фільтр дає сильний фон поруч з ділянкою спектра, що виділяється (рис. 4).

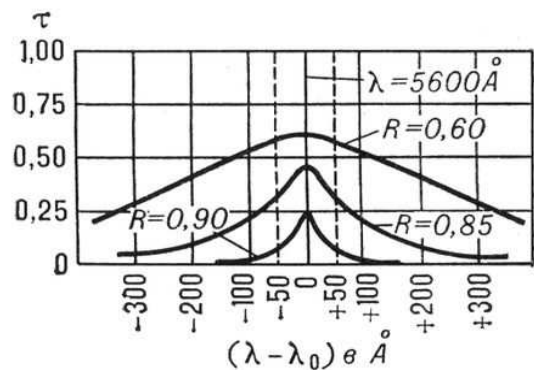


Рис. 4. Криві пропускання інтерференційних оптичних фільтрів із срібними напівпрозорими дзеркалами при різних значеннях коефіцієнта відбивання R срібних шарів. τ - коефіцієнт пропускання. Максимум пропускання — на довжині хвилі $\lambda_0 = 5600$ Å (560 нм) [15].

Інтерференційні оптичні фільтри виділяють вузькі ділянки спектра (до 15-20 Å) з меншими втратами світла, ніж абсорбційні. Особливістю їх є залежність довжини хвилі максимуму пропускання λ_{\max} від кута падіння світла. Один з різновидів інтерференційних фільтрів – еталон Фабрі-Перо – дозволяє отримувати особливо вузькі смуги пропускання (порядка декількох ангстрем). Перестройка робочої довжини хвилі λ_{\max} може здійснюватися або зміною відстані L між

пластинами або зміною показника заломлення n діелектричного шару.

В інтерференційних фільтрах можна використовувати будь-які частково прозорі дзеркала – металеві, багатошарові діелектричні або дзеркала, побудовані на явищі порушеного повного внутрішнього відбивання.

Простота й зручність в роботі інтерференційних фільтрів поєднується в них з можливістю виготовлення фільтра для виділення випромінювання будь-якої довжини хвилі від вакуумного ультрафіолету ($\lambda = 120$ нм) до середньої ІЧ – області спектра ($\lambda=10$ мкм) з достатньо високою монохроматичністю.

На даний час промислово виготовлені інтерференційні фільтри мають напівширину смуги до декількох ангстрем при пропусканні в максимумі в десятки процентів. Фільтри виготовляються для областей спектра від ближнього ультрафіолету до інфрачервоної області.

Недоліком інтерференційних оптичних фільтрів є наявність значного фону за межами смуги пропускання та суттєва залежність положення цих смуг від кута падіння світла, тобто мала кутова апертура.

Внаслідок зміни довжини хвилі пропускання фільтра при його нахилі необхідно звертати увагу на розбіжність пучка світла, в якому розташований фільтр в експериментальній установці. Фільтр має найкращу монохроматичність, знаходячись у паралельному пучку.

Кутова апертура фільтра, тобто діапазон кутів падіння світла на фільтр в межах якого спектральні характеристики фільтра можна вважати сталими, визначається виразом [15]:

$$2\varphi = 2n \left(2 \frac{\delta\lambda}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

де n – показник заломлення речовини фільтра; $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ – допустимий відносний зсув максимуму прозорості.

Для $\lambda=500$ нм і $n =1,5$ допустима кутова апертура пучка $\approx 4^\circ$, якщо

зміщення смуги пропускання на 0,1 нм вважається несуттєвим. Таким чином, вимоги щодо точності установки інтерференційного фільтра та колімації (паралельності) пучка не дуже жорсткі.

5. ДИСПЕРСІЙНІ СВІТЛОФІЛЬТРИ

Дисперсійний світлофільтр являє собою шар, який складається з порівняно дрібних частинок будь-якої речовини, звішених в іншій речовині.

Принцип роботи дисперсійних фільтрів базується на явищі дисперсії світла – залежності показника заломлення від довжини хвилі. Якщо криві дисперсії двох речовин перетинаються на деякій довжині хвилі λ_0 (рис. 5а), то випромінювання цієї довжини хвилі проходить через шар, як через однорідну речовину. Випромінювання інших довжин хвиль зазнає розсіювання. Такий шар виконує функцію фільтра, що пропускає випромінювання в деякій області $\delta\lambda$ (рис. 5б). Це явище вперше було відкрито і використано Хрестіансенем, в зв'язку з чим подібні фільтри часто називають його іменем.

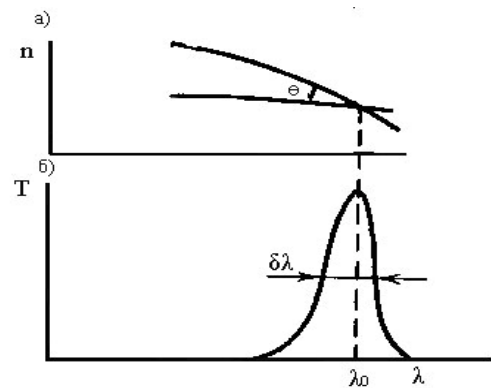


Рис. 5. Дисперсія двох речовин, що складають дисперсійний фільтр (а), та спектральна крива його пропускання (б) [14].

Фільтр Хрестіансена складається з кювети, заповненої порошком з прозорого матеріалу. В кювету заливається рідина, підібрана таким чином, щоб для визначеної довжини хвилі показники заломлення рідини і порошку співпадали. Тоді кювета оптично однорідна для променів світла цієї довжини хвилі, але розсіює випромінювання інших довжин

хвиль, розташованих по обидва боки від заданої.

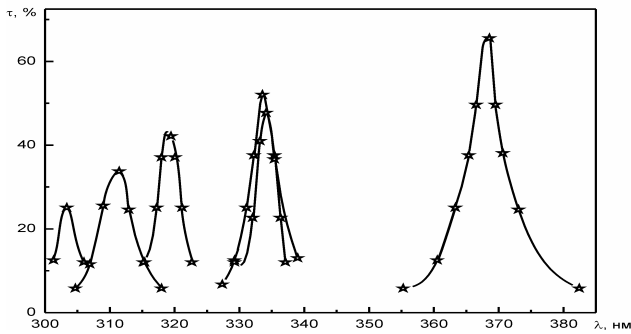


Рис. 6. Зсув смуги пропускання фільтра Христіансена при зміні температури в інтервалі 20...50 °С [15].

На рис. 6 наведені криві пропускання кварцового фільтра на суміші бензолу із спиртом при різних температурах. Крайні криві відповідають зміні температури на 30° С.

Ширина і форма смуги пропускання дисперсійного фільтра залежать від крутизни кривих дисперсії, а також від розмірів частинок. Найкращі характеристики фільтра отримуються, якщо криві дисперсії частинок та середовища мають в точці перетину сильно відмінні нахили (великий кут θ , рис. 5а), а розміри частинок приблизно дорівнюють довжині хвилі. Відношення довжини хвилі максимальної прозорості до ширини смуги пропускання для деяких фільтрів з круто перетинаючимися кривими дисперсії досягає $\frac{\lambda_0}{\delta\lambda} = 20$. Однак в більшості випадків ця величина складає 5...10.

6. ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНО – ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ФІЛЬТРИ

Дія інтерференційно-поляризаційних фільтрів базується на явищі інтерференції поляризованих променів світла. Вони дозволяють отримувати дуже вузькі смуги пропускання, напівширина яких складає $\Delta\lambda_{1/2} = 0,1...1 \text{ \AA}$ при практично повній відсутності фону та відстанні $\Delta\lambda$ між смугами пропускання в сотні ангстрем.

Вперше інтерференційно-поляризаційний фільтр був запропонований

Р. Вудом в 1904 році [16] та застосований ним для виділення однієї з компонент жовтого дублету натрію. Фільтр складається з пластинки одновісного кристалу 2, вирізаної паралельно до оптичної вісі С, і розташованій між двома поляризаторами 1 і 2 (рис. 7). Вісі поляризаторів встановлюються паралельно, а оптична вісь кристалічної пластинки складає з ними кут 45°.

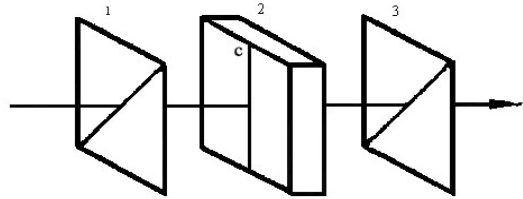


Рис. 7. Інтерференційно-поляризаційний фільтр Вуда: 1 і 2 – поляризатори; 3 – кристалічна пластинка; С – напрямок оптичної вісі [15].

Принцип дії фільтра полягає в наступному. Пучок світла, що поширюється перпендикулярно до оптичної вісі кристалу та поляризований за допомогою першого поляризатора 1, в пластинці 2 зазнає розщеплення на два пучки, однаково напрямлених, рівних по інтенсивності, але поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках внаслідок явища двозаломлення світла. Ці пучки поширюються в кристалі з різними швидкостями $v_o = \frac{c}{n_o}$ та $v_e = \frac{c}{n_e}$, де n_o та n_e - показники заломлення для звичайного та незвичайного променів. Проекції цих коливань на вісь пропускання поляризатора 3 інтерферують. Результат інтерференції визначається різницею ходу $\Delta = d(n_e - n_o)$, якої набувають промені при проходженні через пластинку товщиною d (рис. 8).

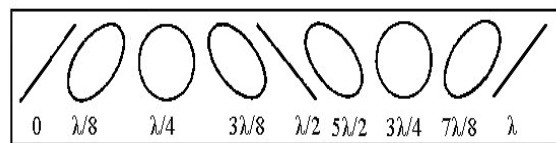


Рис. 8. Результат інтерференції променів, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах, в залежності від різниці ходу між ними [15].

Для пластинки товщиною d різниця фаз $\Delta\Phi$ звичайного і незвичайного променів на виході з пластинки складає

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n d \quad (4)$$

де $\Delta n = n_e - n_o$ - двопроменезаломлення кристала; d – товщина пластинки.

Пропускання $T(\lambda)$ всієї системи залежить від довжини хвилі та визначається виразом:

$$T(\lambda) = \cos^2 \frac{\Delta\Phi}{2} = \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n(\lambda) d \quad (5)$$

Ця формула не враховує втрат на відбивання та поглинання світла елементами фільтра, а також втрат в першому поляризаторі, які складають для природного світла 50%.

У відповідності з (5) пропускання інтерференційно-поляризаційного фільтра має ряд максимумів ($T = 1$) для довжин хвиль, що задовольняють умові

$$\Delta n d = k \lambda_{\max}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

та ряд мінімумів ($T = 0$) для довжин хвиль, що задовольняють умові

$$\Delta n d = (k + \frac{1}{2}) \lambda_{\min}, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

При виконанні умови (6) на виході ми отримуємо плоско поляризоване світло з початковою орієнтацією площини поляризації. У випадку (7) в результаті інтерференції отримуємо світло, лінійна поляризація якого перпендикулярна напрямку поляризації поляризатора 3, і таке світло затримується поляризатором 3.

Таким чином, спектральна характеристика найпростішого фільтра має максимуми прозорості на довжинах хвиль $\lambda_{\max} = \frac{\Delta n d}{k}$, розділених проміжками величиною $\Delta n d$. Між цими максимумами розташовані нульові мінімуми.

Отже інтерференційно-поляризаційний фільтр може слугувати для усунення

окремих спектральних ліній та пропускання інших. Звичайно його використовують для відокремлення однієї з двох близько розташованих ліній.

Відстань між сусідніми максимумами $\Delta\lambda$, яка має назву вільний спектральний інтервал, відповідно в 2 рази більша. Добротність системи F визначається як відношення $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}}$ і дорівнює двом.

Зазначимо, що в інтерференційно-поляризаційних фільтрах можуть бути використані будь-які анізотропні кристали (в тому числі і двоосні). В цьому випадку випромінювання, що підлягає фільтрації, повинно падати перпендикулярно до площини оптичних осей.

У випадку падіння світла під кутом до поверхні фільтра змінюється не тільки товщина кристалічної пластинки фільтра, але і двопроменезаломлення кристала, причому по-різному в залежності від орієнтації площини, в якій знаходиться промінь світла. Це призводить до суттєвого спотворення основних спектральних характеристик фільтра. Найбільша дозволена кутова апертура світлового пучка звичайно не перевищує 1° . Існує ряд способів збільшення кутової апертури інтерференційно-поляризаційних фільтрів, однак всі вони призводять до значного ускладнення фільтра.

7. ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНО-ПОЛЯРИЗАЦІЙНИЙ ФІЛЬТР ЛІО

В 1933 р. французький астроном Б. Ліо вперше запропонував і сформулював основні принципи дії інтерференційно-поляризаційних фільтрів [17], які виділяючи достатньо вузькі смуги пропускання, володіють одночасно високою добротністю.

Такий фільтр складається з послідовно розташованих та паралельно виставлених поляризаторів $\tilde{I}_1, \tilde{I}_2, \dots, \tilde{I}_{n+1}$, між якими розташовані плоскопаралельні пластинки K_1, K_2, \dots, K_n , виготовлені з двозаломлюючого кристалу (рис. 9а). Оптичні вісі всіх пластинок паралельні між собою і

складають кут 45° з напрямком поляризаторів. Іншими словами, маємо стопу фільтрів Вуда, в якому вихідний поляризатор першого фільтра є входним поляризатором другого і т. д. Але на відміну від фільтра Вуда товщина кожної наступної пластинки в два рази перевищує товщину попередньої. Якщо для першої

вона дорівнює d , то n -на пластинка має товщину $2^{n-1}d$. Тобто товщини пластинок зростають в геометричній прогресії з показником 2. Завдяки цьому величина $\Delta\lambda$ кожної наступної пластинки в 2 рази менша.

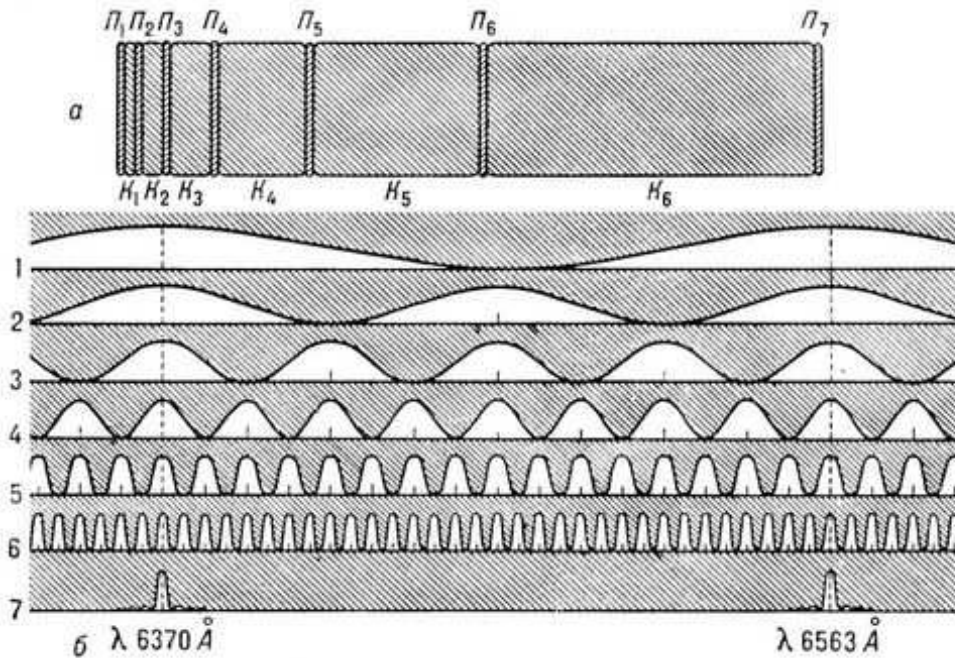


Рис. 9. Інтерференційно-поляризаційний фільтр Ліо: а — схема інтерференційно-поляризаційного світлофільтра: П — поляризатори, К — кварцові пластинки; б — пропускання окремих ступіней (1 — 6) та усього фільтра в цілому (7); (знизу вказані довжини хвиль) [15].

Тому максимумами прозорості T_2, T_3, \dots, T_n кожної наступної ступені фільтра, які попадають в області мінімумів попередніх ступеней фільтра, в значній степені подавляються (рис. 9б).

Пропускання T всього фільтра Ліо визначається як добуток пропускання відповідних фільтрів Вуда (вираз (5)), тобто всіх ступеней фільтра:

$$T = \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n d \cdot \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n 2d \cdots \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n 2^{n-1} d = \prod_{i=1}^n \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} \Delta n 2^{i-1} d \quad (8),$$

де n - число елементів (число кристалічних пластинок); d – товщина найбільш тонкої пластинки.

Вираз (8) можна привести до вигляду:

$$T = \left(\frac{\sin 2^n x}{2^n \sin x} \right)^2 \quad (9)$$

де $x = \frac{\pi \Delta n d}{\lambda}$.

Спектр пропускання фільтра Ліо містить ряд віддалених одна від одної

смуг, що відповідають інтерференційним максимумам самої тонкої пластинки.

Відношення $\frac{\Delta n d}{\lambda}$ у (8) повинно

виражатися цілим числом довжини хвилі, яку необхідно виділити. В той же час його значення має бути достатньо малим, щоб якнайкраще відділити небажані сусідні смуги, які можуть бути відфільтровані за допомогою абсорбційних фільтрів. Ширина цих смуг різна і зростає при зсуві в довгохвильову область.

Принцип дії фільтра Ліо полягає в наступному. Оскільки товщина кожної наступної пластинки в два рази більша за товщину попередньої, то в спектрі двопронезаломлюючої інтерференції цієї пластини на певний спектральний інтервал приходиться в два рази більше екстремумів, ніж в спектрі попередньої пластини. Тому в спектральній області, що відповідає одному максимуму пропускання попередньої пластини, розташовано два максимуми в спектрі наступної пластини (рис. 9б). Причому спектральне положення одного з цих двох максимумів (порядка $2k$) точно співпадає з положенням максимуму порядку k більш тонкої пластини. Однак напівширина цього максимуму в два рази менша. В результаті напівширина спектральної лінії, що виділяється фільтром Ліо, визначається шириною смуги пропускання найбільш товстої пластини [15]:

$$\Delta\lambda_{1/2} \approx \frac{\lambda^2}{2^n \Delta n d}, \quad (10)$$

а вільний спектральний інтервал $\Delta\lambda$ визначається шириною смуги пропускання найбільш тонкої пластини:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{\Delta n d}. \quad (11)$$

Добротність системи при цьому складає $F = 2^n$. Товщину d вибирають, звичайно, рівною $(5 \dots 30) \frac{\lambda}{\Delta n}$ [15].

Для отримання високої монохроматичності у фільтрі використовують багато ступеней. Відомі фільтри, які складаються з 11 ступіней з шириною смуги пропускання $0,03$ нм при $\lambda = 656,3$ нм ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 22000$). Якщо б всі пластини такого фільтра виготовлялися з матеріалу одного сорту, то відношення товщини першої і останньої складало 1:1000. Тому пластини у фільтрах Ліо виготовляються з різних матеріалів.

Поблизу смуги, що виділяється існує невеликий паразитний фон, зумовлений

неповним усуненням сусідніх максимумів пропускання останньої ступені. Повне пропускання в інтервалі довжин хвиль між послідовними основними максимумами складає $\approx 11\%$ від пропускання в межах смуги. Це пропускання зосереджено, головним чином, у вторинних максимумах. Практично паразитний фон досягає 13...14%.

Суттєвим недоліком фільтрів Ліо є мале кутове поле зору, тобто велика чутливість спектральної характеристики фільтра до кутів падіння променів. Це проявляється в зсуві довжини хвилі максимуму смуги пропускання, зменшенні її інтенсивності та збільшенні ширини, появі сильного фону. Пояснюється це:

по-перше, зміною довжини шляху для променів, що падають під кутом на поверхню фільтра;

по-друге, зміною величини та дисперсії двозаломлення кристалу для таких променів.

В результаті різниця фаз $\Delta\Phi$ між двома ортогонально поляризованими компонентами на виході з кристалу є функцією кута падіння φ і азимута площини падіння θ (рис. 10).

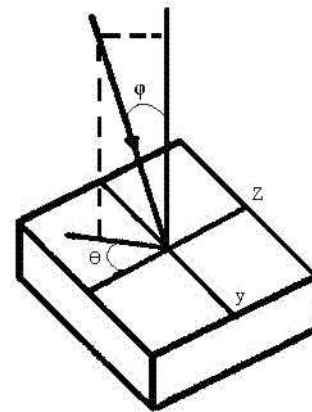


Рис. 10. Геометричний опис похилого падіння випромінювання в кристалографічній системі координат одновісного кристалу. Оптична вісь направлена здовж вісі Z .

Вона визначається через різницю фаз $\Delta\Phi_0$ при нормальному падінні наступним чином [18]:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_0 \left[1 + \frac{\varphi^2}{2n_0} \left(\frac{\cos^2\theta'}{n_e} - \frac{\sin^2\theta'}{n_o} \right) \right] \quad (12)$$

де $\theta' = \theta$, якщо $n_e > n_o$ і $\theta' = \theta + \frac{\pi}{2}$, якщо $n_e < n_o$.

Кутова апертура фільтра Ліо визначається максимальною допустимою величиною різниці $|\Delta\Phi - \Delta\Phi_0|$ для найбільш товстої пластини. Якщо наприклад, в 6-ти ступеневому кварцовому фільтрі обмежитися величиною $|\Delta\Phi - \Delta\Phi_0| \leq 1$, то при $\theta = \frac{\pi}{2}$ кутове поле

зору по φ складає $1,4^\circ$. Тому дуже важлива розробка методів збільшення кутового поля зору.

Існує ряд прийомів, що дозволяють збільшити кутову апертуру, однак всі вони приводять до суттєвого ускладнення фільтра.

Універсальність фільтра Ліо можна значно підвищити, якщо мати можливість змінювати довжину хвилі смуги пропускання.

В межах $10 \dots 20 \text{ \AA}$ це можна зробити шляхом зміни температури фільтра. При нагріванні фільтра смуга його пропускання зсувається в сторону коротких довжин хвиль із швидкістю $\approx 0,05 \text{ нм/градус}$ внаслідок температурної зміни товщини пластинки та подвійного заломлення кристала. З одного боку, це дозволяє в деяких межах змінювати довжину хвилі пропускання, а з другого – потребує термостатування фільтра. В термокомпенсованих фільтрах кристалічну пластинку виготовляють з двох шарів з взаємно перпендикулярним розташуванням оптичних осей. Таким чином, промінь, незвичайний для першого шару, стає звичайним для другого.

На даний час знайдено інші можливості перестройки довжини хвилі фільтра. Однією з них є узгоджений поворот елементів фільтра відносно один одного, оскільки довжина хвилі пропускання кожної ступені фільтра змінюється при обертанні вихідного поляризатора. Фільтр Ліо, що складається з таких ступеней, кожна з яких може перестроюватися по довжині хвилі, має складну систему блоків, кінематично

пов'язаних між собою для передавання кутових поворотів в певних співвідношеннях. Спектральна область перестройки подібних фільтрів може охоплювати всю видиму область спектра. Типовим призначенням фільтрів Ліо є фотографування астрономічних об'єктів в монохроматичному світлі.

Інтерференційно-поляризаційні фільтри серійно промисловістю не випускаються. Кожний з відомих фільтрів розрахований та виготовлений спеціально.

8. ФІЛЬТРИ ШОЛЬЦА

Іншим різновидом інтерференційно-поляризаційних фільтрів є фільтри Шольца, названі так по прізвищу чехословацького вченого, який вперше їх запропонував [20–24]. На даний час фільтри Шольца відіграють важливу роль в багатьох сучасних пристроях, таких, наприклад, як електрооптичні лазери із змінною довжиною хвилі [25] та фільтри [26–30], а також як вузькосмугові фільтри з широким полем зору.

В самому загальному випадку фільтр Шольца складається із стопи двозаломлюючих елементів, які вносять однаково або періодично змінну різницю фаз між звичайним та незвичайним променями. Оптичні вісі окремих елементів встановлюються певним чином один відносно другого, в основному симетрично відносно центру фільтра. Вся стопа елементів розміщується між двома поляризаторами. Теорія фільтрів Шольца детально описана в літературі [24].

Існують два основні типи фільтрів Шольца: схрещенні та веєрні. Розглянемо кожний з них окремо.

8.1. СХРЕЩЕНИЙ ФІЛЬТР ШОЛЬЦА

Такий фільтр працює між схрещеними поляризаторами. Всі його елементи – двозаломлюючі пластинки однакової товщини d , вирізані паралельно оптичній вісі кристала. Азимутальний кут φ відхилення оптичної вісі кожної пластинки змінюється відносно напрямку поляризації першого поляризатора і визначається

відповідно до таблиці 1, де N – кількість пластинок.

Геометрія фільтра Шольца з чотирьох пластинок зображена на рис. 11. Кожна пластинка вносить різницю фаз $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta nd$. Результируюча спектральна

характеристика фільтра являє собою послідовність віддалених один від одного максимумів пропускання, довжини хвиль яких задовольняють умові

$$\Delta nd = (k + \frac{1}{2})\lambda_{\max}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Таблиця 1

Азимутальні кути в схрещених фільтрах Шольца [20]

елемент	Азимутальний кут
вхідний поляризатор	0^0
Пластинка 1	φ
Пластинка 2	$-\varphi$
Пластинка 3	φ
.	.
Пластинка N	$(-1)^{N-1}\varphi$

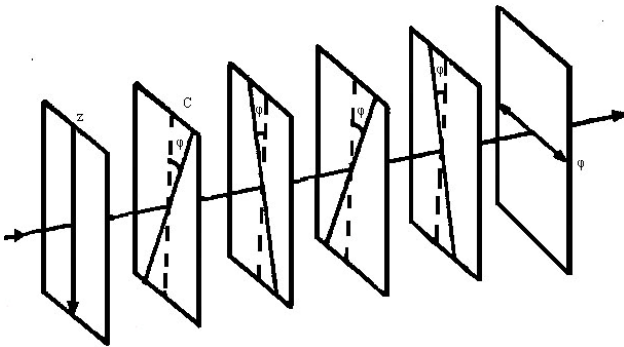


Рис. 11. Схематична будова схрещеного фільтра Шольца з чотирьох пластинок: z та y – напрямки осей пропускання вхідного і вихідного поляризаторів відповідно; c – оптична вісь кристала [20].

Можна показати [31], що пропускання на довжинах хвиль λ_{\max} , для яких кожна пластинка є напівхвильовою, тобто вносить різницю фаз $\Delta\Phi = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$, описується виразом

$$T = \sin^2 2N\varphi \quad (13)$$

і при $\varphi = \frac{\pi}{4N}$ стає максимальним і рівним

100% без врахування втрат на відбивання та поглинання. Цей факт легко пояснити, якщо розглянути стан поляризації світла після його проходження через кожну пластинку фільтра. При проходженні через напівхвильову пластинку кут між напрямком поляризації та оптичною віссю кристала змінює знак, і для довільного

азимутального кута φ така пластинка повертає вектор поляризації на кут $2|\varphi|$. Тому після проходження першої пластинки, азимутальний кут якої дорівнює φ , напрямком поляризації падаючого випромінювання виявляється повернутим на кут $2|\varphi|$ відносно осі пропускання першого поляризатора. Друга пластинка орієнтована з азимутальним кутом $-\varphi$ і складає кут 3φ з напрямком поляризації падаючого на неї світлового пучка. Напрямок поляризації на виході з цієї пластинки буде повернутий на кут 6φ і складатиме кут -4φ з напрямком пропускання першого поляризатора (рис. 12).

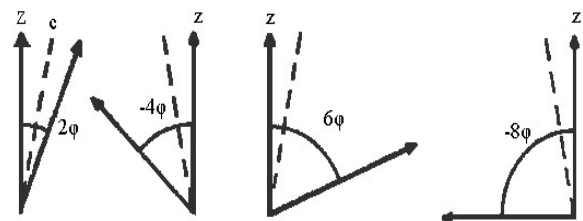


Рис. 12. Зміна стану поляризації падаючого світла всередині схрещеного фільтра Шольца з чотирьох пластинок [20].

Пластинки орієнтовані послідовно під кутами $\varphi, -\varphi, \varphi, -\varphi, \dots$, тоді як напрямки поляризації на виході з пластинок мають значення $2\varphi, -4\varphi, 6\varphi, -8\varphi$. Таким чином кінцевий азимутальний кут після N

пластин дорівнює $2N\varphi$. Якщо він дорівнює 90° , тобто $2N\varphi = \frac{\pi}{2}$, то світло проходить через вихідний поляризатор без будь-якої зміни інтенсивності. Випромінювання інших довжин хвиль, для яких пластинки не є напівхвильовими, не зазнає повороту площини поляризації на кут 90° і затримується вихідним поляризатором.

З точки зору поширення світлової хвилі фільтр Шольца можна розглядати як періодичне середовище, в якому зміна азимутальних кутів кристалічних осей створює періодичне збурення відносно обох незалежних хвиль і приводить до зв'язку між звичайною та незвичайною хвилями. Оскільки ці хвилі поширюються з різними фазовими швидкостями, повний обмін електромагнітною енергією можливий тільки у випадку, коли збурення є періодичним, що дозволяє підтримувати співвідношення, необхідні для безперервного обміну енергією між звичайною та незвичайною модами. Це є ілюстрацією принципу фазового синхронізму за рахунок періодичного збурення. Пояснення цього явища полягає у наступному. Якщо енергія поступово повинна перекачуватися з відстанню з моди А в моду В під дією статичного збурення, то необхідно щоб обидві хвилі поширювалися з однаковою фазовою швидкістю. В протилежному випадку відбудеться розфазировка обох хвиль, що обмежує обмін енергією. Цього можна запобігти, якщо знак збурення змінюється на протилежний кожного разу, коли розфазировка між зв'язаними модами досягає π . Це змінює знак перекачки енергії і підтримує необхідне фазове співвідношення для безперервної перекачки енергії.

Розгляд роботи фільтрів Шольца, що базується на теорії електромагнетизму, використовує метод матриць [32-34]. Він дозволяє отримати точний спектр пропускання фільтра, оскільки враховує інтерференційні ефекти. Вони проявляються як тонка структура в розрахунковому спектрі пропускання фільтра.

Найбільш простий вираз для спектра пропускання схрещеного фільтра Шольца дає теорія зв'язаних мод. В ній періодична зміна діелектричного тензора розглядається як збурення, що забезпечує зв'язок між нормальними модами структури. Детально теорія зв'язаних мод викладена в [31, 32- 41]. З неї випливає, що селективність фільтра Шольца обернено пропорційна величині двоприменезаломлення кристалу на довжині хвилі λ_n , товщині d кристалічних пластин та їх повній кількості N .

Вільний спектральний інтервал $\Delta\lambda$ фільтра Шольца визначається як відстань в довжинах хвиль між послідовними максимумами, для яких пластинки є напівхвильовими ($\Delta\Phi = (2l + 1)\pi$). Він залежить тільки від Δn в області прозорості і товщини пластинки:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_n^2}{\Delta n d} \quad (14)$$

Добротність схрещеного фільтра Шольца $F \approx 1,25N$. Розрахунковий спектр пропускання схрещеного фільтра Шольца наведений на рис. 13.

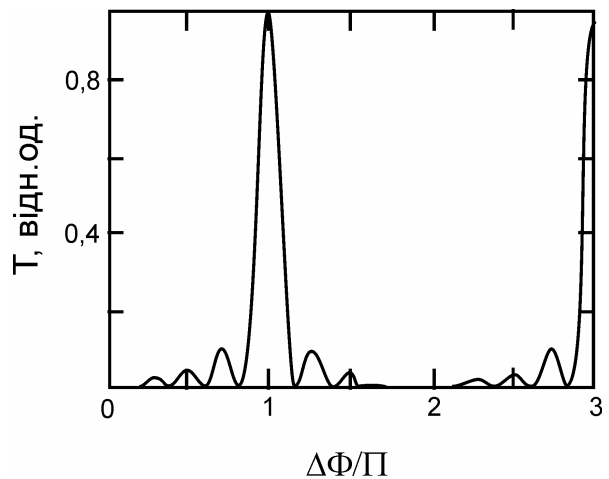


Рис. 13. Розрахунковий спектр пропускання схрещеного фільтра Шольца з шести елементів [31].

8.2. ВЕСРНИЙ ФІЛЬТР ШОЛЬЦА

Веєрний фільтр Шольца являє собою стопу з вхідного та вихідного поляризаторів, розташованих паралельно,

та однакових двозаломлюючих пластин, кожна з яких орієнтована під певним азимутальним кутом. В таблиці 2 наведена

стисла характеристика леєрного фільтра Шольца, а на рис. 14 – геометричне розташування його елементів.

Таблиця 2

Веєрний фільтр Шольца [23]

елемент	Азимутальний кут
вхідний поляризатор	0^0
пластинка 1	φ
пластинка 2	3φ
пластинка 3	5φ
.	
пластинка N	$(2N-1)\varphi = 90^0 - \varphi$
вихідний поляризатор	0^0

Значення кута φ , як і в схрещених фільтрах, задається виразом $\varphi = \frac{\pi}{4N}$. Однак товщина пластинок вибирається таким чином, щоб максимум пропускання припадав на довжини хвиль, що задовольняють умову $\Delta n d = k\lambda_{\max}$ ($k = 0, 1, 2, \dots$). Товщина пластинок відповідає цілому числу довжин хвиль (тобто вносить різницю фаз $\Delta\Phi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$) на відміну від схрещених фільтрів. Пропускання фільтра

$$T = \cos^2 4N\varphi \quad (15)$$

і досягає 100% при $\varphi = \frac{\pi}{4N}$.

Випромінювання довжин хвиль λ_{\max} після проходження через кожну пластинку буде залишатися лінійно поляризованим в напрямку, що задається вхідним поляризатором, і буде пропущено вихідним поляризатором. Поляризація випромінювання з іншими довжинами хвиль, для яких елементи фільтра не є пластинками повної хвилі, буде затримуватися вихідним поляризатором, оскільки їх поляризація буде відрізнитися від його напрямку. Спектр пропускання леєрного фільтра описується тим же

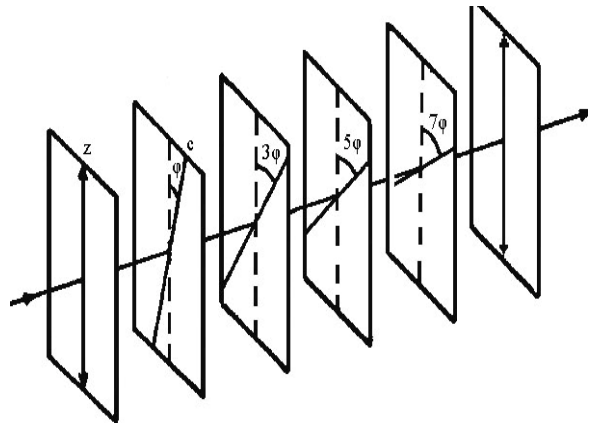


Рис. 14. Веєрний фільтр Шольца з чотирьох пластин [23].

виразом, що і схрещеного. Однак на відміну від попереднього головні максимуми спостерігаються на довжинах хвиль, для яких різниця фаз $\Delta\Phi = 2n\pi$, де $n = 0, 1, 2, \dots$. Випадок $n = 0$ має місце тільки в кристалах, для яких характерна наявність довжини хвилі λ_0 , де $\Delta n(\lambda_0) = 0$ і потребує окремого розгляду.

Напівширина основної смуги пропускання задається виразом [31]

$$\Delta\lambda_{1/2} = 1,60 \frac{\lambda_n}{2nN} = 0,80 \frac{\lambda_n^2}{\Delta n N}$$

який співпадає з аналогічним виразом для схрещеного фільтра Шольца.

Вільний спектральний інтервал та добротність веєрного фільтра співпадають з аналогічними параметрами схрещеного.

Спектри пропускання веєрного та схрещеного фільтрів Шольца відрізняються лише зсувом кривих пропускання по фазі на $\Delta\Phi = \pi$. Розрахунковий спектр пропускання веєрного фільтра приведений на рис. 15.

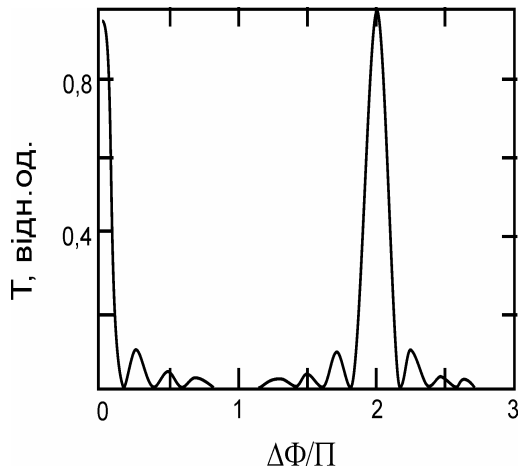


Рис. 15. Розрахунковий спектр пропускання веєрного фільтра Шольца з шести елементів [31].

На практиці при виготовленні фільтрів Шольца використовують до 80 кристалічних пластинок, виготовлених з кварцу. Товщина пластин варіюється в межах 0,1 ... 15 мм. Як правило пластини вирізаються паралельно до оптичної вісі кристалу.

Основними недоліками фільтрів Шольца є мала кутова апертура і відносно значне пропускання в побічних максимумах [42].

9. ДИСПЕРСІЙНІ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНО-ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ФІЛЬТРИ

Окремого розгляду потребують так звані дисперсійні двопронезаломлюючі фільтри. Їх особливість полягає в наступному. Якщо звичайні інтерференційно-поляризаційні працюють на довжинах хвиль, що розташовані в області прозорості кристалічних елементів, де дисперсія Δn незначна, то в дисперсійних фільтрах Лію і Шольца використовують кристали з різкою зміною Δn в області довжини хвилі пропускання. Ця єдина відмінність приводить до ряду цікавих наслідків, зокрема, можливості отримання

високої селективності з достатньо великою кутовою апертурою. Дійсно, в самому загальному випадку селективність, наприклад, фільтра Лію, що складається з N пластин задається виразом [44]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\pi}{\left| \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} \right|} \quad (16)$$

де $\frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} = \frac{2\pi D}{\lambda} \left(\frac{\partial\Delta n}{\partial\lambda} - \frac{\Delta n}{\lambda} \right)$; $D = 2^{N-1}d$ - товщина найбільш товстої пластини.

Більш точний вираз для $\Delta\lambda_{1/2}$ має вигляд [45]

$$\Delta\lambda_{1/2} = 0,886 \frac{\pi}{\left| \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} \right|} \quad (17)$$

В дисперсійних фільтрах $\left| \frac{\partial\Delta n}{\partial\lambda} \right| = \left| \frac{\Delta n}{\lambda} \right|$, тому

$$\Delta\lambda_{1/2} = 0,886 \frac{\lambda}{2|\alpha|D} = 0,443 \frac{\lambda}{|\alpha|D} \quad (18)$$

де $\alpha = \frac{\partial\Delta n}{\partial\lambda}$. Отже, селективність обернено пропорційна добутку крутизни α дисперсійної кривої $\Delta n(\lambda)$ і товщини D найбільш товстої пластини. Використовуючи кристали з великою крутизною α , можна суттєво зменшити товщину D при тому ж самому значенні $\Delta\lambda_{1/2}$.

Наприклад, кристал CdS характеризується значенням $\alpha = 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ в околі довжини хвилі $\lambda = 5300 \text{ \AA}$. Це дає можливість отримати селективність $\Delta\lambda_{1/2} \approx 1 \text{ \AA}$ при максимальній товщині $D \approx 2 \text{ мм}$. Вільний спектральний інтервал дисперсійних фільтрів Лію визначається співвідношенням:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{|\alpha|d} \quad (19)$$

де d – товщина найбільш тонкої пластини. Добротність фільтра $F \approx 1,13 \cdot 2^N$.

Дисперсійні фільтри Шольца, як схрещені, так і весрні, мають на півширину смуги пропускання

$$\Delta\lambda_{1/2} = 1,60 \frac{\pi}{N \left| \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} \right|} = 0,80 \frac{\lambda}{N|\alpha|d} \quad (20)$$

а спектральний інтервал $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{|\alpha|d}$.

Добротність дисперсійних фільтрів Шольца така ж сама, як і звичайних: $F = 1,25N$.

Для оцінки кутової апертури дисперсійних фільтрів зазначимо, що в самому загальному випадку фільтрів Ліо спектральний зсув $\Delta\lambda$ основного максимуму від кута падіння світла на фільтр виражається формулою [46, 47]

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta n}{2n^2 \left(\alpha - \frac{\Delta n}{\lambda} \right)} \sin^2\theta(1-2\sin^2\varphi) \quad (21)$$

де n – середній показник заломлення; θ – кут падіння променів на поверхню фільтра; φ – кут між площиною падіння і оптичною віссю кристала. Аналіз показує, що кутова апертура дисперсійних фільтрів набагато перевищує апертуру недисперсійних фільтрів. Тілесний кут Ω , що визначає кутову апертуру як дисперсійних, так і недисперсійних інтерференційно-поляризаційних фільтрів, в загальному випадку задається виразом [46]:

$$\Omega \approx \pi\theta^2 \approx \pi n^2 \left| \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\Delta\Phi} \cdot \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} \right| \quad (22)$$

де $\Delta\lambda_{1/2}$ визначається за формулою (17), а

$$\theta = \pm n \left(\frac{\alpha\Delta\lambda_{1/2}}{\Delta n} \right)^{1/2} \quad \text{для дисперсійних}$$

$$\text{фільтрів Ліо і } \theta = \pm n \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda} \right)^{1/2} \quad \text{для}$$

звичайних – недисперсійних.

Співвідношення (5б) свідчить, що при заданій селективності $\Delta\lambda_{1/2}$ збільшення кутової апертури може бути досягнуто завдяки застосуванню кристалів з різкою

дисперсією Δn , що зумовлює значну величину $\left| \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} \right|$. Дійсно, дисперсійний

фільтр Ліо на CdS із смугою пропускання на 5300 \AA , яки має селективність 1 \AA володіє кутовим полем зору $\pm 16^\circ$. В той же час фільтр Ліо на кристалі кварца, який у видимій області спектра має малу дисперсію α , характеризується кутовою апертурою $\pm 2^\circ$.

Згідно (17), чим більша крутизна α кривої $\Delta n(\lambda)$ в околі робочої довжини хвилі, тим більш тонка пластинка кристалу необхідна для досягнення заданої селективності. Максимально допустиме відхилення Δd товщини пластинки від оптимального значення d в дисперсійних фільтрах визначається як [46]

$$\Delta d = \pm d \frac{\alpha\Delta\lambda_{1/2}}{2\Delta n}$$

В звичайних фільтрах це відхилення складає $\Delta d = \pm d \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{2\lambda}$. Кількісні оцінки

показують, що при селективності $\Delta\lambda_{1/2} = 1 \text{ \AA}$ максимальне значення

Δd складає декілька мікрон як для фільтра на кристалі кварцу ($d = 138 \text{ мм}$), так і для фільтру на кристалі CdS ($d = 3,4 \text{ мм}$). Звідси випливає, що дисперсійні фільтри менш чутливі до зміни товщини активних елементів, а отже, і до температурних змін. Резюмуючи, зазначимо: незважаючи на різноманітність фільтрів Ліо та Шольца, а також можливість отримання високої селективності ($\Delta\lambda_{1/2} \leq 1 \text{ \AA}$) в поєднанні з

достатньою кутовою апертурою ($\approx 16^\circ$) і значною світлосилою, конструктивно вони є надзвичайно складними пристроями, технологія виготовлення яких є вельми трудомісткою, потребує високої точності підгонки параметрів всіх спряжених елементів, їх точного взаємного розташування і тонкої юстировки. Поводження з даними світлофільтрами потребує певних практичних навичок і відповідної

кваліфікації. Все це ускладнює серійне виготовлення фільтрів Ліо та Шольца.

Вигідно відрізняються в цьому плані селективні світлофільтри на гіротропних кристалах з ізотропною точкою. Простота устрою, отримання високої селективності та контрастності, порівняних з аналогічними параметрами багатоступеневих інтерференційно-поляризаційних

фільтрів, на одному активному елементі, надзвичайно велика кутова апертура ($\approx 60^\circ$), можливість перестройки частоти фільтрації в широкому спектральному діапазоні, економічність, доступність, простота в поводженні – ось найбільш привабливі риси фільтруючих пристроїв даного типу.

Література

1. Chang I.C. Tunable acoustooptic filtering. An overview // Proc. SPIE. -1976. - V.90. P. 12-22.
2. Волошинов В.Б., Миронов О.В. Спектральная акустооптическая фильтрация изображений в ближнем ИК диапазоне // Письма в ЖТФ. – 1988. - Т.14. - №17. - С. 1541-1544.
3. Suhre D.R., Gottlieb M., Taylor L.H., Melamed N.T. // Spatial resolution of imaging noncollinear acousto-optic filters. Opt. Eng. – 1992. - V.31. - P. 2118-2121.
4. Glenar D.A., Hillman J.J., Saif B., Bergstrahl J. // Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing. Appl. Opt. - 1994. - V.33. – P. 7412-7424.
5. Gupta N., Dahmani R., Bennett K., et al. // Progress in AOTF hyperspectral imagers // Proc. SPIE. – 2000. - V.4054. - P. 30-38.
6. Свиридов А.Н., Филачев А.М., Сагинов Л.Д., Кононов А.С. “Отображающий ИК - спектрометр” // Электронный журнал «Исследовано в России». – 2006. - Т.103. - С. 979-992.
7. Filachov A.M., Saginov L.D., Kononov A.S., A.N. Sviridov, V.L. Bakumenko. Spectral filtration of images in the IR spectral region with use of total internal reflection phenomenon and multibeam interference // Infrared Technology and Applications XXX111. 17-21 April. - 2006 Kissimmee Florida. USA. – V. 6206. – P. 154.
8. Свиридов А.Н., Филачев А.М., Сагинов Л.Д., Кононов А.С. Мультиспектральный тепловизор // Прикладная физика. - 2007. - № 5. – С. 107-114.
9. Gao Zhan, Kazuhiro Oka, Tsuyoshi Ishigaki and Naoshi Bada. Static Fourier – transform spectrometer based on Savart polariscope // Proc. of SPIE. - 2002. - V. 4480. - P. 198-203.
10. Curtis E. Volin, Jhon P. Garcia, Eustace L. Dereniak, Michael R. Descour. Midwave-Infrared Snapshot Imaging Spectrometer // Proc. of SPIE. - 2002.- VI. 4480. - P. 355-366.
11. R. Glenn Sellar, Glenn D. Boreman, Laurel E. Kirkland. Comparison of signal collection abilities of different classes of imaging spectrometers // Proc. of SPIE. - 2002. - V. 4816. – P. 246-254.
12. Robert Harring, Randy Pollock and Richard Cross Wide –field –of View Imaging Spectrometry (WFIS) Engineering Model Laboratory tests and Field Demonstration // Proc. of SPIE. – 2003. - V. 5152. – P. 51-59.
13. John Carrano, Jim Brown, Philip Perconti Kenneth Barnard // Tuning in to detection. SPIE of magazine, April 2004. – P.20-22.
14. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977. – 383 с.
15. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. – М.: Наука, 1976. – 392 с.
16. Вуд Р. Оптика. – М.: ОНТИ, 1936. – 410 с.
17. Lyot B. Optical apparatus with wide field using interference of polarized light // Compt.Rend Acad.Sci. – 1933. - V.197. – P. 1593-1601.
18. Evans I.W. The birefringent filter // J.Opt. Soc. Amer. – 1949. – V.39. - №3. - P. 229-242.

19. Debrus S., Francon M. Filtre birefringent a champ njn-limite dans une direction // J. Optics. – 1986.- V.17. - №5. – P. 223-232.
20. Solc I. Novy typ dvojljmného filtru // Casopis. pestov. fys. - 1953. V.3. - №5. – P. 366-376.
21. Solc I. Koincidenčni dvojlomny filtr // Cesk. casopis. fys. -1954. - V.4. - №5. – S. 607-608.
22. Solc I. Vypocet intensity svetla po pruchodu radou dvojlomnych destioek mezi dvema polarisatory // Jemna mech.a opt. – 1957. - T.2. - №5. – S. 137-140.
23. Solc I. Chain birefringent filters // Cesk.casop.fys. – 1959. - T.9. - №2. – S. 237-249.
24. Solc I. Retezove dvojlomne filtry // Cesk.casop.fys. – 1960. – T.A10. - №1. – S. 16-34.
25. Telle I.M., Tang C.L. New method for electro-optical tuning of tunable lasers // Appl.Phys.Lett. – 1974. – V.24. - №2. – P. 85-87.
26. An electro-optic tunable filter / D.A.Pinnow, R.L.Abrams, I.F.Lotspeich // Appl.Phys.Lett. – 1979. - V.34. - №6. - P. 391-393.
27. Tarry H.A. Electrically tunable narrowband optical filter // Electronics Lett. – 1975. – V.11. - №11. - P. 471-473.
28. Lotspeich I.F., Stephens R.R., Henderson D.M. Electrooptic tunable filters for infrared wavelengths // IEEE J.Quant. Electr. – 1982. –V.QE-18. - № 8. – P. 1253-1258.
29. Lotspeich I.F., Stephens R.R., Henderson D.M. The electrooptic tunable filter // Opt.Eng. – 1981. – V.20. - № 6. – P. 830-836.
30. Lotspeich I.F., Stephens R.R., Henderson D.M. Harmonic response of a tunable Solc filter // Appl.Opt. – 1983. - V.22 - № 17. – P. 2743-2746.
31. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
32. Yeh P. Transmission spectrum of a Solc filter // Opt.Comm. - 1979. – V.29. - № 1. – P. 1-6.
33. Yeh P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media // J.Opt.Soc.Amer. – 1979. – V.69. - № 5. – P. 742-756.
34. Yeh P. Optics of anisotropic layered media: A new 4×4 matrix algebra // Surf. Sci.- 1980. – V. 96. - № 1-3. – P. 41-53.
35. McIntyre P., Snyder A.W. Light propagation in twisted anisotropic media: application to photoreceptors // J.Opt.Soc.Amer. – 1978. – V.68. - № 2. – P. 149-157.
36. McIntyre P. Transmission of light through a twisted nematic liquid-crystal layer // J.Opt.Soc.Amer. – 1978. – V.68 - № 6. – P. 869-872.
37. Pierce I.R. Coupling of modes of propagation // J.Appl.Phys. – 1954. – V.25 - № 2. – P. 179-183.
38. Yariv A. On the coupling coefficients in the couple-mode theory // Proc.IRE. – 1958. – V.46 - № 12. – P. 1956 – 1957.
39. Ярив А. Введение в оптическую электронику. – М.: Высшая школа, 1983. – 398 с.
40. Yariv A. Couple-mode theory for guided-waves optics // IEEE J.Quant. Electr. – 1973. – V. QE-9. - № 9. – P. 919-933.
41. Yariv A., Lotspeich I.F. Couple-mode analysis of light propagation in optically active crystals // J.Opt.Soc.Amer. – 1982. – V. 72 - № 2. – P. 273-277.
42. Evans I.W. Solc birefringent filters // J.Opt.Soc.Amer. – 1958. – V.48 - № 2. – P. 142-145.
43. Solc I. Birefringent chain filters // J.Opt. Soc.Amer. – 1965. - V.55 - № 6. – P. 621-625.
44. Ghosh A., Chakraborty A.K. A mixed Solc birefringent filter // Opt.Acta. - 1982. – V. 29. - № 10. – P. 1407-1412.
45. Yeh P. Recent advances polarization interference filters // Proc.Int.Conf. Lasers. – McLean. - 1981. – P. 591-597.
46. Yeh P. Dispersive birefringent filters // Opt.Comm. – 1981. – V.37. - № 3. – P. 153-158.
47. Yeh P., Tracy I. Theory of dispersive birefringent filters // Proc.Soc.Photo-Opt.Instrum.Eng. – 1981. – V. 268. – P. 171-177.
48. Yeh P. Figures of merit for dispersive birefringent filter materials // Appl. Opt. - 1982. – V. 21. - № 21. – P. 3806-3808.

PROBLEMS AND TASKS OF THE MODERN STAGE DEVELOPMENT OF SELECTIVE FILTRATION OF OPTICAL RADIATION

L.M. Suslikov

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

The different types of selective filter devices are examined. The features of structural construction, principle of action, are analysed, spectral descriptions, possibilities of change of working wave-length, subtleties of practical application. Special attention is spared the narrow-band selective optical filters of new type, built on gyrotropic anisotropic crystals which own the spectral crossing of the dispersion crooked indexes of refraction.

ПРОБЛЕМЫ И ЗАДАЧИ СОВРЕМЕННОГО ЭТАПА РАЗВИТИЯ СЕЛЕКТИВНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.М. Сусликов

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

Рассматриваются разные типы селективных фильтрующих устройств. Анализируются особенности конструктивного построения, принцип действия, спектральные характеристики, возможности изменения рабочей длины волны, тонкости практического применения. Особое внимание уделено узкополосным селективным оптическим фильтрам нового типа, построенным на гиротропных анизотропных кристаллах, которые обладают спектральным пересечением дисперсионных кривых показателей преломления.