

КУТОВА АПЕРТУРА ОПТИЧНОГО ФІЛЬТРА НА КРИСТАЛІ ТІОГАЛАТУ КАДМІЯ

П.С. Швидкий, З.П. Гадьмаші,
В.М. Каменщиків, Сусликов Л.М.

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

У даній роботі теоретично і експериментально досліджується кутова апертюра спектральних характеристик (пропускання, селективність, контрастність) оптичного вузько смугового оптичного фільтра на кристалі тіогалату кадмія $CdGa_2S_4$. У кристалографічній системі координат (точкова група симетрії $\bar{4}$) теоретично розрахована кутова дисперсія спектральних параметрів у часткових випадках падіння випромінювання на кристал: $\varphi=0\dots\pi/2$ ($\theta=0$) і $\theta=0\dots\pi/2$ ($\varphi=0$). Тут θ - кут між хвильовим вектором і напрямком $[001]$; φ - кут між проекцією хвильового вектора на площину (001) і напрямком $[010]$. Визначений монотонний характер дисперсійних залежностей. Проведений аналіз отриманих результатів. Встановлено співпадіння значень характеристик фільтра, розрахованих на основі вимірних спектрів пропускання (діапазон довжин хвиль $\lambda=4800\dots5000\text{\AA}$) у межах кутів $\theta, \varphi=0\dots\pi/2$. Зроблено висновок про значну перевагу кутової аперттури фільтра на кристалі тіогалату кадмія значень аперттури відомих вузько смугових селективних фільтрів.

Останнім часом увагу дослідників все більше привертає новий клас вузькосмугових селективних оптичних фільтрів, що побудовані на гіротропних кристалах, які володіють спектральним перетином дисперсійних кривих показників заломлення на деякій довжині хвилі λ_0 . Ця довжина хвилі дістала назву "ізотропної" точки (ІТ), оскільки двопроренезаломлення $\Delta n = 0$. Раніше [3] нами було досліджено особливості побудови таких фільтрів та фізичні принципи їх дії. Було також показано, що їм властиві високі спектральні характеристики, які перевищують спектральні параметри відомих вузько смугових фільтрів. Як відомо [4,5], основним недоліком вузько смугових світлофільтрів є дуже малий інтервал кутів падіння випромінювання на фільтр (близько 3°), в межах якого спектральні характеристики фільтра залишаються незмінними. У зв'язку з цим представляє інтерес дослідити кутову аперттуру оптичного фільтру нового типу. В даній роботі ця задача розв'язується для оптичного фільтра,

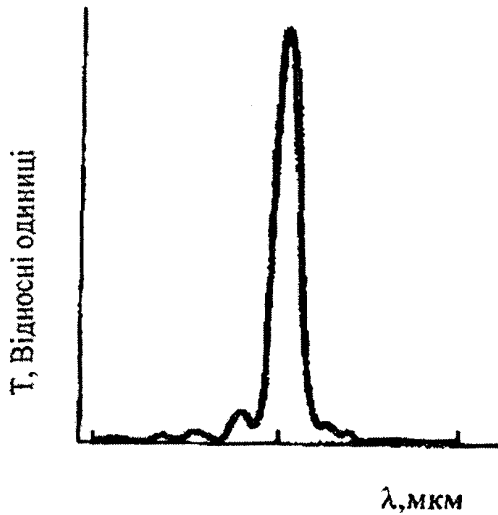
побудованого на кристалі $CdGa_2S_4$. Тіогалат кадмія належить до класу дефектних халькопїритних сполук $A^{III}B_2^{IV}C_4^{VI}$ і кристалізується в тетрагональній структурі (клас симетрії $\bar{4}$, просторова група $S_4^2 - J_4$). Особливістю оптичних властивостей кристалу $CdGa_2S_4$ є наявність ІТ при $\lambda_0=0,4907\text{мкм}$, а також оптична активність в напрямках, відмінних від оптичної вісі. Раніше [3,6] ми дослідили спектральні параметри – пропускання, селективність, контрастність – фільтра на кристалі $CdGa_2S_4$ при нормальному падінні світла. Дані про кутову залежність цих параметрів відсутні.

У загальному випадку спектральна характеристика оптичних фільтрів на гіротропних кристалах з ІТ при нормальному падінні світла описується виразом (1):

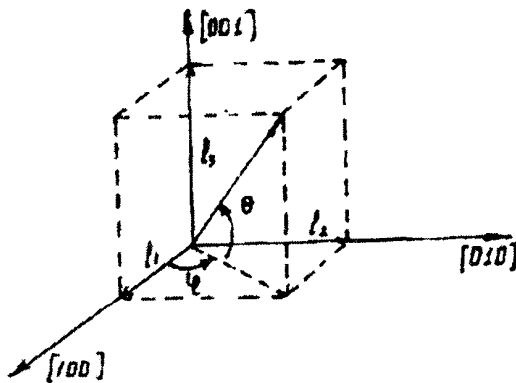
$$T(\lambda) = \frac{\sin^2 \frac{\pi \lambda_0 \delta n(\lambda)}{2 \lambda \delta n(\lambda_0)} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right)}, \quad (1)$$

де $T(\lambda)$ – пропускання фільтра на довжині хвилі λ ; $\Delta n(\lambda)$ і $\delta n(\lambda)$ – лінійне і циркулярне

двопроменезаломлення кристалу на довжині хвилі λ відповідно; d – товщина кристалічного елемента фільтра ($d = \frac{\pi}{2\rho(\lambda_0)}$; $\rho(\lambda_0)$ – величина питомого обертання площини поляризації



Мал. 1. типовий спектр пропускання оптичного фільтру на гіротропному кристалі, що володіє ІТ.



Мал. 2. Кристалографічна система координат та кути θ і φ , що визначають напрямок розповсюдження випромінювання у кристалі.

на довжині хвилі λ_0). На довжині хвилі ІТ маємо $T(\lambda_0)=1$, тобто фільтр виділяє спектральну лінію λ_0 . При $\lambda \neq \lambda_0$ пропускання фільтру різко спадає, оскільки за межами λ_0 виконується умова $\Delta n > \delta n$, і спектральна характеристика має вигляд, показаний на малюнку 1. Очевидно, що кутова

залежність спектральної характеристики фільтру визначається кутовими залежностями величин, що входять у (1), тобто $\Delta n(\lambda, \theta, \varphi)$, $\delta n(\lambda, \theta, \varphi)$ і $d(\lambda, \theta, \varphi)$.

Значення кутів θ , φ визначаються кристалографічною орієнтацією кристалічного елемента. Нехай світло при нормальному падінні поширюється в напрямку [100]. Тоді φ – це кут між проекцією хвильового вектора на площини (100) і напрямком [100], а θ – це кут між напрямком хвильового вектора та його проекцією на площину (100) (мал.2).

Для кожного кристалу, в даному напрямку для CdGa_2S_4 , ці величини визначаються його оптичними властивостями – симетрією оптичної індикатриси та вказівної поверхні тензора гірації.

Оскільки для усіх кристалів середнього класу симетрії $n_0(\theta, \varphi) = n_0$, тобто не залежить від кутів θ і φ , а із геометричних властивостей оптичної індикатриси випливає, що $n_e(\theta, \varphi) = n_e^{-1} \cos^2 \theta + n_o^{-1} \sin^2 \theta$ [8,9], то можна показати, що

$$\Delta n(\lambda, \theta, \varphi) = \Delta n(\lambda) \cos^2 \theta \quad (2)$$

кутова дисперсія $\delta n(\lambda, \theta, \varphi)$ визначається вказівною поверхнею тензора гірації, який для кристалів симетрії $\bar{4}$ характеризується двома незалежними відмінними від нуля

компонентами
$$G = \begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} & 0 \\ g_{12} & -g_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Враховуючи співвідношення

$$\delta n(\lambda, \theta, \varphi) = \frac{G_n(\lambda, \theta, \varphi)}{\bar{n}(\lambda)} \quad [10], \text{ де } G_n = g_{ij} l_i l_j -$$

нормальна складова тензора гірації, l_j – компонента хвильового вектора у вибраній системі координат (мал. 2), отримаємо $\delta n(\lambda, \theta, \varphi) = \delta n_{110} \cos^2 \theta \sin 2\varphi - \delta n_{100} \cos^2 \theta \cdot \cos 2\varphi.$ (3)

Залежність $d(\lambda, \theta, \varphi)$ має вигляд

$$d(\lambda, \theta, \varphi) = \frac{d_0(\lambda, 0, 0)}{\cos \theta \cos \varphi} \quad (4)$$

підставляючи (2 – 4) у (1), отримуємо вираз для визначення кутової залежності $T(\lambda)$

$$T(\lambda, \theta, \varphi) = \frac{\sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2 \rho_{100}(\lambda_0)} (\rho_{110} \sin 2\varphi - \rho_{100} \cos 2\varphi) \frac{\cos \theta}{\cos \varphi} \left[1 + \left(\frac{\pi \Delta n}{2 \rho_{110} \sin 2\varphi - \rho_{100} \cos 2\varphi} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}}{1 + \left(\frac{\pi \Delta n}{2 \rho_{110} \sin 2\varphi - \rho_{100} \cos 2\varphi} \right)^2} \quad (5)$$

В ізотропній точці кристала отримаємо показником у порівнянні із значенням $\Delta\lambda_{1/2}$

$$T(\lambda_0, \theta, \varphi) = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{\rho_{110}}{\rho_{100}} \sin 2\varphi - \cos 2\varphi \right) \frac{\cos \theta}{\cos \varphi} \right] \quad (6)$$

Відмітимо, що кути θ і φ задають напрямок розповсюдження світла всередині кристала і зв'язані з відповідними кутами падіння співвідношеннями: $\sin \varphi_1 = n(\lambda_0) \sin \varphi$, $\sin \theta_1 = n(\lambda_0) \sin \theta$, де $n(\lambda_0) = 2,3$ – показник заломлення кристалу тіогалату кадмія на довжині хвилі ІТ. Тоді максимально можливі кути падіння $\varphi_1 = \theta_1 = 90^\circ$ відповідають кутам розповсюдження $\varphi = \theta = 25,7^\circ$. В часткових випадках $\varphi_1 = 0 \dots 90^\circ$ ($\theta_1 = 0$) та $\theta_1 = 0 \dots 90^\circ$ ($\varphi_1 = 0$) пропускання $T(\lambda_0)$ змінюється в межах $1 \dots 0,79$ та $1 \dots 0,97$ відносних одиниць відповідно (мал. 3 а, б криві 1). До переваг фільтру слід віднести той факт, що його робоча частота не залежить від кутів падіння і визначається лише положенням ІТ. Однією з важливих спектральних характеристик фільтрів є селективність $\Delta\lambda_{1/2}$. Значення її для фільтру на кристалі CdGa_2S_4 при нормальному падінні світла складає

відомих вузько смугових фільтрів.

Розглянемо кутову залежність $\Delta\lambda_{1/2}$ фільтру на кристалі CdGa_2S_4 . При цьому будемо використовувати відоме із спектроскопії співвідношення $\Delta\lambda_{1/2} = 1/2 \Delta\lambda$ [5], де $\Delta\lambda$ – ширина смуги пропускання у основи, тобто діапазон значень λ , при яких $T(\lambda, \theta, \varphi) = 0$, що відповідає умові

$$\sin^2 \frac{\pi}{2} d(\delta n^2(\lambda, \theta, \varphi) + \Delta n^2(\lambda, \theta, \varphi))^{1/2} = 0. \quad (7)$$

У співвідношенні (7) зроблено припущення, що поблизу ІТ дисперсійні залежності $\Delta n(\lambda, \theta, \varphi)$ і $\delta n(\lambda, \theta, \varphi)$ носять лінійний характер, тобто

$$\begin{aligned} \delta n_{100}(\lambda) &= \delta n_{100}(\lambda_0) + \beta_1(\lambda - \lambda_0) \\ \delta n_{110}(\lambda) &= \delta n_{110}(\lambda_0) + \beta_2(\lambda - \lambda_0) \\ \Delta n(\lambda) &= \alpha(\lambda - \lambda_0), \end{aligned} \quad (8)$$

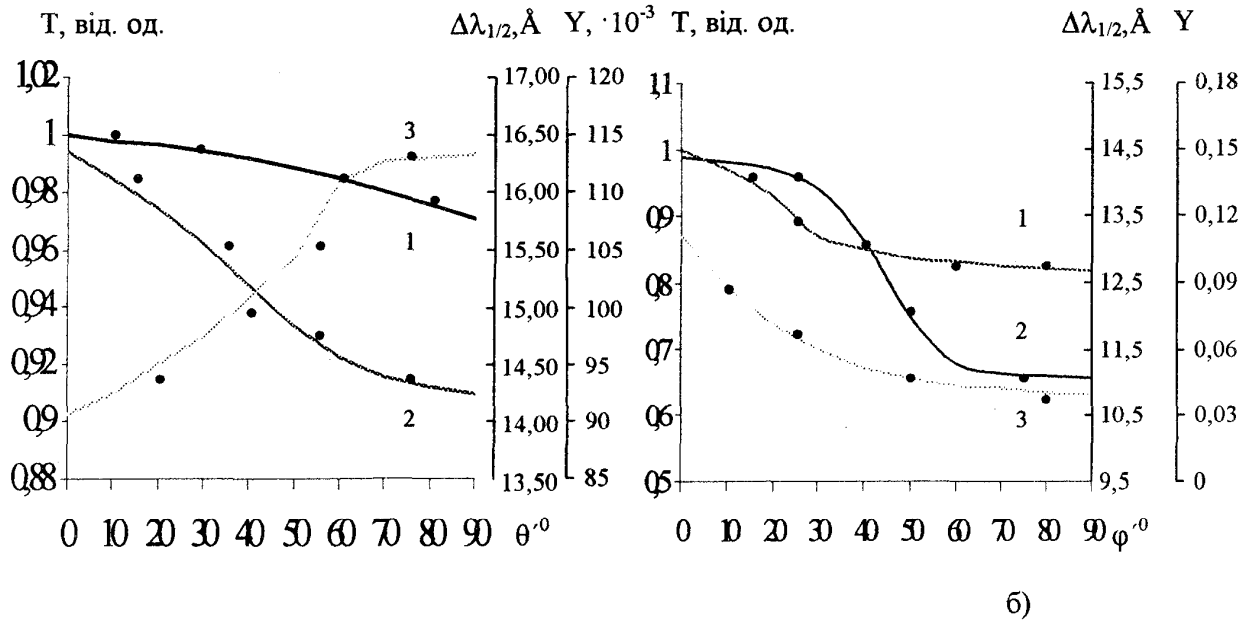
де $\alpha = \left(\frac{\partial \Delta n}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$, $\beta_1 = \left(\frac{\partial \delta n_{100}}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$,

$\beta_2 = \left(\frac{\partial \delta n_{110}}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$. Підставивши (8) у (7) і

розв'язуючи (7) відносно $(\lambda - \lambda_0)$ отримаємо

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\left[\left(\frac{2 \cos \varphi}{\cos \theta \frac{\rho_{110}}{\rho_{100}} \sin 2\varphi - \cos 2\varphi} - 1 \right)^2 \right]^{1/2} (\delta n_{110} \sin 2\varphi - \delta n_{100} \cos 2\varphi)}{a - \left[\left(\frac{2 \cos \varphi}{\cos \theta \left(\frac{\rho_{110}}{\rho_{100}} \sin 2\varphi - \cos 2\varphi \right)} - 1 \right)^2 \right]^{1/2} (\beta_1 \sin 2\varphi + \beta_2 \cos 2\varphi)} \quad (9)$$

$\Delta\lambda_{1/2} = 14,5 \text{ \AA} [3]$ є високим



Мал. 3. Залежність пропускання $T(\lambda_0)$ (1) селективності $\Delta\lambda_{1/2}$ (2), контрастності Y (3) оптичного падіння випромінювання фільтра на кристалі $CdGa_2S_4$ від зовнішніх кутів падіння випромінювання на фільтр. а) - $\varphi_1=0$, $\theta_1 = 0...90^\circ$; б) - $\theta_1=0$, $\varphi_1 = 0...90^\circ$ точки – експериментальні дані; криві – теоретичний розрахунок.

Дослідження селективності фільтра були виконані на кристалі: $CdGa_2S_4$, який характеризується наступними параметрами: $\lambda_0=0,4907$ мкм; $\rho_{100}=13,11^\circ/\text{мм}$; $\rho_{110}=8,6^\circ/\text{мм}$; $\alpha=42200 \cdot 10^{-6}$ мкм $^{-1}$; $\beta_1=1000 \cdot 10^{-6}$ мкм $^{-1}$; $\beta_2=750 \cdot 10^{-6}$ мкм $^{-1}$ [3]. Специфічною особливістю отриманих результатів, приведених на малюнку 3 а, б (криві 2) є покращення вибірковості при зростанні φ_1 ($\theta_1=0$): при зміні $\varphi_1=0...90^\circ$ $\Delta\lambda_{1/2}$ змінюється від 14,5Å

ортогонально поляризованих мод величини 3π тобто

$$\frac{2\pi d}{\lambda} (\delta n^2(\lambda, \theta, \varphi) + \Delta n^2(\lambda, \theta))^{1/2} = 3\pi. \quad (10)$$

Підставивши розв'язки рівняння (10)

$$\text{відносно } a = \left(1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda_{1,2}, \theta)}{\delta n(\lambda_{1,2}, \theta, \varphi)} \right)^2 \right)^{1/2} \text{ у вираз}$$

$$T(\lambda_{1,2}, \theta, \varphi) = \frac{1}{a}, \text{ та знаючи вид залежності}$$

$T(\lambda_{1,2}, \theta, \varphi)$ (6) можна розрахувати

$$Y(\lambda, \theta, \varphi) = \left(\frac{\cos \theta [\cos 2\varphi + k \sin 2\varphi]}{3 \cos \varphi \sin \left[\frac{\pi \cos \theta}{2 \cos \varphi} (\cos 2\varphi + k \sin 2\varphi) \right]} \right)^2. \quad (11)$$

до 11,0Å, і навпаки, при зростанні кута θ_1 ($\varphi_1=0$) від 0 до 90° $\Delta\lambda_{1/2}$ збільшується від 14,5Å до 16,3Å. Кутова дисперсія контрастності фільтра на кристалі тіогалату кадмія визначається співвідношенням

$$Y(\lambda, \theta, \varphi) = \frac{T(\lambda_{1,2})}{T(\lambda_0)}, \text{ де } \lambda_{1/2} -$$

спектральне положення перших фонових максимумів (мал.1). Останні виникають при досягненні різниці фаз

Кількісні розрахунки показують, що при зростанні як φ_1 ($\theta_1=0$), так і θ_1 ($\varphi_1=0$) величина контрастності зменшується від 0,11 до 0,04 та 0,09 відповідно (мал. 3 а, б криві 3).

Відмітимо, що максимально можливий кут падіння випромінювання на фільтр досягає значення 90° лише при умові нескінченно тонкого фільтра і на практиці обмежений геометричними розмірами робочого елемента фільтра. Якщо фільтр

виконаний у вигляді паралелепіпеда висотою h , товщиною D та шириною l , то очевидно величини кутів падіння лежать в межах

$$\begin{aligned} 0 \leq \varphi_1 &\leq \arcsin \left[n \times \arctg \left(\frac{l}{D} \right) \right] \\ 0 \leq \theta_1 &\leq \arcsin \left[n \times \arctg \left(\frac{h}{D} \right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

Результати експериментальних досліджень добре узгоджуються із даними теоретичних розрахунків (мал. 3).

Порівняємо отримані результати з спектральними параметрами аналогічного фільтра побудованого на кристалі тіогалату срібла AgGaS_2 отриманими раніше [11]. Початкові значення спектральних параметрів

фільтрів при ($\theta_1=0$ так $\varphi_1=0$) дуже близькі (таб. 1), але наявність недіагональних компонент тензора гірації кристалу CdGa_2S_4 приводить до збільшення його спектральних характеристик до зміни кута φ_1 . Це, у свою чергу, при значних кутах падіння дає можливість покращити значення селективності та контрастності при зменшенні значень пропускання (таб. 1). Кутова дисперсія спектральних характеристик фільтрів відносно кута θ_1 практично не відрізняється. Таким чином, враховуючи переваги фільтра на кристалі CdGa_2S_4 за економічними параметрами можна сказати, що він є перспективним для подальшого розвитку та використання в широких областях науки і техніки.

Таблиця 1. Діапазони значень спектральних параметрів фільтрів на кристалах тіогалату кадмія та срібла в межах значень кутів падіння $0 \dots 90^\circ$.

	AgGaS_2		CdGa_2S_4	
	T , відносні одиниці	$\theta_1=0 \dots 90^\circ (\varphi_1=0)$	1...0,886	$\theta_1=0 \dots 90^\circ (\varphi_1=0)$
	$\varphi_1=0 \dots 90^\circ (\theta_1=0)$	1...0,987	$\varphi_1=0 \dots 90^\circ (\theta_1=0)$	1...0,79
$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	$\theta_1=0 \dots 90^\circ (\varphi_1=0)$	13,5...14,7	$\theta_1=0 \dots 90^\circ (\varphi_1=0)$	14,5...16,3
	$\varphi_1=0 \dots 90^\circ (\theta_1=0)$	13,5...13,1	$\varphi_1=0 \dots 90^\circ (\theta_1=0)$	14,5...11,0
Y	$\theta_1=0 \dots 90^\circ (\varphi_1=0)$	0,11...0,096	$\theta_1=0 \dots 90^\circ (\varphi_1=0)$	0,11...0,092
	$\varphi_1=0 \dots 90^\circ (\theta_1=0)$	0,11...0,085	$\varphi_1=0 \dots 90^\circ (\theta_1=0)$	0,11...0,04

1. Бадиков В.В., Матвеев И.Н., Пшеничников С.М., Рычик О.В., Троценко Н.К., Устинов Н.Д. – Квант. електрон., 1981, т. 8, №4, с. 910.
2. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. – Опт. и спектр., 1983, т. 85, в. 4, с. 748.
3. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю., Лисица М.П. Твёрдотельные оптические фильтры на гиротропных кристаллах. – Киев: Интерпрес ЛТД. – 1998. С.293.
4. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Мир, 1976 с. 261.
5. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. – М.: МГУ, 1987.
6. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Копинец И.Ф., Сливка В.Ю. – Опт. и спектр., 1981, т. 51, в. 2, с. 307.

7. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. – Опт. и спектр. 1984, т. 54, в. 4, с. 716.
8. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Критерии выбора гиротропных кристаллов для оптических фильтров на изотропной точке. – Опт. и спектр. 1984, т. 57, №4, с. 716 - 719.
9. Ярив А. Введение в оптическую электронику. – М.: Высшая школа. 1963, с. 398.
10. Най Дж. Физические свойства кристаллов. – М.: Мир, 1967.
11. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. – Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 4, с. 876.

THE ANGULAR APERTURE OF THE OPTICAL NARROW-BAND FILTER ON THE CRYSTAL CdGa₂S₄

P.S. Shvydkiy, Z.P. Gadmashi,

V.M. Kamenshchikov, L.M. Suslikov

Uzhorod National University, 88000, Uzhorod, Volosin st, 54

In the given work the angular aperture of spectral characteristics of (missing, selectivity, contrast) the optical narrow-band filter on a CdGa₂S₄ crystal theoretically and experimentally is investigated. In the crystallographic system of coordinates (the dot group of the $\bar{4}$ symmetry). The angular dispersion of spectral parameters in special cases of the radiation falling on the crystal theoretically is designed: $\varphi=0 \dots \pi/2$ ($\theta=0$) i $\theta=0 \dots \pi/2$ ($\varphi=0$). Here θ is the angle between a wave vector and a direction [001]; φ is the angle between the projection of the wave vector to the plane (001) and the direction [010]. Monotonous character of dispersive dependences is determined. The analysis of the received results is carried out. Concurrence of values of characteristics of the filter designed on the basis of measured missing spectra (the wavelength range is $\lambda=4800 \dots 5000\text{\AA}$) in a range θ , $\varphi=0 \dots \pi/2$ is made. The conclusion about the significant predominance of the CdGa₂S₄ filter angular aperture under the aperture values of known narrow-band selective filters is made.