

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ**

На правах рукопису

СУСЛІКОВ ЛЕОНІД МИХАЙЛОВИЧ

**ЕФЕКТИ ВЗАЄМОДІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ
В КРИСТАЛАХ ІЗ СТРУКТУРОЮ ХАЛЬКОПІРИТА**

01.04.10 – фізика напівпровідників та діелектриків

**Автореферат
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук**

Київ – 1994

ЛНБ України ім.В.Стефаника



00777234 (U)

Робота виконана в Інституті фізики та хімії
твердого тіла Ужгородського державного університету

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Вакуленко Олег Васильович
доктор фізико-математичних наук, професор
Фекешгазі Іштван Вінцесевич.
доктор фізико-математичних наук, професор
Тронько Володимир Дмитрович

Провідна організація - Інститут фізики НАН України, м.Київ

Захист відбудеться "27" січня 1995 р. о 14 год. 15 хв.
на засіданні Спеціалізованої ради Д 016.25.01 при Інституті фізики напівпровідників НАН України за адресою: 252650 м.Київ-28, проспект Науки, 45

З дисертацією можна ознайомитися в бібліотеці Інституту фізики напівпровідників НАН України за адресою: 252650 м.Київ-28, проспект Науки, 45

Автореферат розісланий "15" грудня 1994 р.

Вчений секретар Спеціалізованої ради
доктор фізико-математичних наук

Плущев

Іщенко С.С.

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність роботи. Різноманітність оптичних властивостей тої чи іншої сполуки визначається в кінцевому рахунку явищами взаємодії падаючого електромагнітного випромінювання з твердим тілом. З другого боку, дослідження цих явищ є джерелом важливої інформації про структуру енергетичних зон кристалічних сполук, про характер міжатомної взаємодії, її закономірності та особливості, без знання яких неможливе прогнозування сполук з заданою сукупністю властивостей та створення пристроїв з заданими характеристиками.

В зв'язку з цим актуальними є експериментальні дослідження ефектів взаємодії електромагнітного випромінювання з кристалами структури халькопірита. Це великий клас сполук $A^I B^{III} C_2^{VI}$, $A^{II} B^{IV} C_2^V$, $A^{II} B_2^{III} C_4^{VI}$, окремі представники якого достатньо вивчені і знаходять практичне використання. В деяких кристалах виявлені спектральний перетин дисперсійних кривих показників заломлення - так звана ізотропна точка (ІТ). Разом з тим практично відсутні відомості про характер та динаміку змін структури енергетичних зон халькопіритних сполук при прикладанні до них зовнішніх збурень, знання яких дозволяє з одного боку прогнозувати створення оптичних пристроїв з перестроюваними характеристиками, а з другого - визначати стійкість параметрів систем до зовнішніх збурень. Відсутнє також фізичне обґрунтування природи виникнення ІТ в халькопіритних кристалах, її зв'язок з параметрами зонної структури, характер зсуву ІТ при прикладанні до кристалу зовнішніх збурень, закономірності цього зсуву та їх зв'язок з трансформацією зонної структури кристалу.

Це один аспект, приваблюючий увагу до потрібних халькопіритних сполук, пов'язан з ефектами просторової дисперсії (ПД) тензо-

ра діелектричної проникності. В кристалах даного класу сполук вона практично не досліджена. Незважаючи на слабкий характер прояву, ПД може приводити до ряду якісно нових явищ, які не можуть бути пояснені в межах класичної кристалооптики. Кристали із структурою халькопіриту є в цьому плані надзвичайно цікавими об'єктами, оскільки володіють гіротропією і дозволяють дати однозначну відповідь на дане питання, а в сукупності з маючим місце перетином дисперсійних кривих показників заломлення - розробити новий тип вузькосмугових селективних оптичних фільтрів. Окрім цього, не установлена природа гіротропії в даному класі сполук.

Все це визначає актуальність експериментальних досліджень ефектів частотної та просторової дисперсії в кристалах структури халькопіриту та розширення на основі одержаних даних сфери їх прикладного застосування.

Найбільш типовими представниками сімейства кристалів із структурою халькопіриту є тіогаллат срібла та тіогаллат кадмія. В даній роботі вони вибрані за модельні, оскільки результати, одержані для цих сполук, є загальними для всього класу халькопіритних сполук.

Мета роботи полягала в наступному:

1. Дослідити характер трансформації вершини валентної зони кристалів AgGaS_2 і CdGa_2S_4 при прикладанні до них механічних напруг і зміні температури та установити причини, які визначають закономірності та особливості температурних і баричних змін явищ частотної та просторової дисперсії в кристалах структури халькопіриту.

2. Установити фізичні причини, які приводять до виникнення IT в кристалах із структурою халькопіриту.

3. Дослідити ефекти ПД та характер її прояву в анізотропних кристалах з ІТ. Установити природу виникнення гіротропії в халькопіритних сполуках.

4. Розробити фізичні основи побудови вузькосмугових селективних оптичних фільтрів нового типу, перестроюваних по частоті та характеру фільтрації, які володіють високими спектральними параметрами.

5. Дослідити взаємозв'язок спектральних параметрів світлофільтрів з оптичними характеристиками кристалів та розробити критерії вибору матеріалів для робочих елементів фільтра.

6. Розробити та обґрунтувати принципи розширення функціональних можливостей фільтрів.

Науковий напрямок. розвитку якого підпорядкована дисертація - ефекти частотної та просторової дисперсії в нових напівпровідникових сполуках складного складу.

Наукова новизна. Вперше для кристалів із структурою халькопірита та дефектного халькопірита встановлено характер та динаміка зміщення рівнів вершини валентної зони при зміні температури кристала та прикладанні до нього одновісного тиску різної орієнтації. Встановлено особливості прояву ефектів просторової дисперсії в оптичних спектрах анізотропних кристалів, які володіють ізотропною точкою. Встановлено природу гіротропії та виявлено структурну одиницю, яка обумовлює її виникнення в халькопіритних сполуках. Встановлено характер залежності між величиною гіротропії та концентрацією катіонних вакансій в решітці кристала. Виявлено закономірності та особливості кутової дисперсії явища взаємодії мод в кристалах структури халькопірита, встановлено характер залежності ефективності взаємодії від товщини кристала.

Одержані результати дають змогу глибше вникнути в сутність фізичних процесів та явищ, які відбуваються в кристалах із структурою халькопірита, сприяють побудові цілісної картини явищ взаємодії падаючого випромінювання з твердим тілом.

Практична цінність результатів роботи.

1. Розроблено фізичні основи, устрій та принцип дії вузькосмугових селективних широкоапертурних оптичних фільтрів нового типу, перестроюваних по частоті, амплітуді та характеру фільтрації на основі гіротропних кристалів з ізотропною точкою. Досліджено спектральні характеристики фільтрів. Простота конструкції, доступність виготовлення, великі кутова апертура та селективність роблять ці фільтри перспективними для широкого використання в різних галузях науки і техніки, зокрема астрофізиці, квантовій електроніці, системах підводного та космічного зв'язку, пристроях контролю чистоти зовнішньої середовища та інших пристроях, де потрібно одержання випромінювання високого ступеня монохроматизації. Одержані дослідні зразки фільтрів.

2. Вперше встановлено взаємозв'язок між спектральними параметрами світлофільтрів та оптичними властивостями кристалів. Розроблено критерії вибору матеріалів для робочих елементів фільтрів. Вперше розроблено та фізично обґрунтовано методи покращання спектральних параметрів розроблених фільтрів.

3. Розроблено принципи здійснення частотної перестройки фільтрів. Розроблено селективний оптичний фільтр на кристалі тіогаллату кадмія, який можна перестроювати в діапазоні 0,46... 0,51 мкм.

4. Вперше показано та обґрунтовано необхідність врахування гіротропії при дослідженні двозаломлюючих властивостей кристалів з ізотропною точкою.

5. Вперше розроблено фізичні принципи розширення функціональних можливостей оптичних фільтрів нового типу. На кристалах тіогалла-ту срібла розроблено оптичні фільтри двох та трьох спектральних ліній, а також фільтри, які можна перестроювати по характеру фільтрації від відокремлення випромінювання однієї фіксованої довжини хвилі λ_0 ізотропної точки до селекції двох наперед заданих довжин хвиль λ_1 та λ_2 , не співпадаючих з λ_0 .

Достовірність і обґрунтованість отриманих в дисертації результатів забезпечується використанням сучасних високоефективних методів розв'язання поставлених задач. Експериментальні дослідження виконані на сучасних високоефективних спектральних приладах. Про достовірність та обґрунтованість результатів свідчать відтворюваність результатів експериментальних досліджень, виконаних на кристалах різних партій та їх узгодження з результатами теоретичних розрахунків. Розрахунки виконані на сучасних ЕОМ. Конкретні конструкції оптичних фільтрів перевірялись шляхом виготовлення експериментальних зразків, дослідженням їх спектральних характеристик, відтворюваністю спектральних параметрів та їх співпаданням з розрахунковими значеннями. Запропоновані теоретично методи покращання спектральних параметрів, методи здійснення перестройки частоти та характеру фільтрації багаторазово перевірялись на експериментальних зразках і спостерігалось узгодження експериментальних даних з теоретичними.

Особистий внесок автора дисертації. У дисертації представлені результати самостійних багаторічних досліджень автора. Безпосередньо автору належить постановка і обґрунтування завдань досліджень, вирішення питань експериментальних досліджень, проведення експериментальних досліджень, аналіз та інтерпретація одержан-

них результатів, розробка фізичних основ побудови вузькосмугових селективних оптичних фільтрів нового типу, проведення розрахунків на ЕОМ, створення експериментальних зразків оптичних фільтрів з потрібними спектральними параметрами, розробка фізичних основ перестройки оптичних фільтрів по частоті та характеру фільтрації, методів покращання характеристик фільтрів, критеріїв підбору матеріалів для фільтрів нового типу, вдосконалення експериментальних методів дослідження оптичних властивостей кристалічних сполук. Співавторами робіт виконувався комплекс завдань, пов'язаних з синтезом та одержанням кристалічних сполук високої оптичної якості та однорідності і необхідних розмірів, орієнтацією кристалів, підготовкою експериментальних зразків, налагодженням та вдосконаленням експериментальних установок для дослідження оптичних властивостей кристалів та спектральних характеристик фільтрів.

Загальна постановка проблеми та обґрунтування завдань досліджень, всі висновки, а також основні положення, які виносяться на захист, належать повністю автору цієї роботи.

Основні положення, які виносяться на захист.

1. Характер та динаміка зміщення енергетичних рівнів вершини валентної зони кристалів AgGaS_2 та CdGa_2S_4 при прикладанні до них зовнішніх збурень. Визначна роль вказаних факторів в зміні оптичних властивостей кристалів із структурою халькопїриту.
2. Перевага від'ємного вкладу крайових переходів над додатковим вкладом високоенергетичних - основна причина виникнення ІТ та інверсії знака двозаломлення в кристалах структури халькопїрита.
3. Фізична природа особливостей в оптичних спектрах халькопїритних кристалів з ізотропною точкою - просторова дисперсія та ефект на-

сичення різниці фаз.

4. Молекулярна природа виникнення гіротропії в халькопїрїтних сполуках. Основна причина трансформації гіротропних властивостей при переході халькопїрїт-дефектний халькопїрїт - збільшення концентрації катїонних вакансїй.

5. Розробка та обґрунтування фізичних основ побудови вузькосмугових селективних оптичних фільтрів нового типу, перестроєваних по частоті і характеру фільтрації, а також методів покращання їх спектральних параметрів.

Апробація роботи. Основні результати роботи доповідались на Всесоюзній конференції "Потрійні напівпровідники та їх застосування", Кишинів, 1979; Всесоюзній конференції "Матеріали для оптоелектронїки", Ужгород, 1980; Науковій сесії Ради АН УРСР по проблемі "Фїзика напівпровідників", Київ, 1982; Всесоюзній нараді по оптоелектронїці, Ужгород, 1985; III Всесоюзній конференції по спектроскопії комбїнаційного розсіювання світла, Душанбе, 1986; II Всесоюзній конференції "Матеріалознавство халькогенїдних і кисеньвмістимих напівпровідників", Чернівці, 1986; Всесоюзній конференції "Потрійні напівпровідники та їх застосування", Кишинів, 1987; XX Всесоюзному з'їзді по спектроскопії, Київ, 1988; VII Всесоюзній конференції по фізиці, хїмії та технічному застосуванню халькогенїдів, Ужгород, 1988; Науковій сесії Ради АН УРСР по проблемі "Квантова електронїка", Ужгород, 1989; VIII Міжнародній конференції "Потрійні багатоконпонентні сполуки", Кишинів, 1990; наукових семїнарах відділів МГУ ім. М.В. Ломоносова та ІФП НАН України.

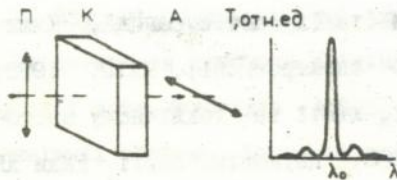
Публікації. По матеріалам дисертації опубліковано 82 роботи, отримано три авторських свїдоцтва на винаходи.

Структура та об'єм дисертації. Дисертація складається із вступу, п'яти глав, висновків та списку використаної літератури. Вона містить 243 сторінки машинописного тексту, 91 малюнок, 7 таблиць та список використаної літератури, який містить 202 найменування.

З М І С Т Р О Б О Т И

У вступі обґрунтовується актуальність теми дисертації, формулюються мета роботи, її новизна, практична цінність, наукові положення, які виносяться на захист, стисло викладається основний зміст роботи.

В першій главі розглядається явище взаємодії електромагнітних хвиль, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах та експериментальні ефекти його прояву в оптичних властивостях анізотропних кристалів з ізотропною точкою. Дано феноменологічний опис процесу взаємодії мод, що поширюються в кристалі. Показано,



Мал. 1. Система поляризатор (П) - кристал (К) - аналізатор (А) і її спектральна характеристика.

паралельної пластини, виготовленої з кристалу, який має ізотроп-

що відповідальную за взаємодію ортогонально поляризованих мод є просторова дисперсія тензора діелектричної проникності кристалу, зокрема гіротропія. Наведено результати досліджень аномального пропускання системи, яка складається з двох скрещених поляризаторів та розташованої між ними орієнтованої плоско-

ну точку (мал. I). Оптична вісь кристалу установлюється паралельно або перпендикулярно головному напрямку одного із поляризаторів. Світло поширюється в напрямку, перпендикулярному оптичній вісі. Пропускання $T(\lambda)$ такої системи характеризується вузькою смугою, локалізованою на довжині хвилі λ_0 та описується виразом:

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

де Δn і δn - лінійне та циркулярне двозаломлення кристала відповідно; d - товщина кристала. Установлено, що найбільш ефективна взаємодія мод відбувається в спектральній області, де $\delta n \geq |\Delta n|$. Дається вивід і аналіз основних параметрів та співвідношень, характерних для вказаної взаємодії мод. Показано, що поєднання гіротропії та ІТ створюють передумови для розробки вузькосмугових селективних оптичних фільтрів нового типу.

Друга глава присвячена дослідженню ефектів частотної та просторової дисперсії в кристалах із структурою халькопірита. Найбільш яскравим проявом частотної дисперсії є двозаломлення, аналіз особливостей якого дає змогу зробити достовірні висновки про характер змін валентної зони кристала, зокрема її вершини, установити фізичні причини виникнення ІТ, прослідкувати взаємозв'язок явищ взаємодії мод з особливостями зонної структури кристалу.

В даній главі приводяться результати досліджень двозаломлення кристалів CdGa_2S_4 (0,45...2,2 мкм) і AgGaS_2 (0,47...1,0 мкм) при прикладанні одновісного тиску P (0... $14 \cdot 10^6$ Па) різного напрямку ($\vec{P} \parallel c$ і $\vec{P} \perp c$, c - оптична вісь кристала) та при зміні температури T (77...380К). Кристали AgGaS_2 і CdGa_2S_4 мають ізотропну точку на довжинах хвиль 4974 А та 4907 А відповідно.

Двозаломлення кристалів додаткове при $\lambda < \lambda_0$ і від'ємне при $\lambda > \lambda_0$, при переході через λ_0 має місце інверсія знака Δn .

Для тіогаллату кадмія встановлено зміщення кривих дисперсії $\Delta n(\lambda)$ в короткохвильову область спектра при зростанні P і зменшенні T та в довгохвильову - при P і зростанні T . Відповідним чином зміщується і спектральне положення λ_0 . Величина Δn є лінійною функцією тиску і температури. Зміщення λ_0 під тиском - лінійне, описується коефіцієнтом $|d\lambda_0/dP| = 1,6 \cdot 10^{-9}$ мкм/Па як при P , так і при T . Знак коефіцієнта додатковий при P і від'ємний при T . Температурне зміщення λ_0 - нелінійне, охоплює діапазон довжин хвиль 0,46...0,51 мкм при зміні T від 77 до 380 К.

Отримано дисперсійні залежності коефіцієнта лінійного п'єзодвозаломлення ($d\Delta n/dP \approx 10^{-11}$ Па $^{-1}$) і температурного коефіцієнта двозаломлення ($d\Delta n/dT \approx 10^{-6}$ К $^{-1}$).

Інтерпретація одержаних результатів виходила із слідуєчих встановлених фактів. По-перше, двозаломлення кристалу можна представити як суму двох вкладів: вкладу Δn_B високоенергетичних переходів в глибині смуги власного поглинання та вкладу $\Delta n_{кр}$ крайових міжзонних переходів, тобто $\Delta n = \Delta n_B + \Delta n_{кр}$. Тоді виникнення λ_0 можна пояснити взаємною компенсацією двох вкладів протилежного знаку. Оскільки λ_0 локалізована, як правило, поблизу краю поглинання, представляє інтерес визначення знака вкладу крайових переходів в двозаломлення халькопїритних кристалів. Задача є актуальною, оскільки на даний час немає однозначної відповіді на дане питання. По-друге, температурні і баричні зміни двозаломлення визначаються, в основному, зміною вкладу крайових переходів.

В рамках одноосциляторної моделі можна показати, що вклад

крайових переходів в двозаломлення описується виразом

$$\Delta n_{\text{кр}} = \frac{\bar{n}^2 - 1}{2\bar{n}} \frac{\Delta}{\bar{E}_g - E}, \quad (2)$$

де \bar{E}_g - середня ширина забороненої зони, Δ - кристалічне розщеплення вершини валентної зони, \bar{n} - середній показник заломлення.

Зміна величини вкладу крайових переходів під тиском описується виразом:

$$\frac{d\Delta n_{\text{кр}}}{dP} = \frac{\bar{n}^2 - 1}{2\bar{n}} \frac{1}{\bar{E}_g - E} \left(\frac{d\Delta}{dP} - \frac{\Delta}{\bar{E}_g - E} \frac{d\bar{E}_g}{dP} \right), \quad (3)$$

тобто визначається зміною під тиском параметрів \bar{E}_g і Δ .

В результаті аналізу отриманих даних встановлено наступні закономірності зміщення енергетичних рівнів вершини валентної зони:

1) $d\bar{E}_g/dP > 0$ при $\dot{P} \parallel c$ і $d\bar{E}_g/dP < 0$ при $\dot{P} \perp c$, тобто рівні Γ_3 і $\Gamma_2 + \Gamma_4$ зміщуються в бік високих енергій при $\dot{P} \parallel c$ і низьких енергій при $\dot{P} \perp c$ (Γ_3 і $\Gamma_2 + \Gamma_4$ - верхній та нижній рівні вершини валентної зони відповідно).

2). $|d\bar{E}_g/dP| = \text{const}$ при $\dot{P} \parallel c$ і $\dot{P} \perp c$, тобто швидкість зміщення рівнів Γ_3 та $\Gamma_2 + \Gamma_4$ постійна як при $\dot{P} \parallel c$, так і при $\dot{P} \perp c$.

3). $|d\bar{E}_g/dP(\dot{P} \parallel c)| > |d\bar{E}_g/dP(\dot{P} \perp c)|$, тобто швидкість зміщення рівнів Γ_3 та $\Gamma_2 + \Gamma_4$ при $\dot{P} \parallel c$ перевищує швидкість їх зміщення при $\dot{P} \perp c$.

Віддалік від краю поглинання вклад крайових переходів описується виразом:

$$\Delta n_{\text{кр}}(E, P) = \frac{\bar{n}^2 - 1}{2\bar{n}} \frac{1}{\bar{E}_g - E} \left(\Delta + \frac{d\Delta}{dP} P \right). \quad (4)$$

Оскільки віддалік від краю $\Delta n = \Delta n_B + \Delta n_{\text{кр}} < 0$ і зменшується з

ростом $\dot{P}_{\parallel c}$, то звідси випливає, що вклад крайових переходів від'ємний, тобто $\Delta n_{\text{кр}} < 0$ і зростає по модулю з ростом $\dot{P}_{\parallel c}$. Отже, $d\Delta/dP > 0$ при $\dot{P}_{\parallel c}$, що узгоджується з даними досліджень ефектів прояву ПД в спектрах крайового поглинання тіогаллату кадмія. При $\dot{P}_{\perp c}$ від'ємний вклад крайових переходів зменшується і двозаломлення зростає в області прозорості. IT є наслідком спектральної компенсації двох вкладів в Δn протилежного знаку: від'ємного вкладу крайових переходів та додаткового вкладу високоенергетичних. Напрямок IT зміщення відбиває характер зміни від'ємного вкладу крайових переходів.

Аналіз змін двозаломлення віддалік від краю поглинання приводить до наступних результатів:

- 1). $d\Delta/dP > 0$ при $\dot{P}_{\parallel c}$ і $d\Delta/dP < 0$ при $\dot{P}_{\perp c}$.
- 2). $|d\Delta/dP| = \text{const}$ при $\dot{P}_{\parallel c}$ та $\dot{P}_{\perp c}$.
- 3). $|d\Delta/dP(\dot{P}_{\parallel c})| < |d\Delta/dP(\dot{P}_{\perp c})|$, тобто $d\Gamma_3/dP < d(\Gamma_2 + \Gamma_4)/dP$ при $\dot{P}_{\parallel c}$ та $\dot{P}_{\perp c}$, тобто нижчерозташований рівень $\Gamma_2 + \Gamma_4$ більш чутливий до зовнішніх збурень.

Результати температурних досліджень двозаломлення тіогаллату кадмія свідчать про наступний характер трансформації вершини валентної зони:

- 1). $d\bar{E}_g/dT < 0$ і $d\bar{E}_g/dT = \text{const}$. Отже, рівні Γ_3 і $\Gamma_2 + \Gamma_4$ зміщуються в бік високих енергій при зниженні T , причому швидкість їх зміщення постійна.
- 2). $d\Delta/dT < 0$ і $d\Delta/dT = \text{const}$, тобто швидкість зміщення нижчерозташованого рівня $\Gamma_2 + \Gamma_4$ більше, ніж рівня Γ_3 .
- 3). Від'ємний вклад крайових переходів зростає при зниженні T . Тому IT зміщується в короткохвильову область при зменшенні T .

Закономірності баричних залежностей двозаломлення AgGaS_2

подібні таковим для CdGa_2S_4 і визначаються тим же характером зміщення рівнів Γ_{7v} і Γ_{6v} вершини валентної зони (Γ_{7v} і Γ_{6v} - верхній і нижній рівень вершини валентної зони AgGaS_2 відповідно). Відзначена слабка залежність Δn і спектрального положення IT від тиску в порівнянні з CdGa_2S_4 . Так, $d\lambda_0/dP = -0,350 \cdot 10^{-9}$ мкм/Па при P_{Ic} і $0,275 \cdot 10^{-9}$ мкм/Па при P_{Ic} . Коефіцієнт $d\Delta n/dP$ одного порядку для AgGaS_2 та CdGa_2S_4 . Враховую, що $\Delta n_{\text{AgGaS}_2} = 10 \Delta n_{\text{CdGa}_2\text{S}_4}$, це свідчить про велику стійкість фізичних параметрів тіогаллату срібла по відношенню до тиску. Причина цього міститься в тому, що AgGaS_2 відрізняється від CdGa_2S_4 двома обставинами:

1. відсутність катіонних вакансій в кристалічній решітці;
2. наявність сильної гібридизації d-станів катіона Ag з p-станами аніона S.

Ці два фактори визначають різницю в величині та дисперсії двозаломлення AgGaS_2 та CdGa_2S_4 .

Оскільки переходи, активні в поляризації \bar{E}_{Ic} , є $\Gamma_{6v} \rightarrow \Gamma_{7c}$, а рівень Γ_{6v} утворений переважно d-станами Ag, то просліджується явний зв'язок між ступінню p-d - гібридизації та величиною від'ємного вкладу крайових переходів.

Інакше відбувається трансформація вершини валентної зони AgGaS_2 при зміні температури кристала. Аналіз температурних змін двозаломлення приводить до наступних результатів.

1. В області температур $250 < T < 365\text{K}$ рівні Γ_{7v} і Γ_{6v} зміщуються в область високих енергій при зменшенні T. Причому, температурна зміна Δn відбувається в основному за рахунок зміщення \bar{E}_g , тоді як Δ змінюється незначно. Про це свідчить мала величина зміни Δn ($\sim 10^{-5}$) віддалік від краю і значна зміна ($\sim 10^{-3}$) в

околі краю. У всій області спектра $d\Delta n/dT > 0$. Рівні зміщуються з постійною швидкістю, причому швидкість нижчезрештованого рівня Γ_{6v} більша, ніж Γ_{7v} . Це впливає з того, що віддалік від краю $\Delta n(T)$ - лінійне, тобто $d\Delta/dT = \text{const}$ у всій області температур.

2. При $120 < T < 250\text{K}$ швидкість зміни E_g зменшується із зменшенням T , тобто відбувається зменшення швидкостей зміщення рівнів вершини валентної зони. Це приводить до того, що при пониженні T кожна наступна крива Δn перетинає попередню в двох точках E_1 і E_m ($E_m < E_1$), а криву, яка відповідає комнатній температурі в точках E'_1 і E'_m ($E'_m < E'_1$, $E'_1 < E_1$, $E'_m > E_m$). Вперше встановлено, що температурний коефіцієнт $d\Delta n/dT$ для кристала AgGaS_2 двічі змінює знак в області прозорості: $d\Delta n/dT > 0$ при $E > E'_1$ і $E < E_m$ та $d\Delta n/dT < 0$ при $E'_m < E < E'_1$. Визначені умови перетинів, одержані аналітичні співвідношення, які їх описують. Показано, що причина спостережуваних явищ міститься в особливостях зміщення рівнів вершини валентної зони в досліджуваному діапазоні температур.

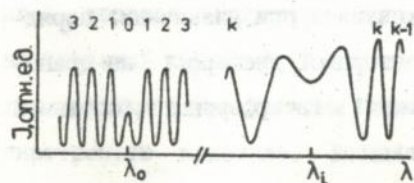
3. При $T > 120\text{K}$ рівень Γ_{7v} зупиняється і при $T < 120\text{K}$ починає зміщатися в бік менших енергій. Рівень Γ_{6v} продовжує зміщуватися у тому ж напрямку, однак швидкість його зміщення зменшується таким чином, щоб виконувалась умова $d\Delta/dT = \text{const}$. При подальшому зниженні T рівень Γ_{6v} також спочатку зупиняється, а потім починає зміщуватися в бік менших енергій. Причому швидкість його зміщення менша, ніж рівня Γ_{7v} . При цьому $dE_g/dT > 0$ при $T < 120\text{K}$ і кожна наступна крива Δn зміщується в низькоенергетичну область відносно попередньої.

Температурна залежність спектрального положення IT відображає характер температурного зміщення E_g .

Таким чином, особливості температурних та баричних залежно-

тей двозаломлення титогаллату срібла і кадмія повністю визначаються характером та динамікою зміщення енергетичних рівнів вершини валентної зони.

В цій самій главі досліджуються характерні особливості прояву ефектів просторової дисперсії в оптичних спектрах халькопїритних кристалів, які володіють ІТ. Єдина природа їх походження дає змогу стверджувати, що вони властиві анізотропному нецентросиметричному кристалу довільної симетрії, який має ІТ. Окрім розглянутого в першій главі аномального пропускання системи ПКА це наступні ефекти. І. Особливість в спектрі двозаломлюючої інтерференції на довжині хвилі ІТ. При дослідженні Δn кристалів AgGaS_2 і



Мал.2. Схематичний спектр двозаломлюючої інтерференції світла в кристалах CdGa_2S_4 та AgGaS_2 .

Показано, що перша аномалія зобов'язана своїм походженням гіротропією кристала. Друга — спостерігається на довжині хвилі, де різниця фаз $\Delta\Phi = 2\pi d\Delta n/\lambda$ досягає насичення, тобто $d\Delta\Phi/d\lambda = 2\pi d/d\lambda (d\Delta n/d\lambda - \Delta n/\lambda) = 0$. Її походження не пов'язано з гіротропією кристала, і вона спостерігається у всіх кристалах, які мають ІТ.

Практична значимість одержаних результатів полягає в тому, що перша аномалія дає можливість однозначно визначити порядки ін-

CdGa_2S_4 виявляється, що спектр двозаломлюючої інтерференції має вигляд, показаний на мал.2. Він характеризується двома особливостями: одна спостерігається на довжині хвилі ІТ,

друга — в довгохвильовій області спектру на довжині хвилі λ_1 (7600 Å та 6300 Å для

CdGa_2S_4 і AgGaS_2 відповідно). Показано, що перша аномалія зобов'язана своїм походженням гіротропією кристала. Друга — спостерігається на довжині хвилі, де різниця фаз $\Delta\Phi = 2\pi d\Delta n/\lambda$ досягає насичення, тобто $d\Delta\Phi/d\lambda = 2\pi d/d\lambda (d\Delta n/d\lambda - \Delta n/\lambda) = 0$. Її походження не пов'язано з гіротропією кристала, і вона спостерігається у всіх кристалах, які мають ІТ.

Збережених результатів полягає в тому, що перша аномалія дає можливість однозначно визначити порядки ін-

В. Стефаніка
АН УРСР

терференційних полос, використовують тільки один зразок, а друга - указує полосу максимального порядку, починаючи з якої порядки наступних полос зменшуються. По цій причині вона називається точкою реверса. Більше того, спостереження другої аномалії є признаком наявності ІТ в даному кристалі (при відсутності гіротропії чи локалізації ІТ в області поглинання).

По причині малості параметра гирації, який на 1-2 порядку менше лінійного двозаломлення звичайно вважається, що помітний вплив гіротропії можливий лише в самій ІТ, а спектральне положення і порядки екстремумів с $k \geq \pm 1$ повністю визначаються дисперсією Δn . Показано, що при малій дисперсії Δn в околі ІТ може існувати відносно протягнута область спектра, де вплив гіротропії є переважаючим і його необхідно враховувати при визначенні порядків екстремумів. Аналізуючи вплив просторової дисперсії на трансформацію спектра двоприменезаломлючої інтерференції, останній умовно можна розділити на три області:

1). $|\Delta n| \ll \delta n$; 2). область порівняних величин $|\Delta n|$ і δn ($|\Delta n|/\delta n = 0,5 \dots 2$); 3). $|\Delta n| \gg \delta n$.

За рахунок слабкої дисперсії δn в порівнянні з Δn , в області, де $|\Delta n| \ll \delta n$, спостерігається слабка зміна різниці фаз, що приводить до помітного уширення екстремума в ІТ. Значне спотворення спектра спостерігається і в області, де $|\Delta n| \approx \delta n$. В області, де $|\Delta n| \gg \delta n$, впливом гіротропії можна нехтувати. Спектральна область взаємодії хвиль, що поширюються в кристалі визначається, по-перше, співвідношенням величин $|\Delta n|$ і δn , по-друге, співвідношенням крутизни дисперсійних кривих Δn та δn . Для кристалу AgGaS_2 вона становить $\sim 50 \text{ \AA}$ в околі ІТ.

Таким чином, вплив ПД приводить до зменшеної кількості экс-

тремумів інтерференції, що веде до росту похибки експерименту при зростанні товщини кристала. Тому вимірювання доцільно проводити на кристалах, товщина яких задовільняє умові $\rho_0 d < \pi/2$, где ρ_0 - питоме обертання на λ_0 .

2. Зникнення лінійного дихроїзму на довжині хвилі IT. Дослідження крайового поглинання CdGa_2S_4 при різних поляризаціях падаючого світла ($\vec{E} \parallel c$ та $\vec{E} \perp c$), який знаходиться в стані одновісного стискання $P \parallel c$ та $P \perp c$ ($P = 0 \dots 14 \cdot 10^6$ Па), а також при зміні температури T (77...400 K), показують трансформацію виду аномалії на довжині хвилі IT. При $P \parallel c$, окрім зміщення IT в область коротких λ , відбувається зростання величини структури на λ_0 , при $P \perp c$ - її зменшення. При зниженні температури амплітуда аномалії на λ_0 зростає. Структура, що спостерігається в спектрах поглинання, і різний характер її прояву одержують пояснення в рамках кристаллооптики з урахуванням просторової дисперсії і пов'язуються з гиротропією кристала. Зміна амплітуди аномалії пов'язується з різним характером зміщення рівнів Γ_3 і $\Gamma_2 + \Gamma_4$ вершини валентної зони при $P \parallel c$ і $P \perp c$. Показано, що при $P \parallel c$ рівні зміщуються в бік зростання енергій прямих міжзонних переходів $\Gamma_3 - \Gamma_1$ і $\Gamma_2 + \Gamma_4 - \Gamma_1$ (Γ_1 - дно зони провідності CdGa_2S_4), причому кристалічне розщеплення Δ зростає ($\Delta = E_g(\vec{E} \parallel c) - E_g(\vec{E} \perp c)$). Таким чином, анізотропія крайового поглинання зростає, що приводить до зростання структури на λ_0 . При $P \perp c$ має місце протилежна картина. Установлено, що як Δ , так і λ_0 є лінійними функціями тиску.

Одержані дані свідчать про перевагу вкладу тетрагонального стискання в некубічний кристалічний потенціал CdGa_2S_4 над вкладом, обумовленим зміщенням аніонів із рівноважних тетраєдричних положень.

Дослідження впливу температури на характер прояву ПД в CdGa_2S_4 показує, що охолодження кристала зміщує особливість на краю поглинання в короткохвильову область спектра (0,46 мкм), а нагрівання - в довгохвильову (0,51 мкм). При цьому спостерігається характерне зростання структури при охолодженні від 400 до 140 К. При $T < 140$ К має місце незначне зменшення величини структури. Вказані зміни пояснюються температурним зміщенням рівнів Γ_3 та $\Gamma_2 + \Gamma_4$, в результаті якого змінюється Δ . Внаслідок аномальної температурної зміни ширини забороненої зони CdGa_2S_4 в поляризації E_{1c} при $T < 140$ К, величина Δ і спектральне положення IT є нелінійними функціями температури.

В третій главі приводяться результати досліджень гіротропії кристалів AgGaS_2 і CdGa_2S_4 та з'ясовуються причини, що приводять до її виникнення в потрійних халькогенідних сполуках із структурою халькопірита. В даних сполуках ефекти гіротропії дозволяються тільки в напрямках, відмінних від оптичної вісі, що створює труднощі при їх експериментальному дослідженні. Цим пояснюється вельми обмежене коло об'єктів із структурою халькопірита, гіротропія яких досліджена в достатньо повному об'ємі. В роботі використовується методика, запропонована в [1], яка дозволяє виділяти на фоні лінійного Δn ефекти гіротропії. До кристалів з IT вона застосована вперше. В зв'язку з цим розглядаються характерні особливості використання цієї методики, пов'язані з існуванням IT . В результаті виконаних досліджень одержані криви дисперсії питомого обертання кристалів AgGaS_2 (при поширенні випромінювання в напрямку [100]) і CdGa_2S_4 (при поширенні випромінювання в напрямках [100] та [110]). Одержані дисперсійні залежності компонент \mathcal{G}_{11} (AgGaS_2), \mathcal{G}_{11} і \mathcal{G}_{12} (CdGa_2S_4) тензору гірації, які описують оп-

тичну активність кристалів AgGaS_2 та CdGa_2S_4 . В IT AgGaS_2 ($\lambda_0 = 4974 \text{ \AA}$): $\rho(\lambda_0) = 520 \text{ град/мм}$; $g_{11}(\lambda_0) = 3,88 \cdot 10^{-3}$. Для CdGa_2S_4 ($\lambda_0 = 4907 \text{ \AA}$): $\rho_{[100]}(\lambda_0) = 13,1 \text{ град/мм}$, $g_{11}(\lambda_0) = 0,90 \cdot 10^{-4}$, $\rho_{[110]}(\lambda_0) = 8,6 \text{ град/мм}$, $g_{12}(\lambda_0) = 0,59 \cdot 10^{-4}$. Аналіз одержаних результатів свідчить про молекулярний механізм виникнення гіротропії в потрійних халькопіритах. Це передбачає наявність деякого хромофора оптичної активності, тобто структурного групування атомів, відповідальної за виникнення оптичної активності. В структурі цих кристалів можна виділити деформовані тетраедри $\text{C}_{\text{A}_2\text{B}_2}^{\text{VI I III}}$, $\text{C}_{\text{A}_2\text{B}_2}^{\text{VI II IV}}$, $\text{C}_{\text{A}_2\text{B}_2}^{\text{VI II III}}$, які утворюють спіральні ланцюжки в напрямках $\langle 100 \rangle$. В кристалах $\text{A}_{\text{B}}^{\text{III VI}}\text{C}_2$ вздовж вісі $[100]$ ланцюжки закручуються в напрямку, який зворотній ходу годинникової стрілки, вздовж $[010]$ - по ходу годинникової стрілки, що обумовлює різний знак обертання в напрямках $[100]$ і $[010]$. Сукупність ланцюжків вздовж оптичної вісі володіє тою властивістю, що будь-які два поряд розташовані ланцюжки закручуються в протилежних напрямках. Тому вздовж оптичної вісі оптична активність відсутня. Установлюється зв'язок між спіральною періодичністю в просторовому розташуванні тетраедрів CA_2B_2 і просторовою орієнтацією вказівної поверхні тензора гирації, кутовою дисперсією питомого обертання в площинах (001) і (010) . Одержує пояснення пропорційна залежність величини питомого обертання від величини тетрагонального стискання кристалу.

В кристалах CdGa_2S_4 , особливістю структури яких є наявність впорядкованої послідовності вакансій Cd (дві вакансії на елементарну ячейку), тетраедр CA_2B_2 приймає вигляд SCdGa_2 , де \square - вакансія. Внаслідок вакансій Cd кожен аніон утворює тепер зв'язки тільки з трьома катіонами. Урівноваження сил, діючих на аніон,

приводить до повороту вісі ланцюжків в площині (001) на деякий кут відносно напрямків [100] і [010], що пояснює поворот перерізу вказівної поверхні тензору гирації кристалів симетрії $\bar{4}$ площиною (001) відносно кристалографічних осей.

Установлено, що причиною зменшення питомого обертання при переході $\text{AgGaS}_2 \rightarrow \text{CdGa}_2\text{S}_4$ є виникнення катіонних вакансій.

Показано, що за гіротропію AgGaS_2 відповідальні прямі міжзонні переходи $\Gamma_{6v} \rightarrow \Gamma_{6c}$, які дозволені в поляризації $\vec{E} \parallel c$. Енергія переходів - 2,94 еВ. Рівень Γ_{6v} в сполуках $A_{\text{IV}}^{\text{III}}C_2^{\text{VI}}$ утворений переважно d-станами одновалентного катіона. Тому гіротропія AgGaS_2 обумовлена в основному $4d^9$ -станами срібла.

В кристалах CdGa_2S_4 основний вклад в гіротропію дають прямі міжзонні переходи $\Gamma_3 \rightarrow \Gamma_1$, які дозволені в поляризації $\vec{E} \parallel c$ і які визначають мінімальну ширину забороненої зони тіогаллату кадмія (3,44 еВ).

Четверта глава присвячена розробці фізичних основ побудови вузькосмугових селективних оптичних фільтрів нового типу. Основною створення таких фільтрів є поєднання в одному кристалі гіротропії та ІТ. Побудова фільтра та його спектральна характеристика показані на мал.1. Фільтр працює наступним чином. Випромінювання, падаюче на кристал в поляризації $\vec{E} \parallel c$, на довжині хвилі ІТ знає повороту площини поляризації на $\pi/2$ і пропускається другим поляризатором. При віддаленні від ІТ виникає лінійне двозаломлення і оптична активність виявляється як еліптичне двопронезаломлення. Тому пропускання фільтра в спектральній області поза ІТ обумовлено явищами інтерференції і описується виразом (1).

Досліджено основні спектральні параметри фільтрів на гіротропічних кристалах структури халькопірита, які мають ІТ: пропускан-

ня, вибірковість, контрастність, кутова апертура. Пропускання фільтра визначається віддаленістю ІТ від краю поглинання і втратами, пов'язаними з відбиванням від поверхонь складових елементів фільтру. Для фільтрів на AgGaS_2 та CdGa_2S_4 пропускання складає 10...15%. Використання просвітлюючих покриттів дозволяє збільшити ефективність фільтрації до 20...30%.

Селективність визначається виразом:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0 \rho_0 [-\beta \pm (2,56\alpha^2 + 4\beta^2)^{1/2}]}{\pi(\alpha^2 + \beta^2)}, \quad (5)$$

де $\alpha = (d\Delta n/d\lambda)_{\lambda=\lambda_0}$ - крутизна дисперсійної кривої $\Delta n(\lambda)$ в околі ІТ; $\beta = (d\delta n/d\lambda)_{\lambda=\lambda_0}$ - швидкість зміни $\delta n(\lambda)$ в околі ІТ. Оскільки $\beta = (10^{-1} \dots 10^{-2})\alpha$, то для оцінки селективності можна скористуватися виразом:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 1,60 \frac{\lambda_0 \rho_0}{\pi\alpha} \quad (6)$$

Із (6) випливає, що для підвищення селективності фільтрів необхідно використовувати кристали з мінімальною величиною співвідношення ρ_0/α . Для фільтрів на AgGaS_2 ($\rho_0 = 520$ град/мм в напрямку $[100]$, $\alpha = 1,71 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$) та CdGa_2S_4 ($\rho_0 = 13,1$ град/мм в напрямку $[100]$, $\alpha = 4,22 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$) вибірковість $\Delta\lambda_{1/2} = 13,5 \text{ \AA}$ і узгоджується з теоретичними розрахунками.

Розглядувані фільтри характеризуються також паразитним фоном, який зосереджений в перших бокових максимумах λ_1 і λ_2 , розташованих з обох сторін від ІТ. Контрастність фільтра визначається як

$$Y = \frac{T(\lambda_1, \lambda_2)}{T(\lambda_0)} = \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda_{1,2})}{\delta n(\lambda_{1,2})} \right)^2 \right]^{-1} \approx 0,11. \quad (7)$$

Характерно, що контрастність даних фільтрів не залежить від складу

кристала і завжди складає $\approx 11\%$. Тип кристалу визначає тільки спектральне положення бокових максимумів.

Кутова апертура оптичних фільтрів на гіротропних кристалах симетрії 42m описується виразами:

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

$$Y(\varphi, \theta) = \left[\frac{\cos 2\varphi \cos \theta}{3 \cos \varphi \sin \left(\frac{\pi \cos 2\varphi \cos \theta}{2 \cos \varphi} \right)} \right]^2, \quad (8)$$

$$\Delta\lambda_{1/2} = k(\varphi, \theta) \frac{\lambda_0 \rho_0}{\pi \alpha},$$

де φ - кут між проекцією променя на площину (001) і віссю [100]; θ - кут між променем і площиною (001); $k(\varphi, \theta) = [1,60 - 1,68 \cdot 10^{-1}(1 - \cos 2\varphi)] / \cos \theta$. Суттєвою перевагою в порівнянні з відомими світлофільтрами є незалежність довжини хвилі віділюваної лінії від кутів падіння випромінювання на фільтр. Експериментальні криві кутової дисперсії параметрів фільтра на кристалі AgGaS_2 знаходяться в повному узгодженні з теоретичними розрахунками. Із них випливає, що розглядувані фільтри мають надзвичайно велике кутове поле зору, яке складає ≈ 40 стерадіан. Ні один із відомих світлофільтрів не має такої кутової апертури. Вона обмежується в основному кутовою залежністю явищ відбивання світла.

Виходячи з вимог, які висувуються до параметрів фільтрів, розроблені критерії вибору матеріалів для вказаних фільтрів нового типу. Установлюються оптимальні співвідношення між такими характеристиками кристалів як Δn , δn , α , β , ρ_0 .

Розглядається можливість побудови вузькосмугових фільтрів нового типу, перестроєваних по частоті. Досліджено два підходи до

вирішення даної задачі. Перший полягає в використанні неперервного ряду твердих розчинів кристалів, крайні склади яких мають ІТ. С цією метою досліджено спектральні параметри оптичних фільтрів на кристалах $\text{AgGa}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ ($\lambda_0 = 8100 \text{ \AA}$, $\rho_0 = 118 \text{ град/мм}$ для AgGaSe_2) при $x = 0 \dots 0,4$ та оптичні властивості кристалів, які визначають спектральну характеристику фільтра. Показано, що при заміщенні сірки селеном ІТ неперервно зміщується в спектральному діапазоні від 4974 \AA ($x=0$) до 5800 \AA ($x=0,4$). Характер зміщення - нелінійний. Величина питомого обертання ρ_0 при цьому зменшується відповідно від 522 до 290 град/мм , а крутизна α від $1,74 \cdot 10^{-4}$ до $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. Визначені вимоги до товщини активного елемента фільтру і селективність перестроюваних фільтрів. Селективність фільтра монотонно змінюється від $13,6$ до 17 \AA по мірі заміщення сірки селеном.

Другий підхід базується на зміщенні ІТ кристала, який знаходиться під дією зовнішніх збурень. Результати, одержані в другій главі, вказують на можливість побудови фільтру на CdGa_2S_4 , який можна перестроювати в спектральному діапазоні $0,46 \dots 0,51 \text{ мкм}$. В даній главі досліджуються спектральні характеристики фільтру на CdGa_2S_4 , який перестроюється шляхом прикладання до кристалу одновісного тиску та зміни його температури. Прикладання одновісного тиску $\vec{P} \parallel c$ та $\vec{P} \perp c$ ($0 \dots 14 \cdot 10^6 \text{ Па}$), поряд із звуком ІТ в область коротких та довгих λ відповідно, приводить до лінійного зменшення пропускання, що узгоджується з результатами досліджень впливу величини та напрямку одновісного стискання на величину $\rho_0(P)$. Залежність $\rho_0(P)$ лінійна як при $\vec{P} \parallel c$, так і при $\vec{P} \perp c$, причому $d\rho_0/dP (\vec{P} \parallel c) = -1,04 \cdot 10^{-6} \text{ град/мм Па}$ та $d\rho_0/dP (\vec{P} \perp c) = 0,58 \cdot 10^{-6} \text{ град/мм Па}$. Така залежність добре пояснюється харак-

тером зміщення рівнів Γ_3 та $\Gamma_2 + \Gamma_4$ вершини валентної зони при різних орієнтаціях прикладеного тиску і свідчать про те, що швидкість зміщення Γ_3 при $\vec{P} \parallel c$ більша, ніж при $\vec{P} \perp c$.

При зміні температури кристалу (77...380 К) селективність фільтра монотонно зростає від 20 Å до 10 Å при пониженні T від 380 до 77 К. Це обумовлено ходом температурної зміни параметрів $\lambda_0(T)$ (див. другу главу) та $\rho_0(T)$, які визначають вибірковість фільтра. Установлений нелінійний характер зміни $\rho_0(T)$, причому в інтервалі 77...125 К величина ρ_0 постійна і дорівнює 15 град/мм. При подальшому підвищенні температури ρ_0 зростає до 18 град/мм при 380 К. Характер зміни $\rho_0(T)$ обумовлен температурним зміщенням крайових переходів, які визначають оптичну активність CdGa_2S_4 . При $T < 125\text{K}$ зростає вклад переходу $\Gamma_2 + \Gamma_4 + \Gamma_1$. Аномальна температурна зміна енергії цього переходу при $T < 140\text{K}$ визначає хід кривої $\rho_0(T)$ в цій температурній області. При $T < 125\text{K}$ селективні властивості фільтра не залежать від температури в зв'язку з різним характером зміни $\lambda_0(T)$ і $\rho_0(T)$ в інтервалі 77...140 К.

Контрастність фільтра не змінюється в досліджуваному інтервалі температур і складає 11%.

В цій самій главі розробляються методи покращання спектральних параметрів оптичних фільтрів на гиротропних кристалах структури халькопірита, які мають ІТ. Основна увага при цьому надається підвищенню селективності та контрастності фільтра. Розглядаються три методи.

В основі першого лежить вплив орієнтації кристалу на спектральну характеристику фільтра. Дослідження впливу орієнтації виконувались на кристалічних срїзах AgGaS_2 , орієнтованих під різними кутами до кристалографічних осей. Розглядаються два варіан-

ти: орієнтація під різними кутами ϕ до вісі [100] в площині (001) та орієнтація під різними кутами ξ до оптичної вісі в площині (100) або (010). Показано, що в першому випадку зростання кута ϕ приводить до різкого покращання селективних властивостей. Так, змінюючи ϕ від 0 до 44° селективність фільтру на AgGaS_2 можна змінювати в межах від 13,5 до $0,5 \overset{0}{\text{\AA}}$. Контрастність при цьому залишається постійною і рівною $\sim 11\%$. Фізичною причиною, яка обумовлює такий ефект, є зменшення спектральної області ефективної взаємодії мод. Останнє досягається за рахунок зменшення ρ_0 , оскільки в кристалах симетрії $42m$ переріз вказівної поверхні тензора гирації площиною (001) описується виразом: $\rho(\lambda_0, \phi)$

$$= \rho(\lambda_0, 0) \cos 2\phi. \text{ Тоді селективність фільтра}$$

$$\Delta\lambda_{1/2}(\phi) = 1,60 \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0, 0)}{\pi \alpha} \cos 2\phi, \quad (9)$$

де α не залежить від кута ϕ . Кутова апертура описується виразами:

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

$$Y(\phi, \varphi, \theta) = \left[\frac{\cos 2(\phi + \varphi) \cos \theta}{3 \cos 2\phi \cos \phi \sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{\cos 2(\phi + \varphi) \cos \theta}{\cos \phi \cos 2\phi} \right)} \right]^2, \quad (10)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}(\phi, \varphi, \theta) = k(\phi, \varphi, \theta) \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0, 0, 0, 0)}{\pi \alpha},$$

$$\text{де } \Delta n(\lambda, \phi, \varphi, \theta) = \Delta n(\lambda, 0, 0, 0) \cos^2 \theta; \quad \delta n(\lambda, \phi, \varphi, \theta) = \\ = \delta n(\lambda, 0, 0, 0) \cos 2(\phi + \varphi) \cos^2 \theta; \quad k(\phi, \varphi, \theta) = 1,60 \cos 2\phi / \cos \theta.$$

Спектральна характеристика фільтрів на ξ -срізах кристалу симетрії $42m$ при нормальному падінні випромінювання не залежить

від кута ξ і описується параметрами фільтру, побудованого на кристалі з $\xi = 0$. Це є наслідком однакової функціональної залежності величин $\Delta n(\lambda)$ і $\delta n(\lambda)$ від кута ξ . В загальному випадку довільного падіння променів спектральна характеристика має вигляд:

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

$$Y(\xi, \varphi, \theta) = \left[\frac{\cos 2\varphi \cos^2(\xi + \theta)}{3 \cos^2 \xi \cos \varphi \cos \theta \sin \left(\frac{\pi \cos 2\varphi \cos^2(\xi + \theta)}{2 \cos^2 \xi \cos \varphi \cos \theta} \right)} \right]^2,$$

$$\Delta \lambda_{1/2}(\xi, \varphi, \theta) = k(\xi, \varphi, \theta) \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0, 0, 0, 0)}{\pi \alpha},$$

де $k(\xi, \varphi, \theta) = 1,60 + \Delta(\xi) + B(\xi)(1 - \cos \theta) - 1,68 \cdot 10^{-1}(1 - \cos \varphi)$;

$\Delta(\xi) = 4,97 \cdot 10^{-1}(1 - \cos \xi)^{1/2}$; $B(\xi) = [3,70 + 600(1 - \cos \xi)^2]^{1/3}$.

Результати експериментальних досліджень спектральних параметрів фільтрів на φ та ξ -срізах кристалу AgGaS_2 підтверджують дані теоретичного аналізу. Закономірності зміни параметрів фільтрів визначаються формою вказівної поверхні тензора гирації та її орієнтацією відносно кристалографічних осей кристалу. Для розрахунку конкретних значень достатньо знати лише дисперсію Δn в околі IT та величину ρ_0 в напрямку однієї з осей кристалу. Розглядаються особливості побудови оптичних фільтрів на срізах різної орієнтації гіротропних кристалів симетрії 4.

В основі другого методу лежить зміна товщини активного елемента фільтра. В самому загальному випадку товщина активного елемента повинна задовільняти умові $\rho_0 d = (2m+1)\pi/2$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Установлено, що зростання товщини кристала приво-

дять до підвищення селективних властивостей фільтра. Так, для фільтра на AgGaS_2 при $m = 0$ ($d = 0,172$ мм), $m = 1$ ($d = 0,517$ мм), $m = 2$ ($d = 0,862$ мм), $m = 3$ ($d = 1,207$ мм) селективність складає 13,5; 9,5; 7,5; 6,5 А відповідно і описується виразом

$$\Delta\lambda_{1/2} = k(m) \frac{\lambda_0 \rho_0}{\pi a}, \quad (12)$$

де $k(m) = (0,391 + 0,492 m)^{-1/2}$. Зменшення спектральної області найбільш ефективної взаємодії мод відбувається за рахунок зростання вкладу лінійного Δn в загальний зсув фаз взаємодіючих мод. Контрастність фільтру із зростанням товщини знижується згідно із виразом $Y(m) = [(2m+1)/(2m+3)]^2$. Одержані аналітичні вирази, що описують кутову залежність пропускання, контрастності та селективності фільтрів на кристалах різної товщини. Експериментальні дослідження, виконані на кристалах AgGaS_2 , узгоджуються з теоретичними розрахунками.

Ще один метод підвищення селективності та контрастності фільтрів нового типу полягає в побудові багатоступеневих фільтрів. В самому загальному випадку такий фільтр уявляє собою систему, яка складається із $(n+1)$ послідовно розташованих поляризаторів ($n = 2, 3, 4, \dots$), із яких кожний наступний встановлюється у схрещенне положення відносно попереднього і між якими розміщуються n плоскопаралельних орієнтованих кристалічних пластин однакової товщини $d = \pi/2\rho_0$. Оптична вісь всіх пластин встановлюється паралельно або перпендикулярно до головного напрямку першого поляризатора. Характерними особливостями є використання кристалів одного складу і однакової товщини. Спектральна характеристика n -ступеневого фільтра має вигляд:

$$T(n, \lambda) = \frac{\sin^{2n} \frac{\pi}{\lambda} d [\delta n^2(\lambda) + \Delta n^2(\lambda)]^{1/2}}{1 + \left[\frac{\Delta n(\lambda)}{\delta n(\lambda)} \right]^2} \quad (I3)$$

Селективність визначається як $\Delta \lambda_{1/2}(n) = k(n) \cdot \lambda_0 \rho_0 / \pi a$, де $k(n) = (0,44 + 0,358n)^{-1/2}$, і зростає із підвищенням n . Контрастність описується виразом

$$Y(n) = \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda_{1,2})}{\delta n(\lambda_{1,2})} \right)^2 \right]^{-n} \quad (I4)$$

і зростає з ростом n по закону $Y(n) = (1/3)^{2n}$. Для опису кутової апертури справедливі вирази (8), де замість квадрата береться ступінь $2n$, а $k(n, \varphi, \theta) = [k(n) - A(n)(1 - \cos^2 \varphi)] / \cos \theta$, де $A(n) = 0,168 - 9,4 \cdot 10^{-2}(1 - 1/n)$.

В якості активних елементів багатоступеневих фільтрів можуть бути використані гиротропні кристали різної орієнтації та товщини, які розглядалися вище. Виконані експериментальні дослідження спектральних характеристик багатоступеневих фільтрів на кристалах AgGaS_2 . Результати узгоджуються з теоретичними розрахунками.

В п'ятій главі досліджуються та розробляються фізичні принципи розширення функціональних можливостей використання явища взаємодії ортогонально поляризованих мод в халькопіритних кристалах з ІТ. Показано, що поєднання гиротропії та лінійного Δn в спектральній області, де $|\Delta n| \leq 3\delta n$, дозволяє створити вузькосмугові оптичні фільтри двох і трьох фіксованих наперед заданих довжин хвиль. Устрій фільтра подібний приведеному на мал.І. Характерною відзнакою є товщина кристалу. Для фільтра двох ліній вона повинна забезпечувати поворот площини поляризації в ІТ на кут, кратний π , тобто $d_0 = m\pi/\rho_0$, де $m = 1, 2, 3, \dots$. Для фільтру трьох ліній $d_0 = 0,8\pi/\rho_0$. В першому випадку фільтр виділяє дві

лінії, локалізовані на довжинах хвиль (при $m = 0$): $\lambda_{1,2} = \lambda_0 \pm 1,025 \lambda_0 \rho_0 / \kappa a$. Напівширина кожної лінії $\Delta\lambda_{1/2} = 0,738 \lambda_0 \rho_0 / \kappa a$. Фільтр трьох ліній виділяє довжину хвилі λ_0 та дві симетрично розташовані відносно неї лінії з довжинами хвиль:

$\lambda_{1,2} = \lambda_0 \pm 1,450 \lambda_0 \rho_0 / \kappa a$. Напівширина виділяємих ліній визначається співвідношеннями: $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_0) = 0,716 \lambda_0 \rho_0 / \kappa a$ і $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_{1,2}) = 0,760 \lambda_0 \rho_0 / \kappa a$. Принцип дії фільтра двох ліній полягає в сліду-

ючому. Випромінювання, поляризоване паралельно оптичної вісі кристала, після проходження останнього зазнає на довжині хвилі λ_0 поворот площини поляризації на π і затримується другим поляризатором. При зміщенні по спектру від IT виникає зміна $\Delta n(\lambda)$ і різниця фаз $\Delta\Phi = (2\pi/\lambda)[\Delta n^2(\lambda) + \delta n^2(\lambda)]^{1/2} d$ між двома еліптично поляризованими модами зростає з віддаленням в оба боки від IT. Тому пропускання фільтра зростає і при суворо визначених довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , де $\Delta\Phi = 3\pi$, досягає максимуму, після чого спадає до нульового значення на довжинах хвиль, де $\Delta\Phi = 4\pi$. Експериментальні дослідження спектральної характеристики фільтра двох ліній на кристалі AgGaS_2 ($d = 0,344$ мм) дають значення $T(\lambda_1, \lambda_2) = 8 \dots 10\%$, $\lambda_1 = 4965 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4983 \text{ \AA}$ і $\Delta\lambda_{1/2} = 6 \text{ \AA}$, які повністю узгоджуються з теорією. Контрастність складає 35%.

Для фільтра трьох ліній на AgGaS_2 одержані значення: $T(\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2) = 5 \dots 7\%$, $\lambda_0 = 4974 \text{ \AA}$, $\lambda_1 = 4962 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4986 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_0) = 6,5 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_{1,2}) = 7,0 \text{ \AA}$. Контрастність - 35%. Механізм дії подібний до принципу роботи фільтра двох ліній.

Показано, що використовуючи кристалічні срізи, орієнтовані під різними кутами до кристалографічних осей, або кристали суворо визначених товщин, можна змінювати довжини хвиль відфільтрованих ліній та підвищувати селективність. Для підвищення контрастності

використовуються багатоступеневі фільтри.

В цій самій главі розробляються оптичні фільтри, які можна перестроювати по характеру фільтрації від відокремлення випромінювання одної фіксованої довжини хвилі λ_0 до селекції випромінювання двох наперед заданих довжин хвиль λ_1 та λ_2 , які відрізняються від λ_0 . На даний час аналогів подібних фільтрів немає. Фільтр складається із двох схрещених поляризаторів і розташовано го між ними плоскопаралельного кристала суворо визначеної орієнтації і товщини. Кристал установлюється з можливістю його повороту чи навколо оптичної вісі, чи навколо напрямку, перпендикулярного до останньої. Тоді при нормальному падінні фільтр виділяє лінію з довжиною хвилі λ_0 , а при повороті на визначений кут - дві лінії з довжинами хвиль λ_1 і λ_2 , розташованими симетрично відносно λ_0 . Принцип дії фільтра полягає в зміні відстані, що проходить промінь в кристалі, величини питомого обертання та двозаломлення-параметрів, які визначають характер взаємодії мод та спектральну характеристику фільтра при повороті кристалу.

Досліджується фізика явища та спектральні характеристики перестроюваних фільтрів двох типів на кристалах симетрії 42m. В фільтрах першого типу кристал вирізується під визначеним кутом ϕ до вісі {100} і обертається навколо оптичної вісі. В фільтрах другого типу кристал вирізується під кутом ξ до оптичної вісі в площині (010) або (100) і обертається навколо напрямку, перпендикулярного до оптичної вісі.

Спектральна характеристика фільтрів на ϕ -срізах має вигляд:

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

де φ - кут повороту кристала. В ІТ кристала

$$T(\lambda_0, \psi, \varphi) = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{\cos 2(\psi + \varphi)}{\cos 2\psi \cos \varphi} \quad (15)$$

При $\varphi = 0$ фільтр виділяє лінію λ_0 , при визначеному куті φ_{Π} - дві лінії λ_1 і λ_2 . Установлено, що для кристалів симетрії 42m мінімальне значення кута срізу $\varphi_{\min} = 30^\circ$. Експериментально показано, що для AgGaS_2 при $\varphi = 35^\circ$ кут перестройки $\varphi_{\Pi} = 11^\circ$. При $\varphi = 0$ фільтр характеризується параметрами: $\lambda_0 = 4976 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_0) = 5,5 \text{ \AA}$, $Y = 11\%$. При повороті на кут φ_{Π} : $\lambda_1 = 4969 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4983 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_{1,2}) = 5,0 \text{ \AA}$, $Y = 35\%$. Характерними особливостями перестроєваних фільтрів на ψ - срізах по мірі зростання кута ψ є: 1. зменшення кута перестройки φ_{Π} ; 2. наявність декількох кутів перестройки, які визначаються із умови

$[\cos 2(\psi + \varphi)] / [\cos 2\psi \cos \varphi] = \pm 2k$, $k = 1, 2, 3, \dots$, кожному з яких відповідають різні довжини хвиль λ_1 і λ_2 виділяємих ліній; 3. зміна спектральної відстані між λ_1 і λ_2 : зменшення з ростом ψ та зростання з ростом φ_{Π} при даному ψ .

Спектральна характеристика перестроєваних фільтрів на ξ -срізах кристала має вигляд:

$$T(\lambda, \xi, \theta) = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{\cos^2(\xi + \theta)}{\cos^2 \xi \cos \theta} \left[1 + \left(\frac{\Delta n(\lambda, 0, 0)}{\delta n(\lambda, 0, 0)} \right)^2 \right]^{1/2}}{1 + \left[\frac{\Delta n(\lambda, 0, 0)}{\delta n(\lambda, 0, 0)} \right]^2} \quad (16)$$

де θ - кут повороту кристала. Показано, що $\xi_{\min} = 50^\circ$. Фільтр на ξ -срізі AgGaS_2 при $\xi=70^\circ$ характеризується слідучими параметрами: при $\theta = 0$, $\lambda_0 = 4976 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_0) = 13,5 \text{ \AA}$, $Y = 11\%$. При повороті на кут $\theta_{\Pi} = 8,7^\circ$ фільтр виділяє лінії $\lambda_1 = 4966 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4986 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_{1,2}) = 7,0 \text{ \AA}$, $Y = 35\%$. Особливостями цих фільтрів по мірі зростання кута ξ є: 1. зменшення кута θ_{Π} ; 2. наявність декількох кутів перестройки, які визначаються із умови $[\text{Cos}^2(\xi+\theta)]/[\text{Cos}^2\xi\text{Cos}\theta] = \pm 2k$, $k = 1, 2, 3, \dots$, кожному з яких відповідають різні довжини хвиль λ_1 і λ_2 ; 3. незалежність спектрального положення λ_1 і λ_2 від кута ξ і зменшення спектрального інтервалу $(\lambda_1 - \lambda_2)$ з ростом θ_{Π} при даному ξ .

Показано, що в одному порядку перестройки к селективність в фільтрах на ψ -срізах зростає з ростом ψ по закону

$$\Delta\lambda_{1/2}(\lambda_{1,2}) = (2,825k - 1,05)^{-1/2} \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0, 0, 0)}{\pi\alpha} \text{Cos}2(\psi + \varphi_{\Pi}),$$

а в фільтрах на ξ -срізах не залежить від кута ξ . При зростанні порядку перестройки селективність в фільтрах першого типу знижується, а в фільтрах другого типу - зростає.

Контрастність фільтрів на ψ та ξ -срізах не залежить від кутів срізу і визначається тільки порядком перестройки, а саме зменшується з ростом k .

Одержані аналітичні вирази, які описують спектральні параметри перестроєваних оптичних фільтрів в залежності від орієнтації та товщини кристалів симетрії 42m.

Установлено, що всі закономірності та особливості кутової дисперсії взаємодії мод, а також характеристики перестроєваних фільтрів визначаються формою та просторовою орієнтацією вказівної поверхні тензора гирації відносно кристалографічних осей.

Спільність одержаних результатів дозволяє поширити висновки проведених досліджень на гіротропні кристали довільної симетрії, які мають ІТ.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

1. Вперше встановлено характер та динаміку трансформації структури вершини валентної зони найбільш типічних представників класу халькопїритних сполук - кристалів тіогаллату срібла та кадмію - при зміні температури та прикладанні до них одновісного стискування різної орієнтації, які обумовлюють закономірності та особливості температурних та баричних змін явищ частотної та просторової дисперсії в кристалах структури халькопїриту. Ефект р-d-гібридизації та зростання концентрації катіонних вакансій - фізичні причини, які визначають різницю температурних та баричних залежностей в ряду кристалів $A^1B^{111}C_2^{Y1} + A^{11}B_2^{111}C_4^{Y1}$.

2. Виникнення ізотропної точки та зміна знаку двопротенезаломлення в кристалах із структурою халькопїриту - наслідок переваги від'ємного вкладу крайових переходів над додатковим вкладом високоенергетичних.

3. Гіротропія та ефект насичення різниці фаз - фізичні причини виникнення особливостей в спектрах двозаломлючої інтерференції світла в анізотропних нецентросиметричних кристалах, які мають ізотропну точку.

4. Вперше досліджено особливості прояву просторової дисперсії в оптичних властивостях халькопїритних кристалів з ізотропною точкою - резонансна структура на довжині хвилі ІТ в спектрах крайового поглинання, яка має різний знак в залежності від поляризації падаючого випромінювання. Вперше встановлений зв'язок між характером прояву просторової дисперсії та особливостями зонної

структури кристалів і її трансформацією під дією зовнішніх збурень.

5. Вперше досліджено гіротропію кристалів тіогаллату срібла та кадмія в напрямку, перпендикулярному оптичній осі.

Встановлено молекулярну природу гіротропії в кристалах структури халькопїриту. Визначений фрагмент структури, який відповідає за виникнення гіротропії - деформований тетраедр $C^{Y1}A_2^1B_2^{111}$ в сполуках $A^1B^{111}C_2^{Y1}$ та $C^{Y1}A^{111}B_2^{111}$ в сполуках $A^{111}B_2^{111}C_4^{Y1}$.

Ступінь деформації тетраедра визначає величину та дисперсію оптичної активності і пов'язана з останніми прямою залежністю. Спиральна періодичність в просторовому розташуванні хромофора оптичної активності - ключ до пояснення форми вказівної поверхні тензору гирації та її орієнтації відносно кристалографічних осей кристалів симетрії $42m$ та 4 . Зростання концентрації катіонних вакансій - основна причина зміни гіротропних властивостей в ряду кристалів халькопїрит - дефектний халькопїрит, яка приводить до зменшення ступеню деформації носія гіротропії та зменшенню оптичної активності.

6. Розроблено фізичні основи створення селективних оптичних фільтрів нового типу, перестроєваних як по частоті, так і по характеру фільтрації в широкому діапазоні спектру, на гіротропних кристалах, які володіють ізотропною точкою. Вказані фільтри характеризуються надзвичайно широким кутовим полем зору (≈ 40 стерадіан) і не мають аналогів. Визначено устрій та принцип роботи фільтра, його спектральні характеристики, зв'язок між фізичними параметрами кристала і спектральними параметрами фільтра. Основні переваги фільтрів нового типу - простота устрою, легкість та доступність виготовлення, простота в поводженні, високі селектив-

ність та контрастність, широке кутове поле зору.

7. Установлено, що співвідношення ефектів частотної (лінійне двозаломлення) та просторової (циркулярне двозаломлення) дисперсії - основний фактор, який визначає характер взаємодії мод та спектральну область найбільш ефективної взаємодії мод, а також оптичні параметри фільтра. Розроблені критерії вибору матеріалів для вказаних світлофільтрів.

8. Розроблені методи покращання спектральних параметрів селективних оптичних фільтрів на гіротропних кристалах, які володіють ізотропною точкою. Показано, що зменшення спектральної області найбільш ефективної взаємодії мод при зростанні товщини кристалічного елемента або зміні кута срізу кристала відносно кристалографічних осей - фізична причина, яка приводить до зростання селективних властивостей фільтра. Розроблено фізичні основи побудови багатоступеневих оптичних фільтрів на гіротропних кристалах, які мають ізотропну точку.

9. Вперше встановлено, що кутова дисперсія ефектів взаємодії мод, її закономірності при зміні товщини та орієнтації кристалів структури халькопіриту, які володіють ізотропною точкою, визначають принципи побудови селективних оптичних фільтрів, перестроюваних по характеру фільтрації, та розширяючих діапазон їх функціональних можливостей.

Розроблені оптичні фільтри двох та трьох спектральних ліній, а також фільтри, які можна перестроювати по характеру фільтрації від виділення довжини хвилі λ_0 ізотропної точки кристалу до селекції випромінювання двох наперед заданих довжин хвиль λ_1 та λ_2 , відмінних від λ_0 . Досліджено спектральні характеристики вказаних світлофільтрів.

Показано, що закономірності та особливості кутової дисперсії взаємодії ортогонально поляризованих мод, що визначають характеристики перестроюваних фільтрів, повністю задаються формою та просторовою орієнтацією вказівної поверхні тензору гирації кристала.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ ВИСВІТЛЕНІ В СЛІДУЮЧИХ РОБОТАХ:

1. Двулучепреломление монокристаллов $CdGa_2S_4$ / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, И.Ф.Копинец и др. // Опт. и спектр.- 1980.- Т.49, вып.1.- С.97-99.

2. Оптическая активность в кристаллах $CdGa_2S_4$ / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, И.Ф.Копинец, В.Ю.Сливка // Опт. и спектр.- 1981.- Т.50, вып.4.- С.700-705.

3. Эффекты пространственной дисперсии в кристаллах $CdGa_2S_4$ / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, И.Ф.Копинец, В.Ю.Сливка // Опт. и спектр.- 1981.- Т.51, вып.2.- С.307-311.

4. Край поглощения одноосно деформированных монокристаллов $CdGa_2S_4$ / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, Д.Ш.Ковач, В.Ю.Сливка // Физика и техника полупроводников.- 1982.- Т.16, вып.1.- С.143-146.

5. Дисперсия показателей преломления и двулучепреломления тригаллата кадмия / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, Д.Ш.Ковач, В.Ю.Сливка // Опт. и спектр.- 1982.- Т.53, вып.3.- С.480-488.

6. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Влияние температуры на эффекты проявления пространственной дисперсии в кристаллах $CdGa_2S_4$ // Физика и техника полупроводников.- 1982.- Т.16, вып.11.- С.1955-1958.

7. Влияние одноосного сжатия на двулучепреломление кристаллов $CdGa_2S_4$ / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, Д.Ш.Ковач, В.Ю.Сливка // Опт. и спектр.- 1983.- Т.54, вып.3.- С.492-497.

8. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Оптический фильтр на титгаллате кадмия // Опт. и спектр.- 1983.- Т.55, вып.4.- С. 748-752.

9. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Влияние температуры на двулучепреломление монокристаллов $CdGa_2S_2$ // Опт. и спектр.- 1984.- Т.56, вып.2.- С.319-322.

10. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Оптические фильтры на одноосных кристаллах с изотропной точкой // Квант. электр.- 1984.- вып.26.- С.69-87.

11. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Критерии выбора гиротропных кристаллов для оптических фильтров на изотропной точке // Опт. и спектр.- 1984.- Т.57, вып.4.- С.716-719.

12. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. О способах улучшения спектральных параметров оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт. и спектр.- 1985.- Т.59, вып.3.- С.655-660.

13. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Об апертуре оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт. и спектр.- 1985.- Т.59, вып.4.- С.876-879.

14. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Влияние толщины кристалла на спектральные параметры оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт. и спектр.- 1985.- Т.59, вып.5.- С.1118-1121.

15. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Оптические фильтры двух спектральных линий на основе гиротропных кристаллов с изотропной точкой // Опт.-механ. промышленность.- 1986.- вып.2.- С.10-13.

16. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Угловая дисперсия

спектральных параметров оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Укр.физ.журнал.- 1986.- Т.31, вып.4.- С.531-538.

17. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Угловая апертура многоступенчатых оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт.-механ.промышленность.- 1986.- вып.9.- С.60-61.

18. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Оптические фильтры трех спектральных линий на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт.-механ.промышленность.- 1986.- вып.10.- С.4-6.

19. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Оптические фильтры на гиротропных кристаллах с изотропной точкой, ориентированных под различными углами в плоскости (010) // Журнал прикл.спектроскопии. - 1986.- Т.45, вып.2. С.331.- Деп.в ВИНТИ 10.01.86, N 2805-86.

20. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Об угловой перестройке оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт. и спектр.- 1987.- Т.62, вып.2.- С.441-445.

21. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Хазитарханов Д.А. Гиротропия кристаллов $AgGaS_2$ // Опт.и спектр.- 1987.- Т.62, вып.4.- С.823-827.

22. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. О природе особенностей в спектре двулучепреломляющей интерференции кристаллов с изотропной точкой // Укр.физ.журнал.- 1988.- Т.33, вып.3.- С.340-343.

23. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Перестраиваемые оптические фильтры на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Опт.-механ.промышленность.- 1988.- вып.3.- С.1-4.

24. Анизотропия двулучепреломления титгаллата серебра, инду-

цированная одноосным сжатием / Л.М.Сусликов, Ю.А.Хазитарханов, З.П.Гадьмаши и др. // Укр.физ.журнал.- 1990.- Т.35, вып.5.- С.685 - 689.

25. О роли гиротропии при изучении двупреломляющих свойств кристаллов методом интерференции поляризованных лучей / Л.М.Сусликов, Ю.А.Хазитарханов, З.П.Гадьмаши, В.Ю.Сливка // Опт.и спектр.- 1990.- Т.68, вып.6.- С.1320-1323.

26. Сусликов Л.М., Хазитарханов Ю.А., Гадьмаши З.П. Двухлучепреломляющая интерференция света в кристаллах с изотропной точкой // Опт.и спектр.- 1990.- Т.68, вып.3.- С.636-639.

27. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Влияние ориентации кристаллов на спектральные параметры оптических фильтров на гиротропных кристаллах с изотропной точкой // Укр.физ.журнал.- 1990.- Т.35, вып.1.- С.44-49.

28. Двухлучепреломление одноосно сжатых кристаллов $AgGaS_2$ / Л.М.Сусликов, Ю.А.Хазитарханов, З.П.Гадьмаши и др. // Физика твердого тела.- 1990.- Т.32, вып.2.- С.304-306.

29. Сусликов Л.М., Стойка И.М. Оптические фильтры на одноосных гиротропных кристаллах тимо-селеногаллата серебра // Журн.прикл. спектроскопии.- 1991.- Т.54, вып.4.- С.673-675.

30. Влияние примеси марганца на двухлучепреломление тимогаллата кадмия / Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, Д.Ш.Ковач, В.В.Панько // Укр. физ. журнал.- 1991.- Т.36, вып.6.- С.828-832.

31. Получение и некоторые оптические свойства монокристаллов твердых растворов системы $AgGaS_2-AgGaSe_2$ / И.М.Стойка, Л.М.Сусликов, Л.С.Газа, З.П.Гадьмаши // Укр.хим.журнал.- 1991.- Т.57, вып.6.- С.589-593.

32. Сусликов Л.М. Перестраиваемые оптические фильтры на ани-

зотропных кристаллах с изотропной точкой // Опт.-механ. промышленность.-1991.- вып.8.- С.31-35.

33. Сусликов Л.М., Хазитарханов Ю.А. Особенности температурного поведения спектра интерференции кристаллов тиогаллата серебра. // Опт.и спектр.- 1992.- Т.72, вып.3.- С.614-619.

34. Сусликов Л.М. Угловая дисперсия эффектов взаимодействия ортогонально поляризованных мод в кристаллах со структурой халькопирита // Опт.и спектр.- 1990.- Т.69, вып.2.- С.369-372.

35. Сусликов Л.М., Хазитарханов Ю.А., Гадьмаши З.П. Влияние температуры на двулучепреломление монокристаллов тиогаллата серебра // Опт.и спектр.- 1993.- Т.74, вып.3.- С.565-573.

36. Suslikov L.M., Khazitarkhanov Yu.A. Characteristics of the thermal behavior of the interference spectrum of silver thiogallate crystals // Opt.Spectroscop.- 1992.- V.72, N3.- P.331-334.

37. Получение и оптические свойства монокристаллов тиогаллата кадмия / Л.М.Сусликов, М.Ю.Риган, З.П.Гадьмаши и др. // Укр.хим. журнал.- 1993.- Т.59, вып.7.- С.699-703.

38. Зонная структура и особенности двулучепреломления кристаллов тиогаллата серебра / Ю.А.Хазитарханов, Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, В.Ю.Сливка // Квант.электроника. Киев. - 1993. - вып.44. - С.24-38.

39. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Влияние ориентации кристаллов со структурой халькопирита на эффекты взаимодействия ортогонально поляризованных волн // Материаловедение халькогенидных и кислородсодержащих полупроводников. - Черновцы, 1986.- Т.2.- С.196.

40. Сусликов Л.М., Сливка В.Ю. Проявление гиротропии в оптических свойствах тройных соединений со структурой халькопирита и

дефектного халькопирита // Тройные полупроводники и их применение.- Кишинев, 1987.- Т. I.- С. 60-61.

41. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Угловая дисперсия эффектов взаимодействия ортогонально поляризованных волн в кристаллах со структурой халькопирита // XX Всесоюзн. съезд по спектроскопии.- Киев, 1988.- Т. 2.- С. 82.

42. Сусликов Л.М., Гадьмаши З.П., Сливка В.Ю. Перестраиваемые оптические фильтры на анизотропных кристаллах с изотропной точкой // XX Всесоюзн. съезд по спектроскопии.- Киев, 1988.- Т. 2.- С. 83.

43. А.С. 1177784 СССР МКИ G 02 B 5/20. Оптический фильтр./ Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, В.Ю.Сливка: Ужгородский госун-т (СССР).- N3719803-10; Заявл.04.04.84; Опубл.07.09.85, Бюл. N33.-3с.

44. А.С. 1283684 СССР МКИ G 02 B 5/20. Оптический фильтр./ Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, В.Ю.Сливка: Ужгородский госун-т (СССР).- N3875689/24-10; Заявл.01.04.85; Опубл.15.01.87, Бюл. N2.- 4с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kobayashi J., Takanashi T., Hosokawa T., Uesu Y. New method for measuring the optical activity of crystals and optical activity of KH_2PO_4 // J. Appl. Phys.- 1978.- V. 49, N2.- P. 809-815.

S U M M A R Y

Suslikov L.M. Effects of coupling of the electromagnetic waves in chalcopyrite structure crystals.

Doctor Phys.-Math. Sci. (01.04.10 - Semiconductor and Insulator Physics) Thesis (typescript), Institute of Semiconductor Physics,

National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, 1995.

The Thesis is dealing with experimental investigations of the frequency and space dispersion effects in ternary chalcogenide compounds silver thiogallate (AgGaS_2) and cadmium thiogallate (CdGa_2S_4) with chalcopyrite structure. For the first time direction and velocity of displacement of the uppermost valence band levels under uniaxial stress P ($0 \dots 14 \cdot 10^6$ Pa) of various orientations ($P \parallel c$ and $P \perp c$) and temperature change ($77 \dots 380$ K) are established. It has been shown that character and dynamics of the uppermost valence band levels shift determine the baric and temperature dependences of frequency and space dispersion phenomena in chalcopyrite structure crystals. It has been demonstrated that a) prevalence of negative component of fundamental absorption transitions in comparison with positive component of high energy transitions leads to existence of the isotropic point, b) space dispersion and effects of difference phases saturation are physical causes of peculiarities in optical spectra of the chalcopyrite structure crystals with isotropic point. The molecular nature of gyrotropy the chalcopyrite crystals is established.

The physical basis and principles of function of the new type narrow-band selective optical filters are developed. It has been shown that existence of isotropic point and gyrotropy is the main condition for construction of filters of this kind. Spectral characteristics of the optical filters based on AgGaS_2 and CdGa_2S_4 crystals are investigated. It has been established that conclusions of the investigations are correct for any symmetry gyrotropic crystals with isotropic point.

А Н Н О Т А Ц И Я

Сусликов Л.М. Эффекты взаимодействия электромагнитных волн в кристаллах со структурой халькопирита.

Диссертация (рукопись) на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.10 - физика полупроводников и диэлектриков, Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, 1995.

Диссертация посвящена экспериментальным исследованиям эффектов частотной и пространственной дисперсии в тройных халькогенидных соединениях тиагаллата серебра (AgGaS_2) и кадмия (CdGa_2S_4) со структурой халькопирита. Определены направление и скорость смещения уровней вершины валентной зоны кристаллов AgGaS_2 и CdGa_2S_4 при приложении к ним одноосного сжатия P ($0 \dots 14 \cdot 10^6$ Па) различной ориентации ($P \parallel c$ и $P \perp c$) и при изменении температуры T ($77 \dots 380$ K), определяющие закономерности и особенности барических и температурных зависимостей явлений частотной и пространственной дисперсии в кристаллах структуры халькопирита. Установлено, что а) преобладание отрицательного вклада краевых переходов над положительным вкладом высокоэнергетических приводит к возникновению изотропной точки (ИТ), б) пространственная дисперсия и эффект насыщения разности фаз определяют физические причины особенностей в оптических спектрах кристаллов структуры халькопирита, обладающих ИТ. Установлена молекулярная природа гиротропии в халькопиритных кристаллах

Разработаны физические основы построения и принцип действия узкополосных селективных оптических фильтров нового типа, пере-страиваемых по частоте и характеру фильтрации, и исследованы спектральные характеристики фильтров на кристаллах AgGaS_2 и

CdGa_2S_4 . Показано, що основий создания фільтров являється сочетание в одном кристалле гиротропии и изотропной точки. Установлено, что к фильтрации оптического излучения приводит взаимодействие ортогонально поляризованных мод, осуществляемое посредством гиротропии в ИТ кристалла.

Общность полученных результатов позволяет распространить выводы проведенных исследований на гиротропные кристаллы любой симметрии, обладающие изотропной точкой.

Ключові слова:

структура халькопїрита, частотна дисперсія, просторова дисперсія, гиротропія, питоме обертання, лінійне двопронезаломлення, циркулярне двопронезаломлення, ізотропна точка, різниця фаз, взаємодія ортогонально поляризованих мод, тензор гирації, оптичний фільтр, кутова апертура.

455314

AB 31.555