

Міністерство освіти і науки України
Львівський національний університет імені Івана Франка

Микола Колінько

Ігор Пашук

Ігор Стефанський

ОПТИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

ЧАСТИНА 2

Рекомендовано до друку
Вченою радою фізичного
факультету.
Протокол №10 від 24.10.2002.

Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка
ЛЬВІВ 2004

ББК 22.3я73
К56
УДК 53(07)

Колінько М.І., Пашук І.П., Стефанський І.В.

Оптичний практикум. Частина 2. – Львів: Видавничий центр Львівського національного університету імені Івана Франка, 2004.- 70 с.: 35 іл.

Друга частина посібника містить 10 лабораторних робіт з оптики. Основну увагу приділено принципам і методам вивчення оптичних явищ, техніці виконання лабораторних робіт. Розглянуто основні методи вимірювання фізичних величин і обробки результатів експерименту.
Для студентів фізичних факультетів.

Рецензенти: д-р фіз.-мат.наук, проф. **М.О.Романюк**
канд. фіз.-мат.наук, доц. **М.М.Ваків**

Редактор **М.П. Коперсако**

Kolinko M.I., Pashuk I.P., Stefanskyi I.V.

Laboratory Manual on Optics. Part 2. – Lviv: Lviv University Press, 2004.
70 p.: 35fig.

The part 2 of this manual covers 10 laboratory works on optiks. The major attention is paid to principles of optical phenomena and methods for learning them, as well as practical experience in solving the experimental problems. The main measuring techniques for studying various physical quantities and experimental data processing are also presented.
The manual is meant for students in physics.

© Колінько М.І., Пашук І.П., Стефанський І.В., 2004

З м і с т

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Лабораторна робота № 12. Вивчення характеристик призмового спектрографа..... | 4 |
| Лабораторна робота № 13. Вивчення основних явищ поляризації світла..... | 11 |
| Лабораторна робота № 14. Вивчення явища повертання площини поляризації світла..... | 18 |
| Лабораторна робота № 15. Дослідження явища відбивання і заломлювання світла на межі двох середовищ | 23 |
| Лабораторна робота № 16. Дослідження спектрів поглинання твердих тіл фотоелектричним методом | 28 |
| Лабораторна робота № 17. Вимірювання температури розжарених тіл за допомогою оптичного пірометра та визначення постійної Стефана-Больцмана..... | 35 |
| Лабораторна робота № 18. Вивчення основних законів зовнішнього фотоефекту..... | 43 |
| Лабораторна робота № 19. Визначення постійної Планка та роботи виходу фотоелектронів методом запірного потенціалу..... | 50 |
| Лабораторна робота № 20. Дослідження спектрів фотолюмінесценції кристалофосфорів | 55 |
| Лабораторна робота № 21. Вивчення явища розсіювання світла..... | 63 |

Лабораторна робота №12

Вивчення характеристик призмового спектрографа

Завдання до роботи: вивчити будову кварцового спектрографа типу ИСП-22 з допоміжним обладнанням, навчитись одержувати, фотографувати та ідентифікувати спектрограми.

Прилади: кварцовий спектрограф ИСП-22, штатив типу ШТ-9 з електродами, дуговий генератор ДГ-2, фотопластинки спектроскопічні, компаратор МИР-12, спектропроектор ПС-18.

Теоретичний вступ

Будь-яка речовина, нагріта до температури понад 700°C , починає світитись. При нижчих температурах речовина випромінює електромагнітні хвилі інфрачервоного діапазону. При розкладанні електромагнітного випромінювання утворюється спектр – сукупність простих гармонічних коливань, що зображаються спектральними лініями. Спектральна лінія з точки зору геометричної оптики – це монохроматичне зображення вхідної щілини. Спектр розжареної речовини називають *емісійним*, або спектром випромінювання.

Емісійний спектр речовини, залежно від її агрегатного стану, має різний вигляд. Якщо розглядати розжарену речовину, що перебуває у газо- чи пароподібному стані при низькому тиску, то її спектр складається з певної кількості окремих ліній, розміщених на певних відстанях одна від одної. Такий спектр називають *лінійчастим*. Лінійчасті спектри оптичного діапазону зумовлені електронними переходами між зовнішніми енергетичними рівнями в атомах і молекулах речовини.

Якщо випромінююча речовина є конденсованою системою (рідина або тверде тіло), то її спектр має вигляд однієї суцільної широкої смуги з плавною зміною довжин хвиль вздовж смуги. Такий спектр називається *суцільним*. Виникнення суцільного спектра пояснюється спотворенням зовнішніх електронних оболонок атомів і молекул. Крім того, значну роль в утворенні суцільного спектра відіграють вільні електрони, які існують у конденсованих системах (метали), або утворюються під час нагрівання речовини (розплавлені солі, луги). Суцільні спектри випромінюють звичайні електричні лампи розжарення, в яких випромінюючим тілом є нагріта вольфрамова нитка.

За зовнішнім виглядом суцільні спектри різних речовин або хімічних елементів важко розрізнити. Тому для якісного і кількісного спектрального аналізу використовують лінійчасті спектри речовин, які відображають відмінності в будові атомів хімічних елементів і, отже, однозначно характеризують їх.

Оптичний прилад, за допомогою якого отримують і фотографують емісійний спектр на фотопластинку, називається спектрографом. Розкласти випромінювання у спектр можна на основі явищ дисперсії світла у призмі або інтерференції променів, відбитих від металевої дифракційної ґратки. Тому розрізняють призмові та дифракційні спектрографи. Принцип дії призмового спектрографа ґрунтується на явищі дисперсії світла у призмі (рис.1).

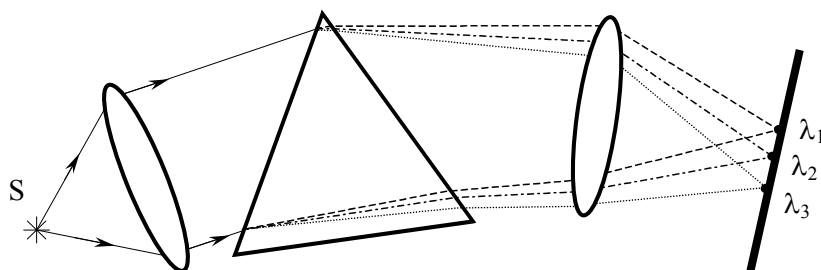


Рис. 1. Проходження променів різних довжин хвиль крізь призму

У цій лабораторній роботі ми використовуємо призмовий спектрограф типу ИСП-22, призначений для роботи в ультрафіолетовій області спектра. Через сильне поглинання ультрафіолетового випромінювання скло не придатне для роботи в цій області, прозорим матеріалом для ультрафіолету є кварц. Конденсорні та об'єктивні лінзи спектрографа виготовлені з плавненого кварцового скла, яке пропускає ультрафіолетову частину спектра до $\lambda = 200$ нм. Диспергуюча призма спектрографа виготовлена з кристалічного кварцу. Щоби уникнути шкідливого в цій роботі явища двозаломлення в кварці, призму вирізують так, щоби оптична вісь кристала кварцу лежала в головному перерізі призми паралельно її основі. Тоді промені, що проходять через призму під кутом найменшого відхилення, а значить, паралельно її основі, не дають подвійного променезаломлення. Кварц також має властивість повертати площину поляризації світла. Тому призму виготовляють з двох половин: одна зроблена з правоповоротного, а друга – з лівоповоротного кварцу (рис.2).

Щоб отримати лінійчастий спектр, досліджувану речовину переводять у пароподібний стан при низькому атмосферному тиску розпиленням при високій температурі в електричному дуговому або іскровому розряді. Випромінювання розряду призма розкладає у спектр.

На рис.2 зображено оптичну схему установки на базі спектрографа ИСП-22. Промені світла від джерела S проходять через кварцовий трилінзовий освітлювач L_1 , L_2 , L_3 , фігурну (гартманівську) діафрагму 1, регульовану вхідну щілину 2 та падають на дзеркальний об'єктив (вгнуте дзеркало 3 коліматора).

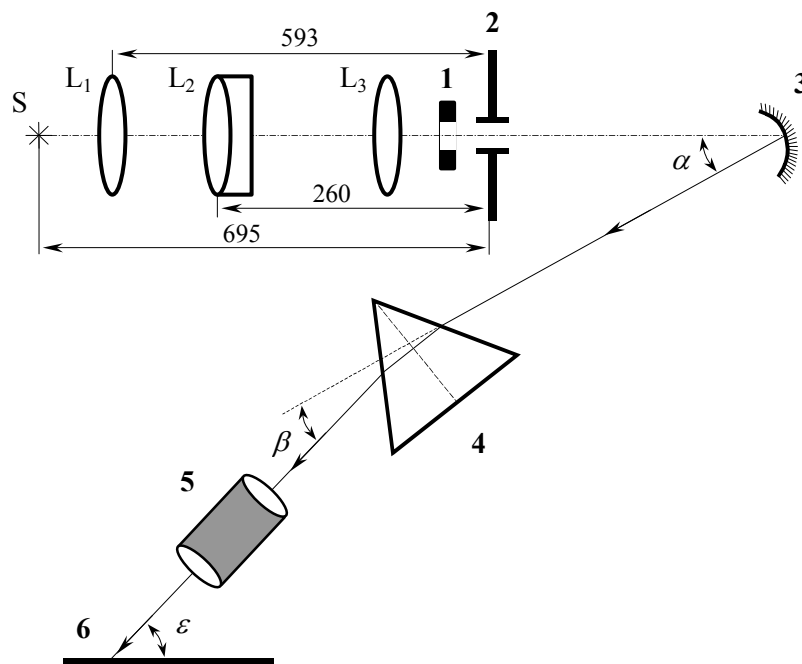


Рис.2. Оптична схема кварцового спектрографа ИСП-22

Після відбивання від дзеркального об'єктива 3 промені збираються у паралельний пучок і, поширюючись під кутом $\alpha = 2^{\circ}17'$ до оптичної осі коліматора, падають на кварцову призму 4, котра відхиляє промені на кут $45^{\circ}54'$ від початкового напрямку і розкладає їх у спектр. Призма має заломлюючий кут 60° , основу 47 мм і висоту 30 мм.

Кварцовий об'єктив фотокамери 5 фокусує промені різних довжин хвиль у фокальній площині, яка збігається з площиною емульсії пластинки 6. Фотопластинку на спектрографі завжди встановлюють емульсійним шаром до світлових променів. Фокусна віддаль об'єктива 830 мм, діаметр 40 мм. Діючий відносний отвір фотокамери для цих променів 1:27, збільшення системи $1,2^x$.

Для ахроматичного освітлення щілини в спектрографі ИСП-22 використовують освітлювальну систему, що складається з джерела світла S та конденсорних лінз L_1 , L_2 , L_3 . Така система забезпечує рівномірність освітлення вхідної щілини спектрографа і дає змогу повністю використати діючий отвір приладу. Лінзу L_1 , яка має фокусну віддаль $F_1 = 75$ мм із світловим діаметром 15 мм, вмонтовано у висувний тубус штатива ШТ-9.

Ахроматичний конденсор L_2 має фокусну віддаль $F_2 = 150$ мм і світловий діаметр 15 мм. Цю лінзу закріплено на стояку в оправі з револьверною діафрагмою, яка має 7 різних отворів. Третя лінза освітлювача має фокусну відстань $F_3 = 275$ мм і діаметр 15 мм. Вона вмонтована в захисну насадку,

яка знаходиться перед вхідною щілиною спектрографа. На виступ насадки накладається металевий або ебонітовий ковпачок-екран з колом і перехрестям на ньому для юстування освітлювача. У захисній насадці є паз, в який поза лінзою вставляється фігурна (гартманівська) діафрагма або замість неї дев'ятиступеневий послаблювач.

Для забезпечення ахроматичного освітлення вхідної щілини спектрографа джерело світла і лінзи освітлювача потрібно встановити на відстанях, що вимірюються від вхідної щілини, як показано на рис.2. При такому розміщенні деталей освітлювача джерело світла S проектується конденсором L_1 у центр отвору діафрагми ахроматичного конденсора L_2 на екран ковпачка і заповнює його коло. Зображення отвору револьверної діафрагми конденсора L_2 проектується конденсором L_3 на дзеркальний об'єктив 3 і повністю його заповнює.

Після вивчення оптичної схеми спектрографа типу ИСП-22 треба ознайомитись з конструкцією і взаємним розміщенням деталей оптичної системи, з будовою фотокасети та дуговим генератором ДГ-2.

Для реєстрації спектра використовують спеціальні фотопластинки. Світлочутливий, або емульсійний шар фотопластинки – це шар желатину з рівномірно розподіленими в ньому дрібними кристаликами галоїдного срібла $AgBr$, $AgCl$ чи AgI . Ці кристалики і є світлочутливою речовиною емульсії. При обробці проявляюча речовина, реагуючи з галоїдним сріблом, перетворює останнє в металічне срібло в тих місцях, котрі були піддані дії світла. Відновлення срібла в кристаликах, котрі не піддавались дії світла, відбувається дуже повільно. Цей процес зумовлює фотографічну вуаль. Невідновлене срібло видаляють з емульсійного шару, використовуючи спеціальні розчини (найчастіше розчин гіпосульфїту натрію) і ретельно промиваючи пластинки.

Рекомендують такий режим обробки фотографічної пластинки:

Рецепт проявника

| Розчин А | Розчин В |
|-------------------------------|----------------------------|
| Метол.....2,3г | Сода кристалічна114г |
| Сульфат кристалічний.....110г | Поташ.....120г |
| Гідрохінон.....11,5 | Бромистий калій.....7г |
| Вода.....1л | Вода.....2л |

Розчини А і В змішуються у відношенні 1:1.

Час проявлення 3-4 хв. Після проявлення пластинку фіксують протягом 8-10 хв, ретельно промивають в проточній воді і сушать на повітрі.

Розчин фіксажу

| |
|----------------------|
| Сульфїт.....50г |
| Гіпосульфїт.....250г |
| Вода.....1л |

Важливою характеристикою спектрографа є його дисперсія, тобто здатність по-різному відхилити промені різних довжин хвиль, так що вони виходять з диспергуючої системи під різними кутами: фокусуються в різних місцях фотопластинки. *Кутовою дисперсією* D називається відношення $\Delta\Theta/\Delta\lambda$, де $\Delta\Theta$ - різниця кутів виходу для двох променів, довжини хвиль яких відрізняються на $\Delta\lambda$. Кутова дисперсія виражається в радіанах на ангстрем. *Лінійною дисперсією* T називається відношення $\Delta X/\Delta\lambda$, де ΔX - відстань на фотопластинці між двома спектральними лініями, які відрізняються одна від одної на $\Delta\lambda$. Лінійна дисперсія виражається в мм/ангстрем. Якщо фокусна відстань камерного об'єктива рівна f , то маємо співвідношення:

$$\Delta X = f \cdot \Delta\Theta, \text{ або } \frac{\Delta x}{\Delta\lambda} = f \cdot \frac{\Delta\Theta}{\Delta\lambda} \text{ і } T=f \cdot D \quad (1)$$

На практиці частіше користуються оберненою величиною $\frac{1}{T} = \frac{d\lambda}{dx}$, котру називають *оберненою лінійною дисперсією* або *фактором дисперсії*.

У спектрографах без ахроматичної фокусуєної оптики плоска фотопластинка встановлюється не перпендикулярно до оптичної осі фотокамери, а під певним кутом ε . В ИСП-22 $\varepsilon = 41^\circ 40'$. Таке розміщення фотопластинки пояснюється потребою сфокусувати лінії всіх довжин хвиль. Фокусна відстань камерного об'єктива $f \sim \lambda^2$, що веде до такого зв'язку між лінійною та кутовою дисперсіями приладу[3]:

$$\frac{dx}{d\lambda} = \frac{F}{\sin \varepsilon} \cdot \frac{d\Theta}{d\lambda}, \text{ тобто } T = \frac{F}{\sin \varepsilon} D \quad (2)$$

Іншою важливою характеристикою спектрографа є його *роздільна здатність*, під якою розуміють відношення певної довжини хвилі до найменшої різниці двох довжин хвиль в околі спостережуваної, які ще можуть бути розділені, тобто розглядатися, згідно з критерієм Релея, як дві окремі лінії: $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$.

Для призми можна записати: $R = B \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ (3) [1], де B - довжина основи призми, $\frac{dn}{d\lambda}$ - дисперсія речовини, з якої виготовлена призма.

Можна знайти зв'язок між дисперсією речовини та лінійною дисперсією спектрографа поблизу кута найменшого відхилення:

$$\frac{dx}{d\lambda} = f; \frac{d\Theta}{d\lambda} = \frac{2 \cdot f \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \frac{dn}{d\lambda} \quad (4),$$

де α - заломлюючий кут призми.

Хід роботи

1. Проводимо юстування джерела світла. Для цього штатив для електродів присуваємо безпосередньо до щілини спектрографа і встановлюємо електроди на рівні перехрестя на кришці щілини. Правильність положення електродів перевіряємо так: а) розкриваємо широко щілину спектрографа, штатив з електродами відсуваємо на своє місце на рейці, освітлюємо електроди лампою; б) знявши касету і дивлячись справа через отвір з боку камери касети, розглядаємо зображення електродів. Воно повинно знаходитись дещо справа відносно центра камерного об'єктива і займати центральне положення по висоті.
2. Встановлюємо освітлювальні лінзи (рис.2):
Лінзу L_1 переміщуємо в напрямку щілини до отримання зменшеного зображення джерела на щілині. Це зображення переміщуємо до центра перехрестя за допомогою гвинтів на оправі. Потім юстуємо лінзу L_1 , користуючись збільшеним зображенням джерела. Аналогічно юстуємо лінзу L_2 . Ставимо обидві лінзи на розрахункові віддалі. Якщо джерело світла і освітлювальні лінзи поставлені правильно, то при збереженні відстаней перша лінза рівномірно освітлена, на лінзі L_2 буде симетричне чітке зображення джерела, а на щілині – рівномірно освітлена пляма.
3. Зменшуючи повільно ширину щілини, фіксуємо той момент, коли зникає спектр. Спостереження ведемо з касетної частини спектрографа, користуючись лупою.
4. У фотокімнаті (у темноті) заряджаємо касету спектрографа фотопластинкою (простежити за правильним встановленням пластинки в касету). Поміщаємо касету з фотопластинкою в касетну частину спектрографа. Знімаємо дуговий спектр заліза на фотопластинку (ширину щілини та час експозиції вказує викладач).
5. Проявляємо і сушимо фотопластинку.
6. За допомогою компаратора МИР-12 відмічаємо 15-20 ліній на фотопластинці та вимірюємо віддалі між ними.
7. За допомогою спектропроектора ПС – 18 та атласу спектральних ліній, знаходимо довжини хвиль λ відмічених спектральних ліній.
8. Будуємо графік залежності $x=x(\lambda)$, де x - координата лінії (дисперсійна крива). Визначаємо лінійну дисперсію $\frac{dx}{d\lambda}$ та обернену лінійну дисперсію $\frac{d\lambda}{dx}$ для різних довжин хвиль. Будуємо графік залежності $\frac{d\lambda}{dx} = f(\lambda)$. Знаючи фокусну віддаль камерного об'єктива, визначаємо кутову дисперсію для цих довжин хвиль.

9. Для довжини хвилі $\lambda = 257,3$ нм обчислюємо роздільну здатність спектрографа за формулою (3). При цьому $\frac{dn}{d\lambda}$ знаходимо з формули (4).

Показник заломлювання n обчислюємо за формулою
$$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \varphi_{\min}}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}},$$

враховуючи, що випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 257,3$ нм виходить з призми паралельно осі камерного об'єктива.

Рекомендована література

1. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.210-220.
2. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И.Ивероновой. – Москва: Наука, 1968.- С.620-631.
3. Меняйлов М.Є. Спеціальний фізичний практикум.– К: Вища школа, 1979.С.297-333.
4. Нагибина И.М., Прокофьев В.К. Спектральные приборы и техника спектроскопии.– Л.:Машиностроение,1967.-С.305.

Лабораторна робота №13
Вивчення основних явищ поляризації світла

Завдання до роботи: ознайомитись з основними поляризуючими пристроями, візуально спостерігати явище поляризації з різними оптичними приладами .

Прилади: освітлювач з кутомірним пристроєм, поляроїди, стопа Столетова, чорне дзеркало, кристал ісландського шпату, екран, маски з отворами.

Теоретичний вступ

Явища інтерференції та дифракції світла, які підтверджують його хвильову природу, не дають змоги зробити висновок: світлові хвилі поздовжні чи поперечні? Відповідь на це питання дає електромагнітна теорія світла. Із законів електромагнетизму та електромагнітної індукції випливає, що зміна в часі вектора напруженості електричного поля \vec{E} у даній точці простору супроводжується появою змінного магнітного поля напруженістю \vec{H} , спрямованого перпендикулярно до вектора E (рис. 3) і, навпаки, будь-яка зміна в часі напруженості магнітного поля \vec{H} зумовлює виникнення електричного поля.

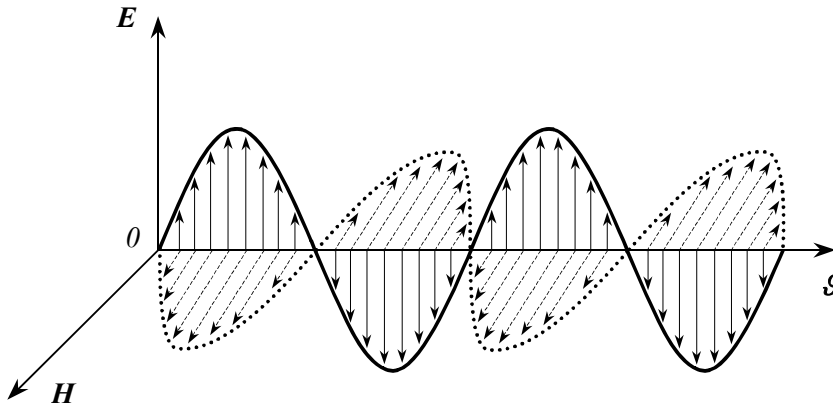


Рис.3. Плоска монохроматична хвиля

Вектори напруженостей \vec{E} та \vec{H} завжди перпендикулярні. Ця зміна напруженостей електричного і магнітного поля поширюється в просторі вздовж лінії, перпендикулярної до векторів \vec{E} та \vec{H} , утворюючи електромагнітні, і, як їх окремий випадок, світлові хвилі

$$\vec{v} = \frac{\vec{c}}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (1)$$

де ϵ та μ – відносні діелектрична і магнітна проникність середовища.

Отже, три вектори \vec{E} , \vec{H} та \vec{v} взаємно перпендикулярні (рис.3), а світлові хвилі – поперечні.

Будь-яке джерело світла є сукупністю великої кількості окремих випромінювачів – атомів. Кожний атом дає хвилю, у якій вектори \vec{E} та \vec{H} коливаються в певному напрямку, перпендикулярному до напрямку поширення (до вектора \vec{v}). В цілому дістаємо від джерела світло, котре є сукупністю світлових хвиль з усіма можливими напрямками коливань, перпендикулярними до напрямку поширення. На рис. 4. зображено схему розміщення векторів \vec{E} окремих хвиль, що утворюють промінь природного світла (вектор \vec{H} , що відповідає кожному з векторів \vec{E} , на рисунку не зображений).

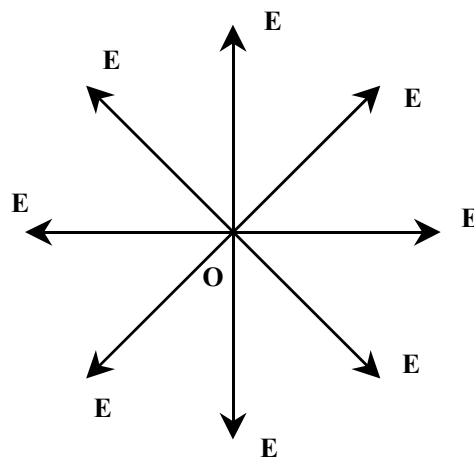


Рис.4. Орієнтація електричного вектора в природному світлі

За типом поляризації розрізняють лінійно поляризовані, еліптично поляризовані, частково поляризовані і неполяризовані (природне світло) світлові хвилі. Світло, для якого коливання електричного вектора \vec{E} відбуваються в одній фіксованій площині, називається *плоскополяризованим*, а сама площина ($\vec{EO}\vec{v}$) – *площиною коливань*. Площина $\vec{HO}\vec{v}$, перпендикулярна до площини коливань, називається *площиною поляризації*. Світло, в якому який-небудь напрямок коливань вектора \vec{E} є переважаючим (але не єдиним), називається частково поляризованим світлом.

При відбиванні природного світла від поверхні діелектрика (скла, води та ін.) світло частково поляризується. При певному куті падіння поляризація стає повною. За законом Брюстера, відбите світло повністю поляризується при куті i_0 , що відповідає умові

$$\operatorname{tg} i_0 = n, \quad (2)$$

де n - абсолютний показник заломлювання речовини, від якої світло відбивається. Для води, наприклад, $n=1.33$, що відповідає $i_0=53^\circ$. При

повній поляризації вектор \vec{E} у відбитому світлі коливається в площині, перпендикулярній до площини падіння (рис.5).

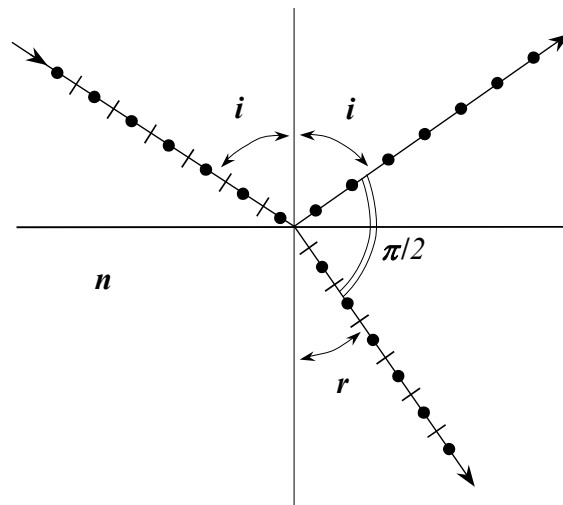


Рис. 5. Поляризація світла при падінні на діелектрик під кутом Брюстера

Заломлений у діелектрику промінь поляризований тільки частково, в ньому переважають коливання, що відбуваються в площині падіння. Ступінь поляризації заломленого променя стає найбільшим при куті падіння, рівному куту повної поляризації i_0 . Напрямки коливань електричних векторів у відбитому і прохідному променях взаємно перпендикулярні.

Світло також поляризується, якщо проходить через прозорі кристали, за винятком кристалів кубічної системи. При цьому відбувається явище подвійного променезаломлення. Якщо на кристал ісландського шпату (CaCO_3) падає вузький паралельний пучок світла (рис.6.), то з кристала (при достатній його товщині) виходять два просторово розділені паралельні пучки світла. Це явище подвійного променезаломлення спостерігається навіть тоді, коли світловий промінь падає на природну грань кристала перпендикулярно.

У будь-якому кристалі є один напрям (іноді два), вздовж якого не відбувається подвійного променезаломлення. Цей напрям називається *оптичною віссю* кристала. Оптична вісь кристала не є якоюсь визначеною прямою. Для ісландського шпату, що кристалізується у формі ромбоєдра, оптичною віссю буде напрям, паралельний діагоналі, яка з'єднує тупі тілесні кути (рис.7.).

Будь-яка площина, в котрій лежать падаючий промінь і оптична вісь, називається *головною площиною* або *головним перерізом* кристала стосовно цього променя.

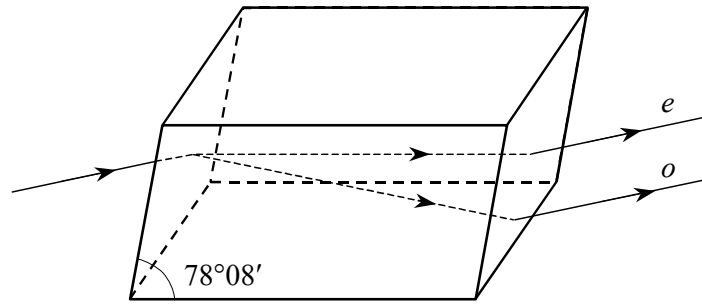


Рис.6. Поляризація світла при проходженні через кристал ісландського шпату в напрямку, перпендикулярному до його оптичної осі

Один з променів, проходячи через кристал, підлягає закону заломлення, тобто для нього:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n = const \quad (3)$$

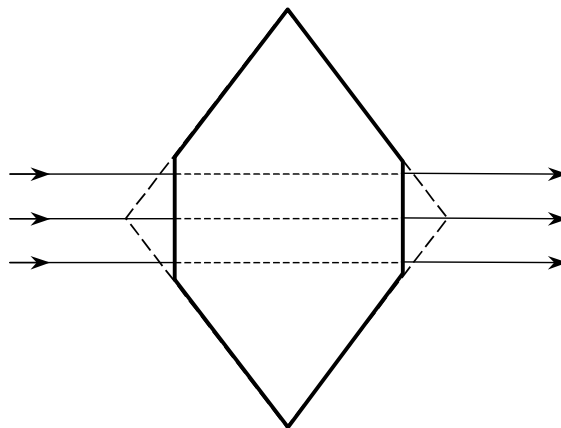


Рис 7. Оптична вісь кристала ісландського шпату

Цей промінь називається звичайним (на рис.4 його позначено буквою “*o*”). Швидкість поширення звичайного променя в кристалі у всіх напрямках однакова.

Другий промінь, що дістав назву незвичайного (на рис.4 позначений “*e*”) не підлягає законам заломлювання. Його показник заломлювання не є величиною сталою, а залежить від кута падіння. Отже, і швидкість поширення незвичайного променя всередині кристала залежить від напрямку.

Зауважимо, що яскравість обох променів на виході з кристала однакова. Обидва промені плоскополяризовані у взаємно перпендикулярних площинах. Коливання електричного вектора звичайного променя відбуваються в площині, перпендикулярній до головної площини кристала,

а коливання цього самого вектора незвичайного променя - у головній площині. Зрозуміло, що промені після виходу з кристала, за винятком того, що вони плоскополяризовані у взаємно перпендикулярних напрямках, один від одного нічим не відрізняються. Ось чому назва “звичайний” має зміст тільки для променів, що проходять всередині кристала.

Іноді виникає потреба позбутися одного з променів, що утворилися при подвійному променезаломлюванні, щоб мати світло, поляризоване тільки в одному напрямі. Досягають цього по-різному. Найчастіше використовують поляризаційні призми, дихроїчні пластинки і поляроїди. Найпоширенішими з них є призма Ніколя (ніколь) (рис. 8.) і стопа Столетова (рис. 9).

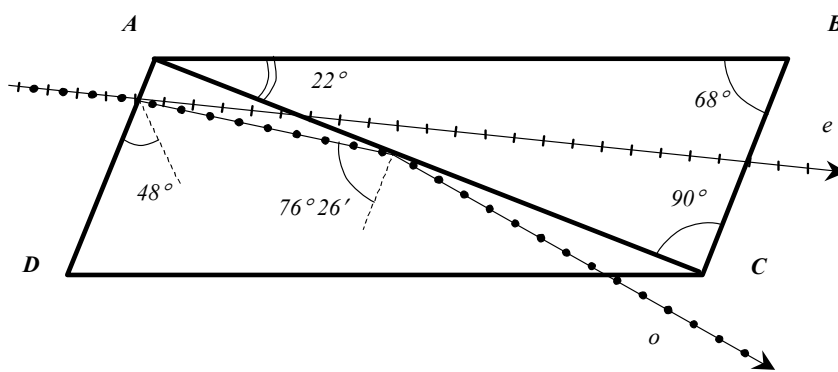


Рис. 8. Поляризація світла при проходженні через призму Ніколя

Ніколь виготовляють з кристала ісландського шпату, як зображено на рис.8. Призма, розрізана по діагональній площині AC та склеєна канадським бальзамом, показник заломлювання якого $n=1.550$, лежить між n_o та n_e для звичайного і незвичайного променів. Промінь світла, що падає на грань призми, розділяється на два промені. Звичайний промінь, який заломлюється більше, падає на межу з канадським бальзамом під кутом більшим, ніж граничний, і зазнає повного внутрішнього відбивання, оскільки $n < n_o$. Цей промінь падає на бічну грань DC і виходить з кристала. Часто грань DC покривають чорною фарбою і звичайний промінь поглинається нею. Тоді з призми виходить тільки один (незвичайний) плоскополяризований промінь паралельно до падаючого з незначним зміщенням відносно нього.

Стопа складається з 8-10 складених разом плоскопаралельних пластинок (рис.9). При падінні під кутом Брюстера ($tg i_0 = n$) поляризація заломлених променів для звичайного скла максимальна, але далеко не повна і становить близько 15%. Отже, якщо тепер частково поляризовані промені, що пройшли через одну скляну пластинку, примусити пройти через другу, третю і т. д., то ступінь поляризації заломлених променів зростає. При 8-10 пластинках заломлене світло практично буде повністю поляризоване.

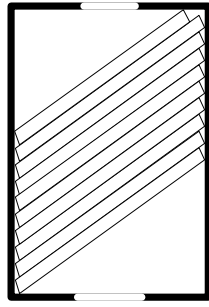


Рис. 9. Стопа Столетова

Прилади, котрі дають поляризоване світло, називаються *поляризаторами*. Поляризаторами є призма Ніколя, кристал турмаліну, стопа Столетова та ін. Прилади, за допомогою яких можна виявити ступінь і орієнтацію площини поляризації світла, називаються *аналізаторами*. Аналізаторами можуть бути ті самі прилади, які є поляризаторами.

Якщо на шляху променя, що вийшов з поляризатора, поставити аналізатор, то інтенсивність світла I , що пройшло через аналізатор, можна описати законом Малюса :

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (4)$$

де I_0 - інтенсивність світла, що падає на аналізатор; α – кут між площинами поляризації поляризатора й аналізатора.

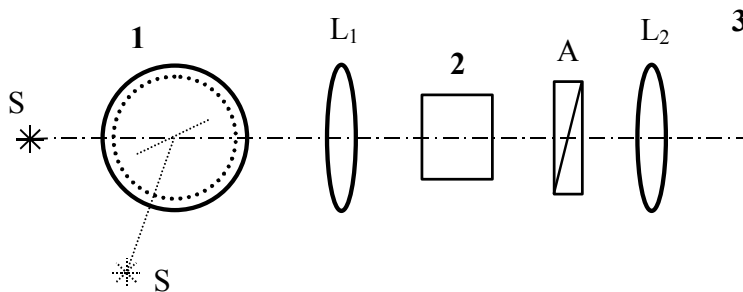


Рис. 10. Схема установки для спостереження явища поляризації світла

Схема установки для спостереження явища поляризації світла подана на рис. 10. На горизонтально розміщеній оптичній лаві закріплено кронштейн 1 з освітлювачем S (що може обертатися навколо кронштейна) та кутоміром. В центрі кутоміра є гніздо, в якому можна ставити діелектричне дзеркало (для визначення кута Брюстера). Пучок світла, що пройшов від освітлювача через лінзу L_1 , потрапляє на об'єкт дослідження 2 (що є одночасно і поляризатором), аналізатор A та фокусується лінзою L_2 на екран 3. Всі поляризаційні пристрої (ніколь, поляроїди, стопа) можуть обертатись довкола горизонтальної осі.

Хід роботи

1. Встановлюємо прилад так, щоб світло від джерела падало на поляризатор 2 і, пройшовши через лінзу L_1 , фокусувалось у геометричному центрі екрана 3. Поміщаємо на оптичну лаву який-небудь аналізатор і, обертаючи його, встановлюємо максимальне затемнення поля. Досліджуємо ступінь поляризації світла, яке випромінює електрична лампа розжарення.
2. Визначаємо кут α повороту поляризатора від положення з максимально затемненим полем у положення з максимально яскравим полем.
3. Вивчаємо поляризоване світло, що пройшло стопу пластинок. Визначаємо умови максимального пропускання і повного поглинання поляризованого світла стопою.
4. У гнізді кронштейна 1 закріплюємо діелектричну пластинку і визначаємо кут Брюстера для матеріалу пластинки. Знаходимо показник заломлювання для матеріалу пластинки.
5. Вивчаємо поляризоване світло, що пройшло через кристал ісландського шпату. Визначаємо кут α повороту аналізатора між положеннями, що відповідають зникненню звичайного та незвичайного променів.
6. Для всіх випадків поляризованого світла будуємо хід поляризованого променя, зазначаючи на рисунку напрям коливань його електричного вектора точками, якщо коливання перпендикулярні до площини рисунка.
7. Малюємо будову та хід променів в однопроменевих та двопроменевих поляризаційних призмах: Ніколя, Глана-Фуко, Рошона, Волластона, Глазбрука та ін.

Рекомендована література

1. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.370-388.
2. Годжаев Н.М. Оптика.– Москва: Высшая школа, 1977.- С. 224-234.
3. Трофимова Т.И. Курс физики.– Москва: Высшая школа, 1990.- С.308-313.
4. Сірий Є.І. Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика.–Київ: Вища школа, 1972.- С.95-100.
5. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. Ивероновой В.И.– Москва: Наука, 1968.- С.551-556.

Лабораторна робота №14
Вивчення явища повороту площини поляризації світла

Завдання до роботи: вивчити будову поляриметра, експериментально вивчати кут повороту площини поляризації.

Прилади: джерело світла, поляриметр, чотири колби з розчином цукру різної концентрації, лінійка, пластинка кристалічного кварцу, набір світлофільтрів.

Теоретичний вступ

Деякі речовини мають здатність повертати площину поляризації при проходженні через них лінійно-поляризованого світла. Таке явище, виявлене в кристалах і розчинах, отримало назву обертання площини поляризації, а речовини, в яких це відбувається, називаються *оптично активними*.

Якщо розмістити пластинку кварцу, вирізану перпендикулярно оптичній осі, між двома схрещеними ніколями (рис.11), то поле зору просвітлюється. Повертаючи поляризатор N_1 на деякий кут, можна знову добитись повного затемнення поля зору.

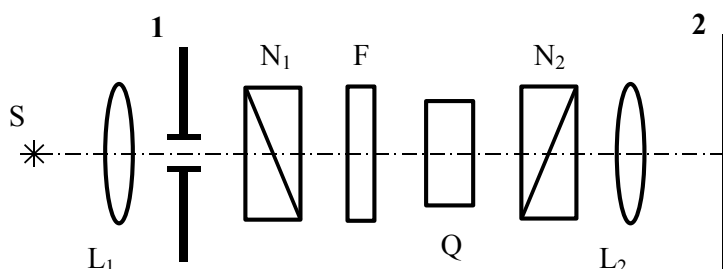


Рис. 11. Схема установки для спостереження явища повороту площини поляризації світла: S – джерело світла, N_1 і N_2 – поляроїди, 1- діафрагма, F- світлофільтр, 2 – екран, Q – досліджуваний зразок

Отже, світло залишилося поляризованим, однак площина поляризації його повернулася на деякий кут, який можна виміряти поворотом аналізатора N_2 (призми Ніколя). Повністю погасити світло, повертаючи ніколь, можна лише у випадку монохроматичного джерела світла. Якщо користуватись білим світлом, то при розміщенні кварцової пластинки між схрещеними ніколями одержимо забарвлене поле. При повороті одного з ніколів забарвлення змінюється, що свідчить про залежність обертової здатності від довжини хвилі.

Для даної довжини хвилі кут повороту площини поляризації пропорційний товщині пластинки

$$\varphi = \alpha d, \tag{1}$$

де φ – кут повороту, d – товщина пластинки в мм, α – коефіцієнт, який залежить від довжини хвилі, природи речовини і температури. Прийнято напрям обертання встановлювати для спостерігача, який дивиться назустріч світловому пучку. Якщо дивитись назустріч променю, то площина поляризації для даного кристала повернена в певному напрямі: за годинниковою стрілкою, або проти неї. При повороті пластинки на 180° цей напрямок повертання залишається незмінним. Тому, якщо змусити промінь пройти через кристалічну пластинку, котра має здатність повертати площину поляризації, вздовж оптичної осі, а потім відбитий нормально від дзеркала промінь пропустити через ту ж пластинку в оберненому напрямі, то площина поляризації не буде повернута. Існує два сорти кварцу: правоповоротний або додатній, що повертає площину поляризації праворуч (за годинниковою стрілкою) і лівоповоротний або від'ємний, котрий повертає площину поляризації ліворуч (проти годинникової стрілки). Коефіцієнти обертання в обох випадках однакові ($\alpha_+ = \alpha_-$).

Причину повертання площини поляризації можна пояснити, якщо припустити, що промені, поляризовані по колу з правим і лівим напрямом повертання, поширюються в кристалі з різною швидкістю (рис. 12). Нехай напрям $O'O''$ – напрям коливання в плоскополяризованій хвилі, яка падає на кристал. Вектор амплітуди коливань A розкладемо на два вектори: A' та A'' , з яких перший повертає площину поляризації направо, другий – наліво. Якщо швидкість поширення кругових коливань у кристалі різна, то після того, як світло пройде товщину кристала l , кругове коливання A' відстане по фазі на кут $\varphi' = 2\pi \frac{l}{\lambda'}$, а коливання A'' – на кут $\varphi'' = 2\pi \frac{l}{\lambda''}$ та λ'' – довжини хвиль у кристалі, які відповідають обом видам коливань. Припустимо, що товщина пластинки така, що кут φ' є кратний 2π . Тоді вектор A' займе своє попереднє положення, а вектор A'' займе вже інше положення- A''' , яке буде повернене щодо попереднього на кут

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi'' = 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right) \quad (2)$$

Результуючий вектор A займе також нове положення, повернуте відносно старого на кут

$$\Delta\phi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right) \quad (3)$$

Якщо ввести показник заломлювання, то

$$\lambda'' = \frac{\lambda_0}{n''}; \quad \lambda' = \frac{\lambda_0}{n'}, \quad \text{де } \lambda_0 \text{ – довжина хвилі світла у вакуумі.}$$

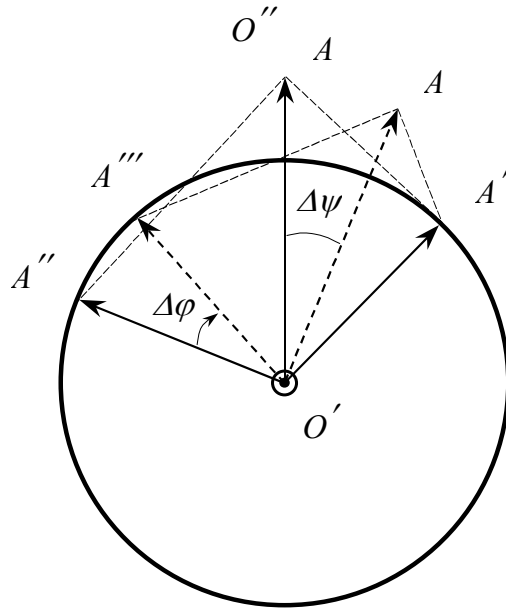


Рис. 12. Повертання площини поляризації

Одержимо:

$$\Delta\phi = \pi \frac{l}{\lambda_0} (n' - n''), \quad \text{або} \quad \Delta\phi = \frac{\pi l c}{\lambda_0} \left(\frac{1}{g} - \frac{1}{gd} \right)$$

Отже, кут повороту площини поляризації визначається різницею показників заломлювання n' та n'' променів лівої і правої поляризації. Поряд з кристалами є рідини, які мають також здатність повертати площину поляризації. До таких рідин належить і водний розчин цукру. Якщо між двома схрещеними ніколями помістити кювету з розчином цукру, то в монохроматичному світлі помітимо просвітлення поля, яке можна знову погасити, повертаючи аналізатор вправо або вліво на деякий кут. Кут повороту площини поляризації розчинів залежить від концентрації розчину і від довжини хвилі падаючого світла

$$\alpha = [\alpha] \cdot l \cdot c,$$

де α – кут повороту; l – товщина шару; c – концентрація розчину; $[\alpha]$ – коефіцієнт, який визначає питоме обернення даної речовини, або питомий кут повороту площини поляризації.

Опис приладу

У напівтіньовому поляриметри діаметр CC розділяє поле зору на дві половини. В одній половині світлові коливання лежать у площині P_1 , а в другій – у площині P_2 . Обидві площини утворюють між собою малий кут φ (рис.13).

Якщо обидва світлові пучки пропустити через аналізатор, у якого площина коливань A перпендикулярна до P_2 , то світловий промінь половини 2 буде погашений і поле в цій половині буде темне, тоді як частина світла буде пропущена аналізатором і тому поле зору половини 1 буде освітлене. Обидва поля будуть мати однакове освітлення, якщо A перпендикулярне OC або паралельне OC .

Напівтіньовий поляриметр складається з двох частин – поляризатора й аналізатора (рис.14). Поляризатор складається з двох поляризаційних призм – великої N та малої n .

Світло від джерела S , пройшовши через конденсор E , проходить через ніколь N . Частина світла, поляризована в певній площині, падає в цукрометричну трубку H , наповнену розчином цукру, що має здатність повертати площину поляризації. Потім світло проходить через аналізатор A . Друга частина пучка, перш ніж потрапити в цю трубку, проходить ніколь n , внаслідок чого площина поляризації його трохи змінюється.

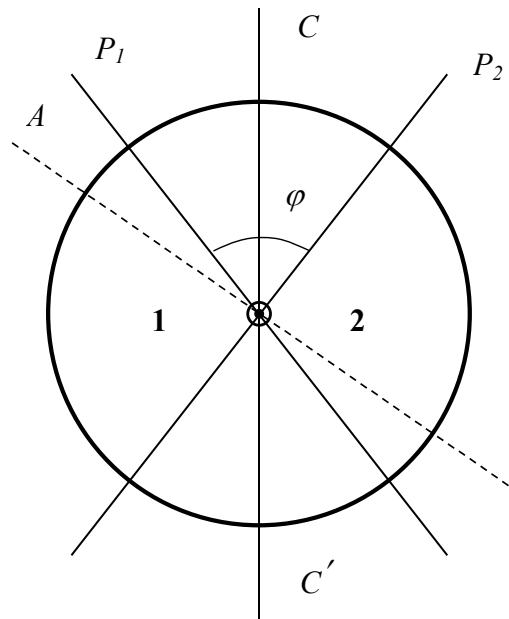


Рис. 13. Поле зору напівтіньового поляриметра

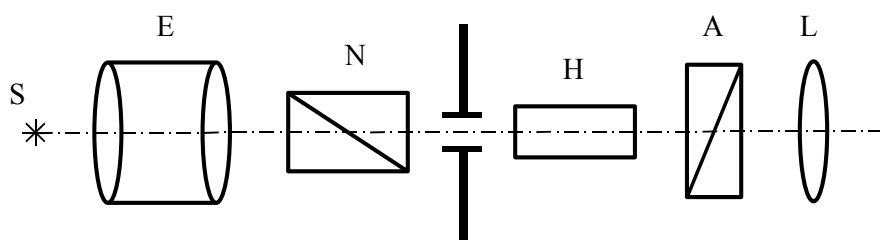


Рис. 14. Оптична схема напівтіньового поляриметра

Хід роботи

1. Встановлюємо окуляр так, щоб бачити ясно лінію розділу поля зору. Встановлюємо однакову освітленість поля зору. Повторюємо три рази установку на однакову освітленість поля зору. Середнє з цих відліків приймаємо за нульове положення аналізатора. При зміщенні положення аналізатора вправо або вліво від нульового освітленість поля зору повинна стрибкоподібно змінюватись.
2. Поміщуємо трубку з розчином у поляриметр, встановлюємо аналізатор на однорідність поля зору і відмічаємо його положення. Повторюємо відліки α' три рази. Кут повороту визначаємо за формулою: $\alpha_1 = \alpha' - \alpha_0$, де α_0 – нульове положення аналізатора.
3. Поміщаємо в поляриметр трубку з розчином цукру іншої концентрації. Визначаємо кут повороту площини поляризації для цього розчину. Повторюємо виміри α'' три рази. Кут повороту визначаємо за формулою $\alpha_2 = \alpha'' - \alpha_0$.
4. Вимірюємо за допомогою лінійки довжину цукрометричної трубки і записуємо її в дециметрах. Вираховуємо питомий кут повороту для кожної концентрації за формулою: $[\alpha] = \frac{\alpha_1}{C_1 l} = \frac{\alpha_2}{C_2 l}$ і знаходимо середнє арифметичне.
5. Поміщаємо в поляриметр трубку з розчином цукру невідомої концентрації і визначаємо кут повороту площини поляризації за формулою: $\alpha_x = \alpha''' - \alpha_0$
6. За формулою $C_x = \frac{\alpha_x}{l[\alpha]}$ визначаємо невідому концентрацію розчину цукру.
7. Поміщаємо в поляриметр пластинку з кристалічного кварцу і визначаємо питомий кут повороту площини поляризації для семи різних довжин хвиль, використовуючи світлофільтри F. Питомий кут повороту площини поляризації для твердих тіл визначається за формулою: $[\alpha] = \frac{\alpha_1}{l}$, де l – товщина пластинки в міліметрах.
8. Будуємо графік залежності питомого кута повороту площини поляризації від довжини світлової хвилі λ .

Рекомендована література

1. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.607-618.
2. Годжаев Н.М. Оптика.–Москва:Высшая школа,1977.- С. 224-234.
3. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И.Ивероной.– Москва: Наука, 1968.- С.600-605.

Лабораторна робота № 15

ДОСЛІДЖЕННЯ ЯВИЩА ВІДБИВАННЯ І ЗАЛОМЛЮВАННЯ СВІТЛА НА МЕЖІ ДВОХ СЕРЕДОВИЩ

Завдання до роботи: ознайомитися з роботою установки, за допомогою якої досліджують явища відбивання, заломлювання світла на межі двох середовищ; дослідити особливості поляризації природного світла у цих явищах.

Прилади: гоніометр, освітлювач, фільтр, поляризатор, фотоелемент, мікроамперметр типу М-95 із шунтом.

Теоретичний вступ

Закони заломлювання та відбивання, визначаючи напрямки відбитого і заломленого променів, не дають ніяких відомостей про інтенсивність та фази. Цю інформацію можна отримати, розглядаючи взаємодію електромагнітної хвилі з середовищем. Згідно електронної теорії, під дією електричного поля падаючої хвилі електрони середовища починають коливатися в такт зі збуджуючим полем – світловою хвилею, випромінюючи при цьому електромагнітні хвилі з частотою, що дорівнює частоті збуджуючого поля. Випромінені таким чином хвилі називаються вторинними, вони є когерентними як з первинними хвилями, так і між собою. Внаслідок взаємної інтерференції відбувається гасіння світлових хвиль у всіх напрямках, окрім двох – напрямів відбитих і заломлених променів.

Спробуємо визначити інтенсивність відбитих і заломлених світлових хвиль, їхніх фаз і частот, спираючись на теорію поля Максвелла. Нехай плоска монохроматична хвиля падає на плоску безмежно довгу межу поділу двох однорідних ізотропних діелектриків з діелектричними сталими ε_1 і ε_2 .

$$\begin{aligned} E &= E_0 e^{i(\omega t - kr)} \\ H &= H_0 e^{i(\omega t - kr)} \end{aligned} \quad (1)$$

Згідно з граничними умовами, для будь-якого моменту часу у всіх точках границі поділу тангенціальні компоненти електричного і магнітного векторів не змінюються:

$$\begin{aligned} E_{1\tau} &= E_{2\tau} \\ H_{1\tau} &= H_{2\tau} \end{aligned} \quad (2)$$

Оскільки між \vec{E} та \vec{H} існує зв'язок $\sqrt{\varepsilon}E = \sqrt{\mu}H$ (якщо $\mu=1$, то $H = \sqrt{\varepsilon}E$), який засвідчує, що вектори \vec{H} і \vec{E} коливаються синфазно. Щоб задовільнити умови (2), припустимо існування ще відбитої та заломленої хвиль. Причому у всіх цих хвиль (падаючої, відбитої і заломленої) частоти і хвильові вектори ($k = \frac{2\pi}{\lambda n}$) однакові:

$$\begin{aligned} k_E &= k_R = k_D \\ \omega_E &= \omega_R = \omega_D, \end{aligned} \quad (3)$$

тобто $\vec{E} + \vec{R} = \vec{D}$, де через \vec{E} , \vec{R} , \vec{D} позначено відповідно амплітуди електричного вектора падаючої, відбитої і заломленої хвилі.

Визначимо розподіл інтенсивності світла між падаючими, відбитими і заломленими хвилями. Для будь-якого моменту часу кожен з цих векторів через \vec{E} , \vec{R} і \vec{D} можна розкласти на дві складові, орієнтовані паралельно до площини падіння (індекс- p) і перпендикулярно до площини падіння (індекс s), тобто:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_p + \vec{E}_s \\ \vec{R} &= \vec{R}_p + \vec{R}_s \\ \vec{D} &= \vec{D}_p + \vec{D}_s\end{aligned}\quad (4)$$

Якщо знатимемо, як змінюватиметься кожна з цих компонент, то розв'яжемо поставлену задачу. За додатні напрямки візьмемо ті, які зображено на рис.15.

Знайдемо системи рівнянь, що пов'язують між собою амплітуди падаючої, відбитої і заломленої хвиль для p - і s -компонент:

$$\begin{cases} E_p \cos \varphi + R_p \cos \varphi = D_p \cos \psi \\ n_1 E_p - n_1 R_p = n_2 D_p \\ E_s + R_s = D_s \\ n_1 E_s \cos \varphi - n_1 R_s \cos \varphi = n_1 D_s \cos \psi \end{cases}\quad (5)$$

Відповідні співвідношення між амплітудами падаючої, заломленої і відбитої хвиль відомі під назвою формули Френеля:

$$\begin{aligned}R_p &= -E_p \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} & D_p &= E_p \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)} \\ R_s &= -E_s \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} & D_s &= E_s \frac{2 \sin \psi \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)}\end{aligned}\quad (6)$$

З формул випливає, що при будь-якому значенні кутів φ і ψ обидві компоненти заломленої хвилі (D_p і D_s) не змінюють знака того, який мали компоненти падаючої хвилі E_p і E_s . Тобто, заломлена хвиля зберігає ту фазу, яку мала падаюча хвиля.

Якщо відбитий і заломлений промінь взаємно перпендикулярні ($\varphi + \psi = \frac{\pi}{2}$), так звана умова кута Брюстера $\operatorname{tg} \varphi_B = n_{21}$, то у відбитому світлі є тільки компонента, поляризована перпендикулярно до площини падіння R_s , $R_p = 0$. Якщо кут падіння менший від кута Брюстера $\varphi < \varphi_B$, фаза обох компонент електричного вектора відбитої хвилі протилежна фазі падаючої хвилі у випадку $n_2 > n_1$ і збігається з фазою падаючої хвилі при $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$. Це стосується нормального падіння.

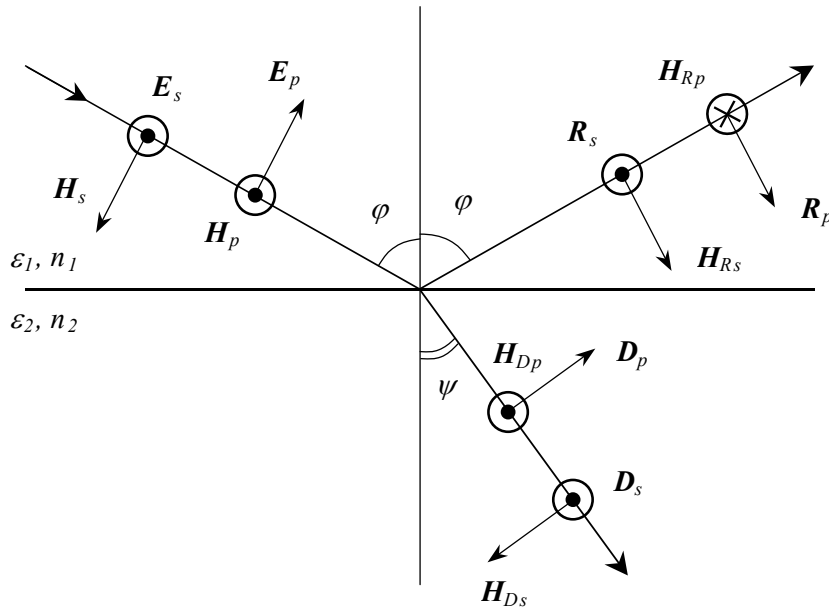


Рис. 15. Відбивання і заломлювання світла на межі двох діелектриків

При великих кутах падіння $\varphi > \varphi_B$ компоненти R_p і E_p збігаються по фазі, а R_s і E_s компоненти є протилежними по фазі, якщо $n_2 > n_1$. У випадку $n_2 < n_1$ при кутах падіння $\varphi > \varphi_B$ компоненти R_p і E_p протилежні по фазі, а R_s і E_s збігаються по фазі.

Фотоелемент (чи фотопомножувач) реєструє не амплітуду світлової хвилі, а інтенсивність світла, котра пропорційна до квадрата амплітуди. З точністю до сталого множника інтенсивності падаючого, відбитого і заломленого світла запишуться:

$$\begin{aligned} I_E &= E_p^2 + E_s^2 \\ I_R &= R_p^2 + R_s^2 \\ I_D &= D_p^2 + D_s^2 \end{aligned} \quad (7)$$

Для природного світла з міркувань симетрії можна припустити, щоб середні значення обидвох складових s і p були рівні. Оскільки $I_E = E_s^2 + E_p^2$, то

$$E_s^2 = E_p^2 = \frac{1}{2} I_E, \text{ тобто:}$$

$$I_R = \frac{1}{2} I_E \left\{ \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} + \frac{\text{tg}^2(\varphi - \psi)}{\text{tg}^2(\varphi + \psi)} \right\} \quad (8)$$

Цю формулу використовують для визначення інтенсивності відбитого світла як функції кута падіння. Окремо досліджуємо R_p - та R_s -компоненти відбитої хвилі.

При кутах падіння, відмінних від кута Брюстера, відбита хвиля містить коливання як перпендикулярні до площини падіння, так і паралельні до неї.

Тобто, відбите світло буде частково поляризоване. Ступінь поляризації хвилі перпендикулярної до площини падіння зростатиме в міру наближення до кута Брюстера.

Експериментальна частина

Установка для вимірювання інтенсивностей (I_p та I_s) компонент відбитого світла як функції кута падіння складається з таких приладів: гоніометра з фотоелементом і аналізатором; мікроамперметра М-95. Схема установки зображена на рис.16.

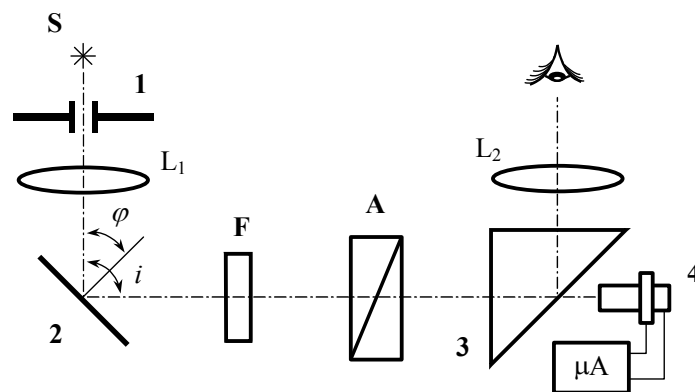


Рис. 16. Схема установки для експериментальної перевірки формул Френеля

Від джерела S (8 В, 12 Вт) світловий промінь проходить через щілину 1, фокусується лінзою L_1 і падає під кутом φ на досліджувану пластинку 2. Відбитий промінь попадає на світлофільтр, аналізатор А та поворотну призму 3. Спостереження ведеться через об'єктив L_2 . Використання гоніометра дає змогу змінювати кут падіння від 10° до 90° (i – кут між оптичною віссю і напрямком падаючого променя). При попаданні відбитого світла на фотоелемент 4 замикається електричне коло і величина струму в цьому колі реєструється мікроамперметром М-95. Беручи до уваги те, що величина струму в колі пропорційна інтенсивності світла, вимірюємо струм як функцію кута падіння.

Хід роботи

1. Складаємо електричну схему установки за рис.2. Вмикаємо установку в електромережу.
2. Для вимірювання p -компоненти ручку аналізатора ставимо у вертикальне положення, а для вимірювання s -компоненти – в горизонтальне положення, пересвідчившись в цьому за величиною відхилення “зайчика” мікроамперметра.
3. Повертаючи освітлювач, виставляємо мінімальний кут падіння.

4. Спостерігаючи в окуляр L_2 і одночасно повертаючи досліджувану пластинку, скеровуємо відбитий світловий пучок у центр поля зору.
5. Якщо призму 3 вивести з напрямку поширення світлового пучка, то останній потрапляє на фотоелемент. При цьому під'юстовуємо досліджувану пластинку так, щоб отримати максимальне значення показів по шкалі мікроамперметра та значення кута падіння заносимо в табл.1.
6. Поступово змінюючи кут падіння, виконуючи при цьому операції 4 та 5, отримуємо залежність інтенсивності світла як функцію кута падіння для р- та s-компонентів.

Зауваження: Щоб не вивести з ладу чутливий мікроамперметр, необхідно переключати кратність на 1мА тоді, коли при кратності 0.1 мА струм досягне значення ~ 45 поділок.

Після перемикання кратності “зайчик” мікроамперметра знову виводимо на “нуль” шкали. Перевірку “нуля” робимо після кожного виміру.

7. Будуємо графіки $I = f(\varphi)$ для р- і s-компонентів, а також залежність $\frac{I_p}{I_s}(\varphi)$.
8. З одержаних графіків, користуючись співвідношенням $tg \varphi_B = n$, визначаємо показник заломлювання досліджуваної пластинки.
9. Для експериментально вибраних значень кутів падіння φ знаходимо значення відповідних кутів заломлювання ψ .
10. Використовуючи співвідношення (8), знаходимо відношення інтенсивностей падаючої хвилі до інтенсивності відбитої хвилі як функцію кута падіння.
11. Будуємо графік залежності $\frac{I_R}{I_E}(\varphi)$.

Рекомендована література

6. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.471-479.
7. Годжаев Н.М. Оптика.– Москва: Высшая школа, 1977.- С. 45-54.

Лабораторна робота №16
ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ ТВЕРДИХ ТІЛ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИМ МЕТОДОМ

Завдання до роботи: освоїти методику визначення показника поглинання тіл фотоелектричним методом.

Прилади: монохроматор УМ-2, лампа розжарення на 12,6 В, мікроамперметр М-252, універсальне джерело живлення УИП-1, фотопомножувач ФЕУ-39, поляроїд, набір поглинаючих зразків.

Теоретичний вступ

Нехай світловий потік від джерела світла падає на досліджуване тіло – частково прозору пластинку. При проходженні через неї світловий потік Φ_0 взаємодіє з речовиною, що приводить до часткового відбивання світла на межі двох середовищ, рефракції (заломлювання) світла в пластинці, розсіювання та поглинання світлового потоку речовиною тіла. Внаслідок цього інтенсивність світлового потоку, що пройшов через пластинку, зменшується. В окремих випадках взаємодія світла з речовиною супроводжується поляризацією світла, обертанням площини поляризації, люмінесценцією та іншими явищами.

Обмежимося найпростішим випадком послаблення світлового потоку Φ_0 при проходженні через досліджуване тіло тільки через поглинання світла речовиною. У 1729 році французький вчений П.Бугер встановив, що послаблення світлового потоку $d\Phi$ при проходженні через дуже тонкий шар речовини прямо пропорційне величині початкового потоку Φ_0 , який падає на цей шар та товщині шару dl . Інакше кажучи, шари однакової товщини тіла поглинають однакові відносні частини світлового потоку, що проходить через них. Математично запишемо це так:

$$d\Phi = -\alpha\Phi dl \quad (1)$$

Знак “мінус” вказує, що світловий потік, проходячи через шар речовини, послаблюється. Мірилом цього послаблення є коефіцієнт α . Розділимо змінні величини і проінтегруємо (1):

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = -\alpha dl; \quad \int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = -\alpha \int_0^l dl; \quad \ln \Phi - \ln \Phi_0 = -\alpha l; \quad \frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\alpha l},$$

маємо:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha l} \quad (2)$$

Цей вираз називається законом Бугера.

Часто його записують для інтенсивності світлового потоку:

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (3)$$

Початковий світловий потік Φ_0 при проходженні через речовину послаблюється за експоненціальним законом. Через Φ позначимо світловий потік, що вийшов з речовини. Очевидно, поглинуту тілом частину світлового потоку Φ_n можна описати виразом:

$$\Phi_n = \Phi_0 - \Phi = \Phi_0(1 - e^{-\alpha l}) \quad (4)$$

Коефіцієнт α називають коефіцієнтом екстинкції (коефіцієнтом послаблення), інколи його поділяють на два і більше доданків ($\alpha = k + \beta$), кожен з яких характеризує послаблення світлового потоку певною причиною (розсіюванням, відбиванням). Основне послаблення світлового потоку при проходженні через речовину викликане поглинанням світла речовиною, а явища розсіювання і відбивання не відіграють помітної ролі ($\beta \ll k$). Тоді коефіцієнт екстинкції в інтегральній формулі закону Бугера називають *натуральним показником поглинання*, а сам закон Бугера записують:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-kl} \quad \text{чи} \quad I = I_0 e^{-kl} \quad (5)$$

Якщо позначити $k = \frac{1}{l}$, то з закону Бугера випливає, що

$$\Phi = \Phi_0 e^{-1} = \frac{\Phi_0}{e}. \quad (6)$$

Отже, величина, обернена натуральному показнику поглинання ($l_0 = 1/k$), визначає товщину шару речовини, в якому світловий потік послаблюється в e разів ($e \approx 2,72$). Таку відстань інколи називають *середньою глибиною проникнення* світла в речовину.

Фізичний зміст закону Бугера полягає в тому, що натуральний показник поглинання не залежить від інтенсивності світла, а отже, і від товщини поглинаючого шару. С.І.Вавілов встановив, що закон Бугера виконується в дуже широких межах зміни інтенсивності світла ($\sim 10^{20}$ разів).

На практиці часто розглядають не показник поглинання k , а пов'язану з ним величину D , яку називають оптичною густиною тіла. Встановимо зв'язок між цими величинами. Відношення $\frac{I}{I_0} = T$, що показує, яку частину становить інтенсивність I світлового потоку, котрий пройшов через тіло, від інтенсивності I_0 початкового світлового потоку, називають *коефіцієнтом пропускання* тіла. Закон Бугера (3) для зручності записують через десятковий логарифм:

$$I = I_0 \cdot 10^{-k'l} \quad (7)$$

де $k' = 0.4343 \cdot k = \lg ek$.

Тоді

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-kl} = 10^{-k'l}. \quad (8)$$

Оптичною густиною тіла D прийнято називати десятковий логарифм величини, оберненої до коефіцієнта пропускання, тобто:

$$D = \lg \frac{1}{T}. \quad (9)$$

Згідно (8), отримаємо:

$$D = \lg \frac{1}{10^{-k'l}} = k'l = 0,43 \cdot kl. \quad (10)$$

Вираз (10) пов'язує між собою оптичну густину D , лінійні розміри поглинаючого тіла l в напрямі поширення світла, показник поглинання k' та натуральний показник поглинання k .

В абсорбційній спектрофотометрії вводять ще величину *пропускання* τ :

$$\tau = T \cdot 100\% = \frac{I}{I_0} 100\%.$$

В широкій області спектра звичайно всі введені нами величини k , D , τ (чи T) є функціями від довжини світлової хвилі. Криву $k = f(\lambda)$, чи $D = f(\lambda)$, або $T = f(\lambda)$ називають *спектральною характеристикою поглинання* (чи пропускання) речовини. Для різних речовин такі залежності мають найрізноманітніший вигляд, набір піків і смуг поглинання. Із аналізу зв'язку між D та τ зрозуміло, що крива пропускання $\tau = f(\lambda)$ буде повністю обернена до кривої поглинання, тобто, проти максимумів поглинання знаходяться мінімуми на кривій пропускання і навпаки.

На відміну від решти величин (D, T), показник поглинання k має розмірність оберненої довжини і може вимірюватися в різних одиницях, найчастіше в см^{-1} , або мм^{-1} . Обчислення k легко виконати на основі закону Бугера (5) за вимірними експериментально значеннями I , I_0 та l . Однак, можливі значні похибки. Справді, I_0 – інтенсивність початкового світлового потоку, яка вимірюється до проходження світла через досліджувану речовину (потік вже пройшов межу “повітря-поглинаюче тіло”), I – інтенсивність ослабленого світлового потоку, який пройшов товщу досліджуваної речовини, але ще не вийшов з неї. Послаблення світла в речовині може відбуватись не тільки в результаті поглинання, але й при частковому відбиванні світла на межі “повітря-досліджувана речовина” та при розсіюванні світла у речовині. Тому, користуючись формулою (5), ми фактично визначаємо не натуральний показник поглинання, а коефіцієнт екстинкції.

Серед поглинаючих оптичне випромінювання тіл, для яких в практичній діяльності людини є необхідність визначати спектральні характеристики

поглинання, є оптично ізотропні (ОІ) та оптично анізотропні (ОА) речовини. Для оптично ізотропних тіл (гази, рідини, скло та ін.) залежність $k(\lambda)$ незмінна при зміні напрямку проходження в них світла або його поляризації. Навпаки, для оптично анізотропних речовин функція $k(\lambda)$ має залежати від орієнтації в дослідженому об'єкті траєкторії проходження світла (відрідзка l) або від поляризації цього світла.

Розглянемо спектральні характеристики поглинання світла в природних кристалах. Деякі з них, наприклад, ідеальні кристали кам'яної солі, гранати тощо, є оптично ізотропними, а інші – оптично анізотропними (двозаломлюючими), наприклад, кристали ісландського шпату, кварцу, рубіну, турмаліну. При проходженні світла через двозаломлюючі кристали в напрямках, що не збігаються з їх оптичною віссю (чи осями), виникає два промені – звичайний (о) і незвичайний (е). Ці промені відрізняються поляризацією світла, величинами показників заломлювання n_o та n_e , напрямками поширення (відносно ґратки кристала) та можуть відрізнятися спектральними характеристиками поглинання світла в цьому кристалі $k_o(\lambda)$ та $k_e(\lambda)$. Явище відмінності $k_o(\lambda) \neq k_e(\lambda)$ називають дихроїзмом (або плеохроїзмом). Це явище відкрив у 1809 р. Кордье на кристалі, який на його честь називають кордієритом. До дихроїчних кристалів належать рубін, турмалін, кордієрит, олександрит та інші. Для спостереження дихроїзму слід забезпечити умови виникнення в кристалі двозаломлювання, тобто промінь світла має проходити через кристал в напрямку, котрий не збігається з напрямом його оптичної осі.

Опис приладу

Для дослідження спектрів поглинання кристалів використовують спектрофотометр, змонтований на базі монохроматора УМ-2 (рис.17). Визначається окремо інтенсивність світла I , що проходить через кристал ($Kp.$) та інтенсивність I_0 початкового світлового потоку (коли кристал відсутній, то на його місце ставиться еталон – прозора скляна пластинка, щоб враховувати відбивання). Джерелом світла S є лампа розжарення, котра живиться струмом від універсального джерела живлення УИП-1 (12,6В). Приймачем монохроматичного випромінювання слугує фотопомножувач (ФЕП) типу ФЭУ-39, сполучений з мікроамперметром для визначення фотоструму.

В області лінійності ФЕП фотострум пропорційний до інтенсивності світлового потоку, що падає на фотокатод. Принцип дії ФЕП можна простежити на рис.18.

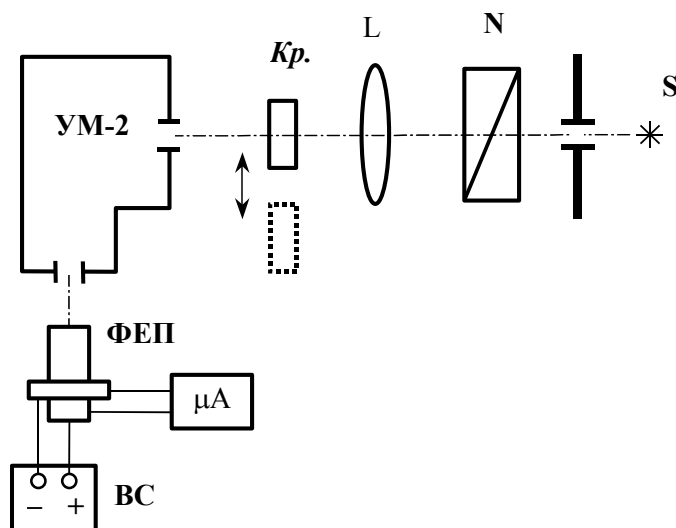


Рис. 17. Схема установки для дослідження спектрів поглинання твердих тіл фотоелектричним методом

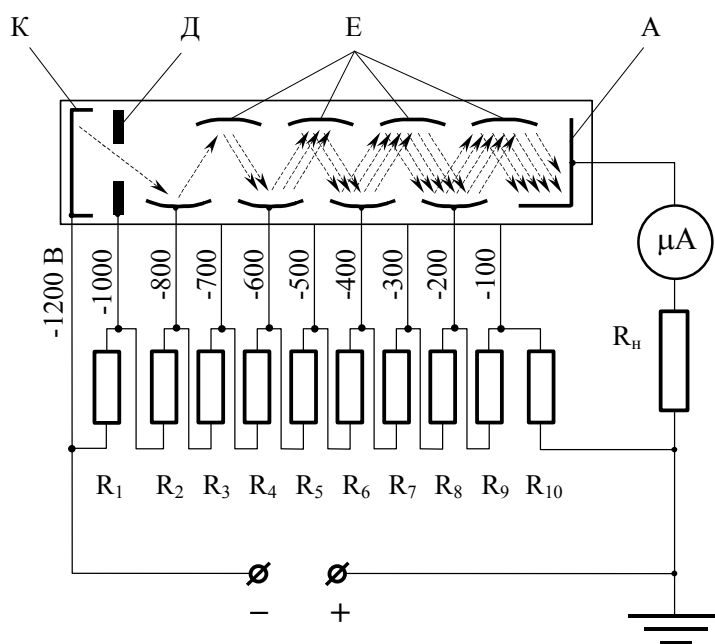


Рис. 18. Будова та принцип дії фотопомножувача

Фотоелектрони, емітовані з фотокатода К під дією електричного поля, прискорюються і через фокусуєний електрод Д потрапляють на перший проміжний динод E_1 (всі диноди, або емітери позначені на рис. Е), викликаючи емісію вторинних електронів, причому в певних умовах ця вторинна емісія може в декілька раз перевищувати початковий потік електронів. Конфігурація електродів і подавана до них напруга (що регулюється резисторами R_1 - R_{10}) така, що більшість фотоелектронів потрапляє на електрод E_1 , а більшість вторинних електронів – на наступний

електрод E_2 , де процес помноження повторюється і т.д. Вторинні електрони з останнього з електродів (динодів), а їх буває до 10-15, збираються на аноді А. Загальний коефіцієнт підсилення таких систем 10^7 - 10^8 , а інтегральна чутливість ФЕП досягає тисяч ампер на люмен. Робоча напруга на ФЕП – 600 ÷ 2500 В. Катод переважно виготовляють з Sb-Cs чи Bi-Ag-Cs, матеріал динодів - Cu-Al-Mg.

Для дослідження дихроїзму кристала на шляху світлових променів, що йдуть від джерела S, встановлюють поляризатор (наприклад, поляроїд), а досліджуваний кристал (*Kp.*) монтується на шайбі. Поляроїд і шайба мають осі обертання, що збігаються з напрямком поширення світла.

Хід роботи

Завдання 1. Дослідження залежності $k = k(\lambda)$ для недихроїчних тіл

1. Знайомимось зі схемою спектрофотометричної установки для дослідження спектрів поглинання, зібраної на базі монохроматора УМ-2.
2. Вмикаємо електричну схему установки після дозволу викладача. Проводимо юстування установки. Напругу на ФЕП підбираємо таку, щоб у межах досліджуваної області 400-700 нм, покази мікроамперметра не виходили за межі шкали.
3. Вимірюємо I та I_0 , вводячи послідовно на шляху світлового променя досліджуваний зразок та прозору пластинку, яка має такий самий коефіцієнт відбивання, що й зразок. Це дозволяє безпосередньо враховувати інтенсивність відбитого від зразка світла.
4. Для кожного значення λ обчислюємо величини $T(\lambda)$, $D(\lambda)$ та $k(\lambda)$ і будуємо графіки цих спектральних залежностей. Товщина досліджуваного зразка $l = 1$ мм.

Завдання 2 Дослідження явища дихроїзму на кристалі турмаліну

1. Вмикаємо електричну схему установки після дозволу викладача. Встановлюємо на шляху світлового променя поляризатор N.
2. Обертаючи поляризатор навколо горизонтальної осі, знаходимо таке його положення, коли покази мікроамперметра при певній фіксованій довжині хвилі будуть максимальними.
3. Юстуємо установку згідно з п.2 Завдання 1.
4. В діапазоні 400-650 нм вимірюємо значення інтенсивності поляризованого світла I_n^0 через певний вказаний викладачем інтервал (~ 5 нм).

5. Встановлюємо на шляху світлових променів кристал турмаліну. Обертаючи тримач кристала навколо горизонтальної осі, знаходимо таке його положення, коли покази мікроамперметра будуть максимальними.
6. В тому самому діапазоні довжин хвиль, (п.4) вимірюємо інтенсивність світла, що пройшло через турмалін I_T^0 .
7. Повертаємо поляризатор на 90° , домагаючись такого його положення, коли інтенсивність світла, що пройшло через кристал турмаліну I_T^e буде мінімальною.
8. Знімаємо з установки кристал турмаліну та вимірюємо значення інтенсивностей падаючого світла I_n^e .
9. Обчислюємо послідовно для всіх λ величини $k_o(\lambda) = \frac{1}{l} \ln \frac{I_n^0}{I_T^0}$ та $k_e(\lambda) = \frac{1}{l} \ln \frac{I_n^e}{I_T^e}$, де позначка “о” відповідає звичайному променеві, а “е” – незвичайному.
10. Будуємо графіки $k_o(\lambda)$ та $k_e(\lambda)$.

Рекомендована література

8. Ландсберг Г.С. Оптика. – Москва: Наука, 1976.- С.563-570.
9. Годжаев Н.М. Оптика.– Москва: Высшая школа, 1977.- С. 279-283.
10. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И.Ивероновой. – Москва: Наука, 1968.- С.707-717.

Лабораторна робота № 17
ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ РОЗЖАРЕНИХ ТІЛ
ЗА ДОПОМОГОЮ ОПТИЧНОГО ПІРОМЕТРА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ПОСТІЙНОЇ СТЕФАНА-
БОЛЬЦМАНА

Завдання до роботи: Вивчити будову пірометра і освоїти методику визначення яскравісної температури нечорних тіл та постійної Стефана-Больцмана.

Прилади: трансформатор, амперметр, ламповий вольтметр, лампа С8-200, пірометр з акумулятором, реостати.

Теоретичний вступ

Потік світлової енергії, що падає на поверхню непрозорого тіла, частково відбивається, частково входить у середину тіла і поглинається. Поглинута речовиною енергія перетворюється в інші форми, найчастіше в енергію теплового руху. Тому тіла, що поглинають світлові промені, нагріваються. Якщо температура тіла вища, ніж температура навколишнього середовища, то воно випромінює енергію у вигляді інфрачервоного, видимого та ультрафіолетового свічення. Таке випромінювання називається *теповим*, або *температурним*. На відміну від інших видів, температурне випромінювання характеризується термодинамічною рівновагою і виникає внаслідок хаотичного теплового руху частинок тіла і здійснюється за рахунок енергії цього руху, тобто залежить від температури тіла.

Однією з величин, що характеризує джерело випромінювання, є його *випромінювальна здатність* $E_{\lambda,T}$, під якою розуміють відношення енергії $dW_{\text{випр}}$, що випромінюється за одиницю часу (потужності випромінювання) з одиниці площі поверхні тіла, до інтервалу довжин хвиль $d\lambda$ самого випромінювання:

$$E_{\lambda,T} = \frac{dW_{\text{випр}}}{d\lambda} \quad (1)$$

Величина $E_{\lambda,T}$, що характеризує випромінювання в інтервалі хвиль від λ до $\lambda + \Delta\lambda$, є *спектральною характеристикою випромінювання*.

Тіла неоднаково вбирають променисту енергію. Спектральною характеристикою вбирання є *поглинаюча здатність* тіла

$$A_{\lambda,T} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW}, \quad (2)$$

що показує, яка частина променистої енергії dW в інтервалі хвиль від λ до $\lambda + \Delta\lambda$, що падає на одиницю площі поверхні тіла, ним поглинається. Як підтверджують досліди, випромінювальна і поглинаюча здатність твердих

тіл залежать від температури цих тіл, їх хімічного складу, стану поверхні та довжини хвиль, котрі відповідно випромінюються і поглинаються.

Тіла, для яких незалежно від довжини падаючої хвилі поглинаюча здатність при будь-якій температурі $A=1$, називаються *абсолютно чорними*. В природі абсолютно чорних тіл немає, однак можна знайти тіла дуже близькі за своїми властивостями до абсолютно чорних тіл (сажа, чорний бархат). Згідно правила Прево (1809 р.), якщо два тіла поглинають різну кількість енергії, то й випромінювання буде різним. При однаковій температурі спектральний склад випромінювання різних тіл також буде різним. Якщо взяти два тіла однакової форми, наприклад, стержні з кварцу та сталі, то при однаковій температурі, припустимо, 800°C , кварцовий стержень не випромінює видимих променів і тому не світиться, тоді як нагріта сталь випромінює яскраве вишнево-червоне світло.

Але правило Прево дає тільки якісне уявлення про випромінювання і поглинання. У 1859 р. Кірхгоф встановив кількісний зв'язок між випромінювальною і поглинальною здатностями тіл. Згідно закону Кірхгофа, відношення випромінювальної і поглинальної здатностей є універсальною для всіх тіл функцією частоти і температури, тобто:

$$\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = f(\nu, T) \quad (3)$$

Суттєвим є те, що функція $f(\nu, T)$, яку називають функцією Кірхгофа, не залежить від природи тіл.

У 1879 р. Стефан, аналізуючи свої та отримані до нього експериментальні результати, встановив, що інтегральна (просумована по всіх частотах) випромінювальна здатність тіл прямо пропорційна четвертій степені абсолютної температури:

$$E(T) = \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4, \quad (4)$$

де σ – постійна величина. Багаточисленні досліді підтвердили, що формула (4) стосується тільки абсолютно чорних тіл. Був визначений коефіцієнт пропорційності

$$\sigma = 5.672 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{град}^4 .$$

У 1884 р. Больцман, користуючись термодинамічним методом, теоретично довів, що випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна його абсолютній температурі у четвертій степені, тобто

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4. \quad (5)$$

Формулу (5) і називають формулою Стефана-Больцмана.

Були спроби узагальнити формулу Стефана-Больцмана для довільного тіла. Для цього їй надавали вигляду $E(T) = B \cdot T^n$, де B та n є визначеними для конкретних тіл величинами. Однак такі спроби не мали успіху, тому що, як виявилось, і B , і n не є постійними для одного і того ж тіла, а змінюються з температурою.

За законом Стефана-Больцмана, кількість теплоти, яка передається одиницею поверхні абсолютно чорного тіла, що має температуру T_1 , у навколишнє середовище з температурою T_2 , дорівнює :

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \sigma(T_1^4 - T_2^4) \quad (6)$$

Випромінювання всіх інших тіл підлягає тій самій закономірності, їх випромінювання в A разів менше, ніж для абсолютно чорного тіла.

Закон Стефана-Больцмана не дає ніяких відомостей про частотну залежність енергії випромінювання, тобто явний вигляд універсальної функції Кірхгофа залишається невідомим. Суттєвим кроком вперед є так званий закон Віна. Спираючись на закони термодинаміки та електродинаміки, учений у 1893р. визначив характер залежності випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від частоти і температури. Згідно закону Віна, випромінювальна здатність абсолютно чорних тіл прямо пропорційна кубу частоти і є функцією відношення ν/T :

$$\varepsilon(\nu, T) = \alpha \nu^3 F(\nu/T), \quad (7)$$

де α - постійна величина, F - деяка функція, якої Він не знав. Закон Віна (7) не дає явного вигляду залежності $\varepsilon(\nu, T)$ від частоти, однак з нього випливає ряд важливих наслідків.

Правило зміщення Віна: довжина хвилі, що відповідає максимальній випромінювальній здатності, обернено пропорційна абсолютній температурі:

$$\lambda_m T = C, \quad (8)$$

де C - стала Віна ($C = 0.002898 \text{ м} \cdot \text{град}^{-1}$). Отже, зі зниженням температури нагрітого чорного тіла максимум енергії його випромінювання зміщується в область більших довжин хвиль (рис.19).

В усіх розглянутих випадках підхід до вивчення теплового випромінювання був термодинамічним. Релей, на відміну від своїх попередників, вперше застосував методи статистичної фізики до явищ теплового випромінювання. Рівноважне електромагнітне випромінювання, що знаходиться в замкнутій порожнині з постійною температурою стінок, він розглядав як систему стоячих хвиль різних частот, що поширюються в різних напрямках. З огляду на закон рівномірного розподілу енергії рівноважної системи по ступенях вільностей і, враховуючи, що на кожен коливальний ступінь вільності в класичній фізиці припадає енергія kT , Релей

отримав такий вираз для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла: $\varepsilon(\nu, T) \sim \nu^2 kT$, де k - постійна Больцмана.

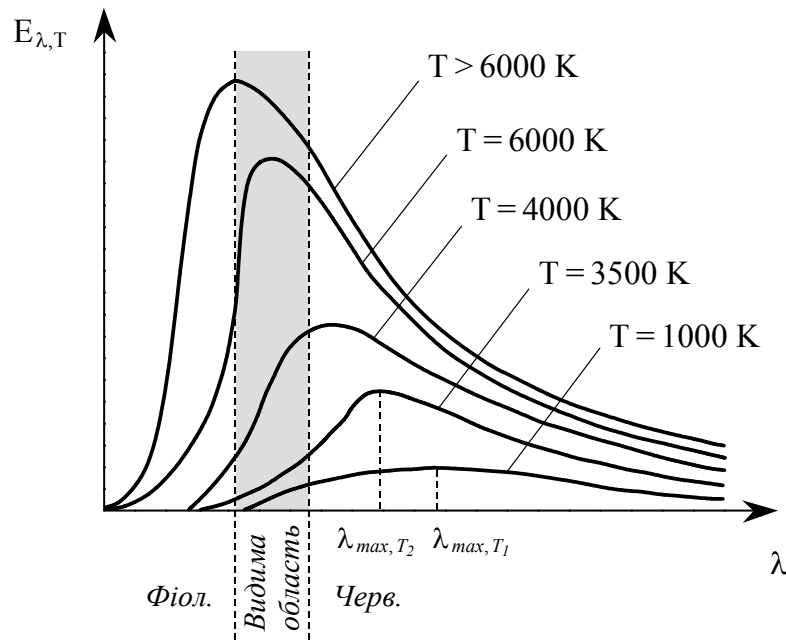


Рис. 19. Зміщення максимуму кривої залежності випромінювальної здатності зі зміною температури (закон зміщення Віна)

Використовуючи ідею Релея, Джинс провів точні обчислення і, визначивши коефіцієнти пропорційності, довів, що:

$$\varepsilon(\nu, T) = \left(2\pi \nu^2 / c^2 \right) kT. \quad (9)$$

Формулу (9) називають формулою Релея-Джинса.

І все таки пошуки аналітичної залежності $\varepsilon_{\lambda,T}$ як функції від λ та температури в рамках класичної фізики не принесли успіху. Адже в класичній фізиці енергія будь-якої системи може змінюватися неперервно, приймаючи будь-які значення. Застосування цього підходу до випромінювання абсолютно чорного тіла приводить до абсурдних результатів, що заперечують закон збереження енергії. Знайшов вихід з цього критичного становища у 1900 р. М.Планк. Вчений висунув сміливу гіпотезу, згідно якої енергія випромінювання і поглинання може змінюватися не неперервно, а дискретно – окремими порціями, які він називав квантами енергії. Енергія кванта $E = h\nu$, де h - стала Планка ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · сек). Знайдений Планком аналітичний вираз залежності випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла як функції частоти

випромінювання ν (або довжини хвилі λ) і абсолютної температури має вигляд:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (10)$$

або

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}, \quad (10 \text{ a})$$

де c - швидкість світла у вакуумі. З формули Планка легко вивести і закон зміщення Віна, і закон Стефана-Больцмана. При цьому сталу Планка h можна виразити через сталі Віна (C) і Стефана-Больцмана (σ).

Якщо вимірювати інтегральну випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла, то по відомій σ можна визначити температуру тіла, виходячи з закону Стефана-Больцмана:

$$T = \sqrt[4]{\varepsilon(T)/\sigma}. \quad (11)$$

Випромінювання нечорних тіл не описується цим законом, проте на практиці визначену таким чином температуру (10) нечорного тіла називають його *радіаційною температурою*. Радіаційна температура нечорного тіла – це така температура абсолютно чорного тіла, при якій його інтегральна випромінювальна здатність $\varepsilon(T)$ дорівнює інтегральній здатності $E(T)$ нечорного тіла.

Випромінювальна здатність усіх реальних джерел завжди менша від випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла при такій самій температурі. Отже, якщо користуватися для визначення температури тіла законом Планка, то знайдемо температуру, що відрізнятиметься від дійсної температури джерела. Температура абсолютно чорного тіла, при якій його випромінювальна здатність $\varepsilon_{\lambda,T}$ для монохроматичного світла λ_0 дорівнює випромінювальній здатності досліджуваного джерела, називається *яскравісною температурою*:

$$\varepsilon(\lambda_0, T_y) = E(\lambda_0, T), \quad (12)$$

де T – істинна температура тіла. Яскравісна температура завжди нижча від дійсної (термодинамічної) температури джерела, тому що будь-яке тіло випромінює менше, ніж абсолютно чорне тіло при такій самій температурі.

Для характеристики випромінювання нечорних тіл вводять ще так звану *колірну температуру* тіла. Під нею розуміють температуру абсолютно чорного тіла, при якій спектральний склад його випромінювання збігається зі спектральним складом певного джерела.

З означення яскравісної температури впливає спосіб її вимірювання. Порівнюючи яскравість джерела, температуру якого потрібно визначити, з яскравістю абсолютно чорного тіла при якій-небудь фіксованій довжині хвилі, добиваються рівності цих яскравостей. Вимірюють температуру

абсолютно чорного тіла, а це і є яскравісна температура джерела. Такий принцип роботи пірометра, за допомогою якого вимірюють температури розжарених тіл, полум'я та ін.

Щоб знайти дійсну (термодинамічну) температуру досліджуваного джерела, треба до одержаного за допомогою пірометра значення яскравісної температури додати поправку ΔT . Визначають її за формулою [1]:

$$\Delta T = -\frac{T_B^2 \lambda \ln \varepsilon_{\lambda T}}{c_0}, \quad (13)$$

де T_B - виміряна за допомогою пірометра яскравісна температура, c_0 - стала величина

$$(c_0 = \frac{hc}{k} = 1.438 \times 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}),$$

$\varepsilon_{\lambda T}$ - величина, що залежить від природи матеріалу і є функцією довжини хвилі та температури. Для вольфраму $\varepsilon_{\lambda T} = 0,4$ при $\lambda = 660 \text{ нм}$. Поправка ΔT завжди додатня. Отже,

$$T = T_B + \Delta T. \quad (14)$$

Експериментальна частина

Об'єктом дослідження є вольфрамова пластинка лампи розжарення С8-200, яку включають в електричне коло за схемою, зображеною на рис.20. Яскравісну температуру визначають за допомогою оптичного пірометра зі зникаючою ниткою ОППІР-09.

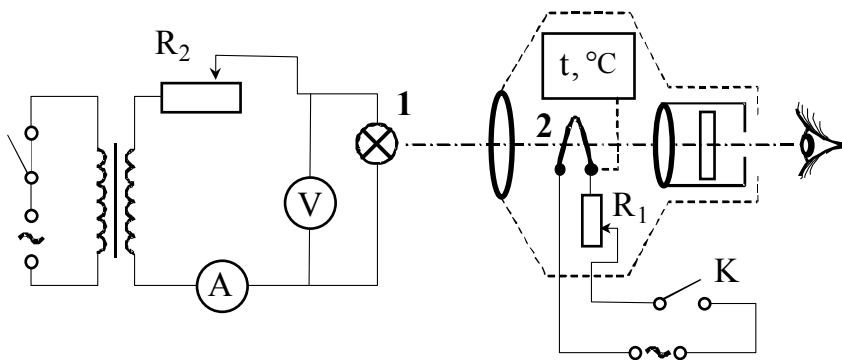


Рис.20. Схема установки для вивчення випромінювання сірого тіла

Лампу 1 включають у вторинну обмотку трансформатора, що дає на виході 15 В при ввімкненні його в коло змінного струму з напругою 220 В. Струм розжарення в досліджуваній лампі змінюється в межах 8-12 А і регулюється реостатом R_2 .

Енергія, що підводиться до 1 м^2 випромінюючої поверхні:

$$\varepsilon(T) = \frac{I \cdot U}{2S}, \quad (15)$$

де I - сила струму у вторинному колі, U - спад напруги на лампі, $2S$ - поверхня пластинки (пластинка випромінює в обидві сторони). Порівнюючи вирази (6) і (15), отримуємо:

$$\sigma = \frac{IU}{2AS(T_1^4 - T_2^4)} \quad (16)$$

Для вольфраму в інтервалі температур $800 - 2000^\circ\text{C}$ $A = 0.85$. Температура розжареної пластинки вимірюється оптичним пірометром.

Пірометр складається з нитки розжарення 2, струм у якій можна змінювати за допомогою реостата R_1 , вмонтованого безпосередньо в пірометр. Якщо рифлене кільце, що є перед шкалою приладу, повертати в напрямі стрілки, нанесеної на ньому, опір реостата зростає. Окулярна система, за допомогою якої розглядають волосок фотометричної лампи, утворює разом з об'єктивом і ослаблюючим фільтром зорову трубу оптичного пірометра. Окулярна система змонтована у висувному тубусі окуляра, в якому на кінці, звернутому всередині корпуса пірометра, міститься лінза окуляра, а на зовнішньому кінці, звернутому до спостерігача, - червоний світлофільтр і вихідна діафрагма. Фотометрична (еталонна) лампа має дугоподібний волосок розжарення, розміщений у площині, перпендикулярній до оптичної осі. Вона призначена для роботи при температурах не вище 1400°C .

Визначення температури тіла зводиться до порівняння кольорів та інтенсивностей випромінювання вольфрамової нитки лампи 1 і еталонної нитки 2. У процесі вимірювання температур в інтервалі $700 - 750^\circ\text{C}$ світлофільтрами не користуються, в інтервалі температур $800 - 1200^\circ\text{C}$ користуються червоним світлофільтром. Введення і виведення його в поле зору окуляра здійснюють обертанням невеличкого кільця на окулярі пірометра. В інтервалі $1400 - 2000^\circ\text{C}$ вводять додатково димчатий світлофільтр. Величина T_g знімається зі стрілкового гальванометра, що має дві шкали, проградуйовані в градусах яскравісної температури випромінювача від 700 до 1400°C і від 1200 до 2000°C . При користуванні червоним світлофільтром відліки знімають по верхній шкалі, нижньою користуються при введеному димчатому фільтрі.

Хід роботи

1. Знайомимся з електричною схемою установки для вимірювання температури розжареного тіла.
2. Вивчаємо будову та оптичну схему пірометра.

3. Для 10-12 значень струму і напруги лампи розжарення в діапазоні $5 \div 12$ А визначаємо яскравісну температуру лампи С8-200 пірометром.
4. За вимірними значеннями яскравісної температури волоска розжарення досліджуваної лампи, користуючись формулою (13), обчислюємо дійсну (термодинамічну) температуру лампи T . На шкалі пірометра температуру подано в градусах Цельсія.
5. За значеннями: I, U, I, T_1 і T_2 , отриманими в п.5 визначаємо σ . В нашому випадку $S = 0.5 \text{ см}^2$.

Рекомендована література

11. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.665-706.
12. Годжаев Н.М. Оптика.– Москва: Высшая школа, 1977.- С.323-337.
13. Трофимова Т.И. Курс физики.– Москва: Высшая школа, 1990.- С.317-324.
14. Сірий Є.І. Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика.– Київ: Вища школа, 1972.- С.140-147.
15. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И.Ивероновой.–Москва: Наука, 1968.- С.726-733.

Лабораторна робота № 18
Вивчення основних законів зовнішнього фотоелектру

Завдання до роботи: ознайомитись з роботою фотоелементів, експериментально перевірити основні закони зовнішнього фотоелектру.

Прилади: сурм'яно-цезієвий вакуумний фотоелемент, цезієвий газонаповнений фотоелемент, освітлювач, мікроамперметр, вольтметр.

Теоретичний вступ

Одним з оптичних явищ, в якому проявляються квантові властивості світла, є фотоелектр - явище випускання електронів речовиною під дією світла. Світло поглинається речовиною і випромінюється окремими порціями – квантами: $\varepsilon = h\nu$, де ε – енергія кванта; h – стала Планка.

Вплив світла на протікання фізичних процесів вперше описав Герц. Так, Герц встановив, що електрична іскра проскакує між цинковими пластинками значно швидше, якщо одну з них освітити ультрафіолетовим світлом.

О. Г. Столетов провів досліди з фотоелектру, застосувавши невеликі різниці потенціалів між електродами. Він вивчав явище фотоелектру за допомогою установки, схема якої зображена на рис.21. Два невеликих електроди – суцільна цинкова пластинка К і тонка сітка А закріплювались вертикально один проти одного, утворюючи конденсатор. Пластинки конденсатора сполучались з полюсами джерела струму, а потім освітлювались світлом електричної дуги. За допомогою потенціометра R можна змінювати не тільки значення, але й знак напруги, що подавалась на електроди. Світло повільно проникало через сітку і освітлювало поверхню суцільного цинкового диска. Столетов зауважив, що коли цинкова обкладка конденсатора з'єднана з негативним полюсом джерела напруги (катодом), то гальванометр, ввімкнений в коло, показує струм. Якщо ж катодом є сітка, струм відсутній. Значить, освітлена цинкова пластинка випускає негативно заряджені частинки, які зумовлюють існування струму між нею і сіткою.

Важливі результати досліджень Столетова наступні:

1. Найбільш ефективно діють ультрафіолетові промені, які поглинаються тілом.
2. Величина фотоструму пропорційна збільшенню освітленості тіла.
3. Під дією світла звільняються негативні заряди (тіло втрачає заряд в тому випадку, якщо воно заряджене від'ємно; заряд тіла не зникає під впливом світла, якщо воно заряджене позитивно).

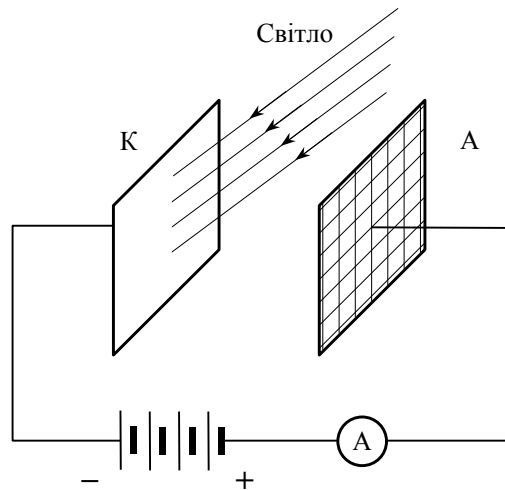


Рис. 21. Установа для спостереження явища фотоелектру

Нехай на поверхню падає квант світла. Якщо його енергія передається електрону в металі, то електрон повинен одержати енергію $h\nu$. Частину цієї енергії він повинен затратити на виконання роботи виходу A з металу. Максимальна кінетична енергія вирваного електрона визначається з рівняння Ейнштейна:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (1)$$

Для дослідження залежності величини фотоструму від прикладеної напруги використовують схему, зображену на рис.22. Сила струму J , що виникає між електродами К та А при незмінному випромінюванні, залежить від різниці потенціалів між ними. Цю залежність для випадку освітлення пластинки монохроматичним світлом зображено на рис. 3.

Залежність величини фотоструму I від прикладеної до електродів різниці потенціалів V називається вольтамперною характеристикою і має такі особливості:

- 1) зі збільшенням прискорюючої різниці потенціалів V струм I досягає насичення;
- 2) існує таке значення сповільнюючого поля V_c , при якому струм припиняється. Оскільки струм насичення відповідає умовам, при яких усі звільнені світлом електрони проходять через коло гальванометра, то величину струму насичення і беруть за міру фотоелектричної дії світла;
- 3) залежність струму насичення від інтенсивності падаючого світла.

Струм насичення досягається тоді, коли всі електрони, вирвані світлом з пластинки К, долітають до електрода А. Струм насичення пропорційний потужності світлового потоку, який падає на пластинку. Оскільки струм насичення $J_n = en$, де n – число електронів, то основний закон фотоелектру

можна сформулювати так: величина фотоструму насичення прямо пропорційна падаючому світловому потоку.

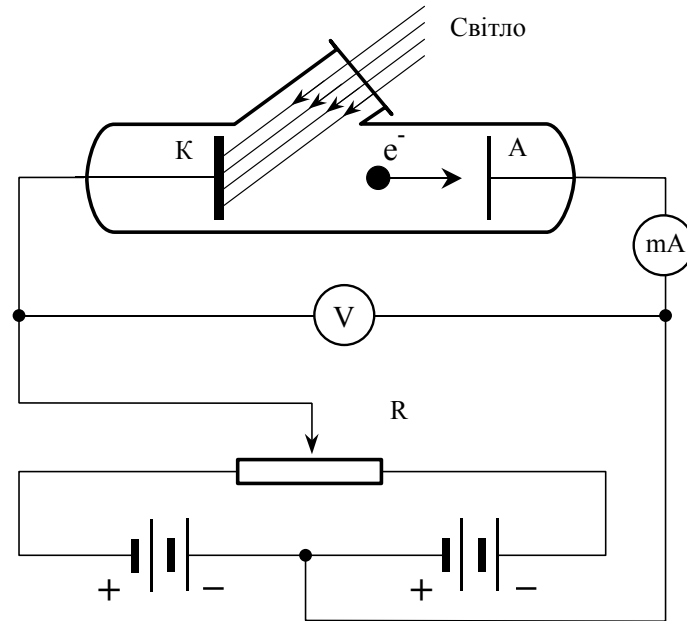


Рис. 22. Схема установки для дослідження вольтамперної характеристики фотоструму

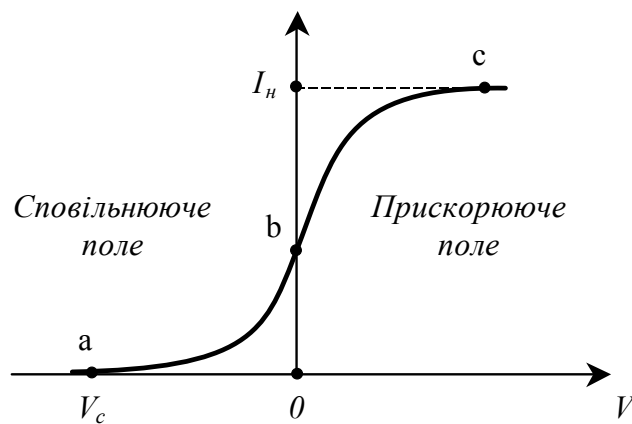


Рис. 23. Типова вольтамперна характеристика фотоструму

Наявність струму I при сповільнюючому потенціалі (частина кривої ab на рис.23.) вказує на те, що електрони вириваються світлом з деякою початковою швидкістю. Електрони перестають досягати електрода А тоді, коли робота сповільнюючого електричного поля дорівнює їх початковій енергії

$$eV_c = \frac{mv^2}{2} \quad (2)$$

Той факт, що навіть при найсприятливішому розміщенні електродів фотострум не зникає відразу, а більш-менш плавно спадає до нуля, вказує на те, що швидкості електронів, що вилітають, різні: найповільніші електрони затримуються дуже слабким гальмуючим полем. Для затримання найшвидших електронів потрібна зустрічна різниця потенціалів, що дорівнює V . Причиною цієї різноманітності швидкостей є те, що світло може звільняти електрони не тільки з поверхні металу, але і з деякої глибини: ці останні електрони витрачають частину наданої їм швидкості раніше, ніж вони вийдуть на поверхню внаслідок випадкових зіткнень всередині металу. Максимальна швидкість електрона характеризує енергію, надану електрону при звільненні його світлом.

Але, щоб звільнити електрон зі швидкістю v з поверхні металу, не досить надати йому енергію $\frac{1}{2}mv^2$. Електрон, проходячи через поверхню металу, повинен подолати деякий опір на виході, затративши на це певну роботу. Ця робота виходу в звичайних умовах не дає змоги вільним електронам вирватися з металу. Вона різна для різних металів, завдяки чому між двома суміжними частинами різних металів встановлюється контактна різниця потенціалів.

Енергія, яку потрібно надати електрону, щоб він вирвався з максимальною швидкістю v_{\max} , визначається співвідношенням:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 + A = eV + eV_0, \quad (3)$$

де $V_0 = \frac{P}{e}$ – потенціал виходу. Ця енергія ε , яку одержує електрон, не залежить ні від інтенсивності падаючого світла, ні від природи освітлювальної речовини, ні від її температури: ця енергія визначається тільки частотою падаючого монохроматичного світла і зростає зі збільшенням частоти

$$\varepsilon = h\nu \quad (4)$$

Для виконання лабораторної роботи використаємо вакуумний фотоелемент з сур'мяно-цезієвим катодом. Він виготовлений у вигляді скляного балона (рис.24), з якого викачано повітря до тиску 10^{-6} - 10^{-7} Па. На одну половину внутрішньої поверхні балона на шар магнію або срібла нанесений тонкий шар сурми, а потім – тонкий шар цезію. Утворена при цьому сполука слугує катодом К. Такий катод має малу роботу виходу і, отже, червона межа фотоефекту для цього фотоелемента лежить у видимій частині спектра.

У центральній частині балона розміщений металевий анод А. Електричні виводи від катода й анода впаяні в нижню частину балона фотоелемента і вмонтовані в його цоколь. Фотоелемент поміщається в спеціальний кожух,

встановлений на рейтері оптичної лави. Працює фотоелемент так: світло від джерела спрямовується на фотокатод. Електрони, вирвані світлом з освітленого катода, летять на анод. Вони прискорюються електричним полем, створеним за рахунок прикладеної до фотоелемента напруги від зовнішнього джерела. Сила струму через фотоелемент залежить від світлового потоку. Для збільшення чутливості фотоелементи наповнюють газом із тиском 10^{-2} Па. Прискорені електричним полем фотоелектрони іонізують частинки інертного газу. Електрони, отримані в результаті іонізації теж прискорюються полем та іонізують молекули газу. В результаті до анода направляється збільшена кількість електронів, отже чутливість фотоелемента зростає.

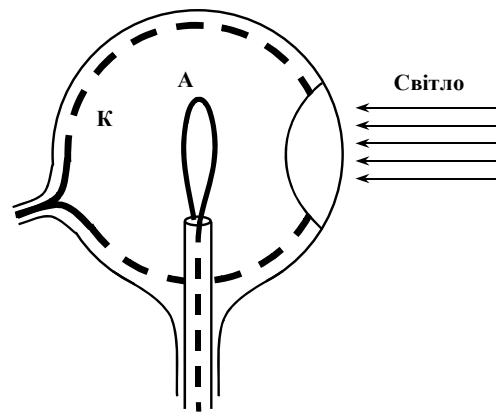


Рис. 24. Вакуумний фотоелемент

Хід роботи

Для дослідження фотоефекту складаємо установку, схему якої зображено на рис.25.

Завдання 1 Вивчення залежності сили фотоструму від освітленості фотокатода

1. Встановлюємо фотоелемент і освітлювач на однакову висоту. Світло від лампочки повинно потрапляти на фотоелемент.
2. Встановлюємо освітлювач на віддалі ~ 70 мм від фотоелемента.
3. Подаємо напругу на фотоелемент приблизно 100 В, стежачи, щоб стрілка мікроамперметра не доходила до крайньої поділки шкали. Записуємо покази мікроамперметра.
4. Збільшуючи віддаль від фотоелемента до освітлювача через кожні 0,5 см, визначаємо і записуємо величину фотоструму. Потім повторюємо виміри, наближаючи освітлювач до фотоелемента. Знаходимо середнє значення фотоструму для кожної віддалі.

5. Знімаємо залежність сили фотоструму при значеннях напруги, поданої на фотоелемент 90–80 В. Потрібну напругу встановлюємо пересуванням повзунка потенціометра.
6. Вважаючи лампочку точковим джерелом світла, можна припустити, що освітленість фотокатода змінюється обернено пропорційно квадрату віддалі лампочки від фотоелемента. Приймаючи за одиницю освітленість фотокатода E_0 при максимальному віддаленні освітлювача, легко знайти, що освітленість фотокатода при якомусь n -ому положенні лампочки дорівнює $\frac{E_0}{E_n} = \frac{R_n^2}{R_0^2}$, де R_0 – максимальна віддаль від фотоелемента до лампочки, R_n – віддаль від n -ого положення лампочки до фотоелемента. Відкладаючи по осі абсцис прямокутної системи координат величини $\frac{R_0^2}{R_n^2}$, а по осі ординат величину фотоструму I , що відповідає цим значенням $\frac{R_0^2}{R_n^2}$, одержуємо графік залежності сили фотоструму від відносної освітленості фотокатода.

Завдання 2 Зняття вольтамперної характеристики вакуумного фотоелемента

Залежність сили струму у фотоелементі від величини прикладеної до нього напруги (при незмінній освітленості фотокатода) називається *вольтамперною характеристикою фотоелемента*.

1. Розміщуємо лампочку на віддалі 70 мм від фотоелемента. Зменшуючи напругу на фотоелементі від граничного значення до нуля через кожні 10 В, записуємо покази мікроамперметра, відповідні для кожного значення напруги. Потім підвищуємо напругу, проводячи її через ці ж значення і знову записуємо покази мікроамперметра.
2. Будуємо графік залежності фотоструму від величини прикладеної до фотоелемента напруги. За значення фотоструму, які відкладаємо на графіку, беремо середнє від одержаних під час зниження і підвищення напруги.

Завдання 3 Зняття вольтамперної характеристики газонаповненого фотоелемента

Виконати всі пункти завдання 2 для газонаповненого фотоелемента.

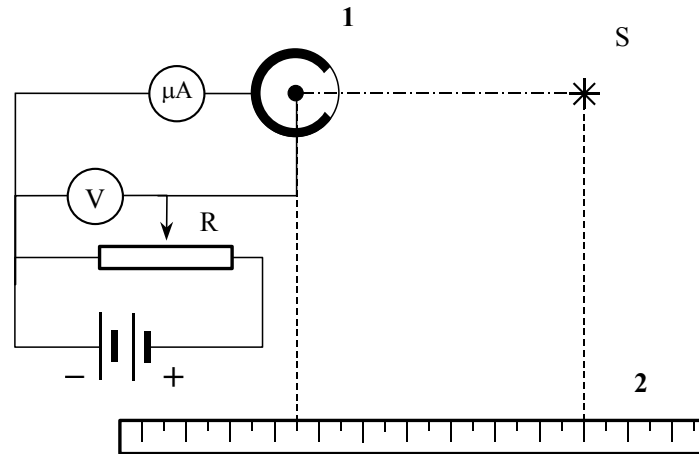


Рис. 25. Схема установки для дослідження фотоефекту

Рекомендована література

16. Ландсберг Г.С. Оптика.— Москва: Наука, 1976.- С.633-640.
17. Трофимова Т.И. Курс физики.— Москва: Высшая школа, 1990.- С.324-329.
18. Сірий Є.І. Загальний фізичний практикум. Ч.IV.Оптика.— Київ: Вища школа, 1972.- С.133-140.
19. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И.Ивероной.— Москва: Наука, 1968.- С.699-710.

Лабораторна робота №19
Визначення постійної Планка та роботи виходу фотоелектронів методом
запінного потенціалу

Завдання до роботи: вивчити основні закони фотоефекту; ознайомитись зі змістом роботи та вивчити установку для досліджень; виміряти запінний потенціал для різних частот та обчислити постійну Планка і роботу виходу фотоелектронів з катода фотоелемента.

Прилади: фотоелемент СЦВ-4, освітлювач типу СИ-18 із ртутною лампою ДРК-120 та блок живлення, батарея $U=3$ В, гальванометр М 195/2, вольтметр, реостат, монохроматор УМ-2.

Теоретичний вступ

Одним з проявів взаємодії світла з речовиною є явище фотоелектричного ефекту. Розрізняють:

зовнішній фотоефект, при якому поглинання кванта світла приводить до виходу електрона за межі опромінюваного тіла (розглядаються квантові процеси, при яких електрон взаємодіє лише з одним фотоном). Зауважимо водночас, що можливі багатофотонні процеси, ці явища потребують спеціального експерименту, використання квантових генераторів.

внутрішній фотоефект, або явище фотопровідності, при якому зростає число електронів провідності в кристалі напівпровідника в результаті індукованих світлом зона-зонних переходів. Питомий опір кристала різко спадає;

фотогальванічний фотоефект, коли на границі розділу напівпровідника і метала під дією світла виникає електрорушійна сила.

Розглядатимемо зовнішній фотоефект. Явище фотоефекту та всі його закономірності з'ясовує квантова теорія світла. Застосовуючи до явища фотоефекту в металах закон збереження енергії, Ейнштейн запропонував формулу:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (1)$$

де $h\nu$ – енергія кванта світла, що падає на фотокатод, A – робота виходу електрона, тобто мінімальна енергія зв'язку електрона в твердому тілі, $\frac{mv^2}{2}$ – енергія, розсіяна збудженим електроном при непружних зіткненнях всередині фотокатода. Якщо при русі до поверхні електрон не зазнає непружних зіткнень, або якщо збуджуються лише приповерхневий шар, то $A=0$ і фотоелектрон матиме максимальну кінетичну енергію

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (2)$$

Величина V називається *запірною різницею потенціалів*. Зауважимо, що V залежить від частоти світла, яке падає на фотоелемент. Тому, якщо виміряти залежність запірної різниці потенціалів V від частоти ν , то з графіка цієї залежності можна було б визначити постійну Планка і роботу виходу фотоелектронів. Цю залежність зображено на рис.26. Найменшу частоту світла, під дією якого відбувається фотоефект, називають “червоною межею” фотоефекту (на рис. 26. – $\nu_{ч.м.}$).

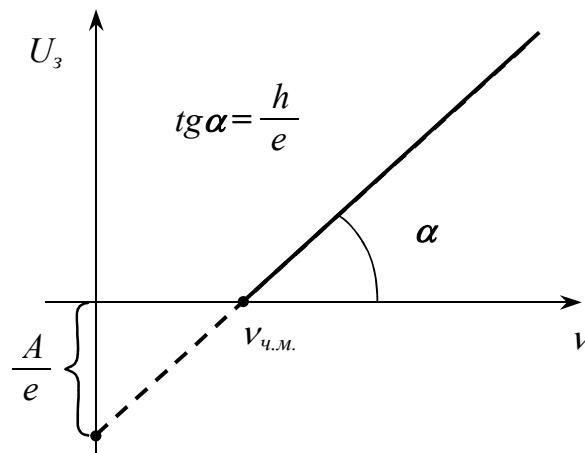


Рис. 26. Залежність запірної напруги від частоти світлової хвилі

Справді, згідно (1) маємо:

$$h\nu = A + eU$$

$$U = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}, \text{ де } \frac{h}{e} = \operatorname{tg}\alpha \quad (3)$$

Величини h та A у цій роботі визначаються методом, суть якого в тому, що між анодом і катодом фотоелемента утворюється електростатичне поле, яке гальмує рух фотоелектронів. Тобто, якщо на анод подати від’ємний потенціал, то електрони відштовхуватимуться від нього. При цьому, коли потенціал анода нижчий за потенціал катода на величину ΔV , то до нього долетять лише ті фотоелектрони, енергія яких при вильоті з катода перевищувала величину eV . Якщо $eV \geq \frac{mv^2}{2}$, то струм зовсім припиняється.

Отже, при різних значеннях запірного потенціалу матимемо різні величини фотоструму, а при певному значенні “зайчик” гальванометра не відхилиться зовсім.

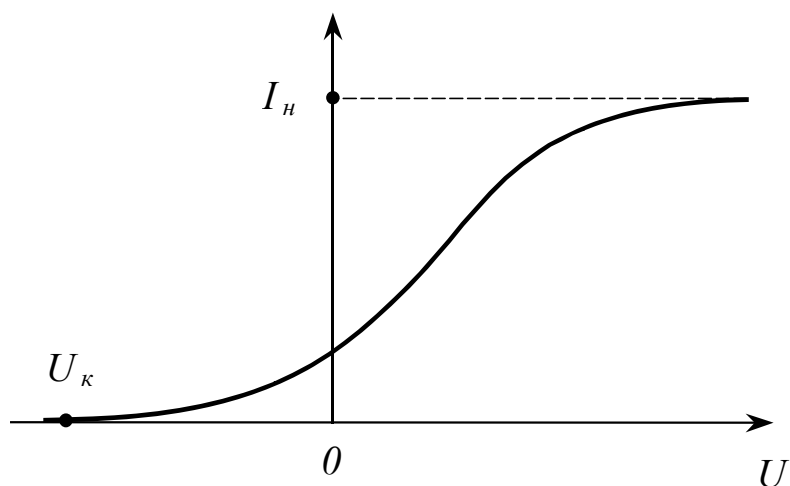


Рис. 27. Типова вольтамперна характеристика вакуумного фотоелемента

Якщо провести виміри для двох частот світла, то одержимо:

$$h\nu_1 = A + eV_1 \quad \text{і} \quad h\nu_2 = A + eV_2, \quad \text{звідси :}$$

$$h = \frac{e(V_2 - V_1)}{(\nu_2 - \nu_1)} \quad (4)$$

Перейдемо від ν до λ ($\nu = \frac{c}{\lambda}$). Тоді:

$$h = \frac{e(V_2 - V_1)\lambda_2\lambda_1}{c(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (5)$$

Експериментальна частина

Електрична схема установки зображена на рис.28, оптична – на рис.29. Як джерело світла використовується люмінесцентний освітлювач типу ОИ-18 із ртутно-кварцовою лампою ДРК-120. Світло від лампи проходить через конденсор С, ірисову діафрагму та фокусується лінзою L₁ на вхідну щілину монохроматора УМ-2. Виділене монохроматором світло певної довжини хвилі падає на фотоелемент СЦВ-4.

У лабораторній роботі використовуємо сурм'яно-цезієвий вакуумний фотоелемент типу СЦВ-4. Фотокатод виготовлений шляхом прогрівання в парах цезію шару сурми, нанесеного термічним випаровуванням (товщина шару 1,5 мкм). При цьому утворюється плівка адсорбованих атомів цезію, яка знижує роботу виходу і полегшує фотоemisію.

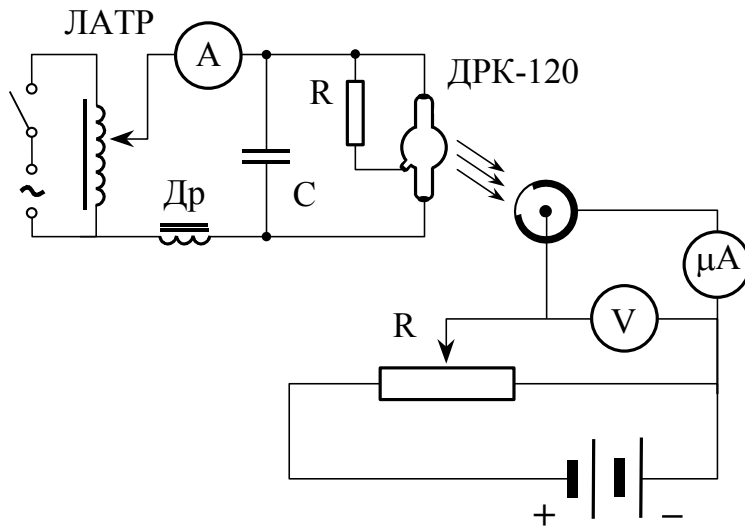


Рис. 28. Електрична схема установки

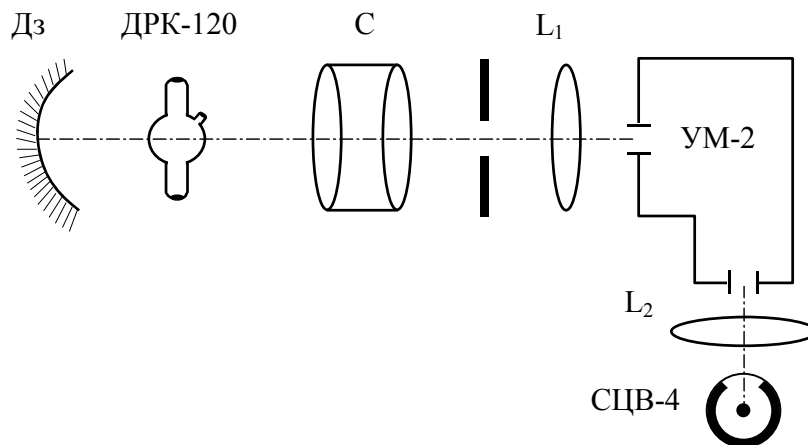


Рис.29. Оптична схема установки

Хід роботи

1. Ознайомлюємося з електричною та оптичною схемами установки.
2. Вмикаємо блок живлення і поворотом ручки автотрансформатора запалюємо ртутну лампу. Покази амперметра упродовж 5 хв. повинні відповідати 1,7 А, після чого струм зменшують до нормального робочого значення (1,0 А).
3. Відрегулюємо систему: виводимо повзунок реостата в положення 1, добиваємося максимального фотоструму, стежачи за показами гальванометра типу М-95 для однієї з ліній випромінювання ртуті (найкраще зеленої - 546 нм).

Зауваження: Вимірювання можна починати лише після повного "розгорання" лампи, тому що в процесі її "розгорання" відбувається перерозподіл інтенсивності між лініями ртутного спектра, що може викликати погану відтворюваність результатів.

- а) оскільки світло падає на катод зі сторони анода, а останній має певні розміри і "затінює" катод, то максимальний фотострум одержуємо при незначному відхиленні фотоелемента від симетричного положення;
- б) освітлювач повинен бути з повністю відкритою діафрагмою. Особливу увагу треба звернути на відрегулювання сферичного рефлектора (поворотом ручки рефлектора досягаємо найкращого освітлення фотоелемента).
4. Відкриваємо заслонку монохроматора при виведеній в початкове положення ручці. Реостатом компенсуємо фотострум. За показами вольтметра фіксуємо величину запірної напруги. Змінюючи освітленість фотоелемента регулюванням діафрагми розсіювача, проводимо вимірювання запірного потенціалу принаймі для трьох різних значень величини освітленості фотоелемента.
5. Аналогічно вимірювання проводимо для довжин хвиль 436 та 405 нм. Результати записуємо в таблицю.
6. Обчислюємо постійну Планка та роботу виходу фотоелектронів за формулами:

$$h = \frac{e(U_j - U_k)\lambda_j\lambda_k}{c(\lambda_k - \lambda_j)},$$

де індексами j та k позначені запірні напруги при відповідних λ .

Таблиця 1

| $\lambda, \text{ нм}$ | $I, \text{ А}$ | $U, \text{ В}$ |
|-----------------------|----------------|----------------|
| 546 | 1) | 1) |
| | 2) | 2) |
| | 3) | 3) |
| 436 | 1) | 1) |
| | 2) | 2) |
| | 3) | 3) |
| 405 | 1) | 1) |
| | 2) | 2) |
| | 3) | 3) |

Рекомендована література

20. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.633-640.
21. Годжаев Н.М. Оптика.– Москва: Высшая школа, 1977.- С.342-345.
22. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И.Ивероной. Москва: Наука, 1968.- С.702-705.
23. Кортнев А.В., Рублев Ю.В., Куценко А.И. Практикум по физике. Москва: Высшая школа, 1965.- С.225-230.

Лабораторна робота №20
ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ КРИСТАЛОФОСФОРІВ

Завдання до роботи: освоїти методику дослідження спектрів люмінесценції фотоелектричним методом.

Прилади: монохроматор УМ-2, лампа розжарення з вольфрамовою ниткою, ртутно-кварцова лампа ДРК-120, універсальне джерело живлення УИП-1, фотопомножувач ФЕП-39, лінзи, вудівський фільтр, набір досліджуваних зразків.

Теоретичний вступ

Під люмінесценцією (від лат. *lumen* – світло і *escentia* – суфікс, що означає слабку дію) розуміють світлове випромінювання, яке триває більше, як 10^{-10} с, тобто є значно довшим за час власного коливання електронів в атомах, молекулах або іонах ($\tau = 10^{-14} - 10^{-15}$ с) і є надлишковим над тепловим випромінюванням. На відміну від теплового випромінювання, люмінесценція не має рівноважного характеру і до неї не можна застосувати закони теплового випромінювання. При люмінесценції світло може випромінюватися і холодними тілами, тому часто люмінесценцію називають “холодним” свіченням.

Теплове або температурне свічення є рівноважним випромінюванням і описується законом Кірхгофа. При цьому розподіл енергії між тілом і випромінюванням не змінюється з часом. Якщо за одиницю часу тіло більше випромінює, ніж поглинає (або навпаки), то температура його буде понижуватися (або підвищуватися) і свічення буде послаблюватися (або підсилюватися) доти, поки не встановиться стійка рівновага. Після будь-якого порушення рівноважний стан знову відновиться. Випромінювання, зумовлене не нагріванням, а іншими процесами, не буде рівноважним.

До нерівноважних видів свічення, інтенсивність яких за даної температури може переважати теплове випромінювання, крім люмінесценції, належать також інші типи свічення: розсіяне світло, відбите світло та ін. Однак ці типи випромінювання характеризуються як вимушені світлові коливання, що тривають, поки діє примушуюче свічення, і зникають за час, співмірний з періодом вимушених світлових коливань, тобто за час $\tau \approx 10^{-14}$ с. Люмінесценції властива значно довші тривалість післясвічення. Академік С.І.Вавілов довів, що критерій тривалості є єдиним характерним критерієм, що дає змогу відрізнити люмінесценцію від усіх інших видів свічення. Люмінесценція – це надлишок над температурним випромінюванням, при умові, що це надлишкове випромінювання має тривалість, котра значно перевищує період світлових коливань ($\tau > 10^{-14}$ с).

Люмінесценція, подібно до температурного випромінювання, пов'язана з процесами, що відбуваються в атомах, молекулах або іонах (що утворюють центри люмінесценції), які під дією того чи іншого джерела енергії переходять у збуджений стан. Наступне повернення центрів люмінесценції у нормальний стан супроводжується люмінесцентним випромінюванням. Тривалість свічення зумовлена тривалістю збудженого стану, який залежить не тільки від властивостей атомів, молекул чи іонів, що випромінюють, а й від навколишнього середовища. Якщо збуджений стан метастабільний, то час перебування в ньому частинки може досягати 10^{-4} с і більше. Переважно час перебування у збудженому стані становить 10^{-8} с. Люмінесценцію, тривалість загасання якої становить 10^{-5} – 10^{-9} с, називають *флуоресценцією*. Якщо з моменту припинення збудження свічення триває довше (від 10^{-4} с до кількох днів), то таку люмінесценцію називають *фосфоресценцією*. Поділ люмінесценції на флуоресценцію і фосфоресценцію умовний.

Залежно від характеру збудження розрізняють:

- фотолюмінесценцію* – вторинне випромінювання, що виникає внаслідок збудження тіла світловими квантами;
- катодолюмінесценцію* – вторинне свічення, зумовлене потоком прискорених електронів;
- анодолюмінесценцію* – свічення, збуджене потоком позитивно заряджених іонів;
- радіолюмінесценцію* – свічення, зумовлене дією радіоактивних променів;
- рентгенолюмінесценцію* – свічення, зумовлене рентгенівськими променями;
- електролюмінесценцію* – свічення, збуджене електричними полями;
- хемілюмінесценцію* – свічення, зумовлене екзотермічними хімічними реакціями в речовині.

Дослідження спектрів фотолюмінесценції твердих тіл і рідин показали, що спектр фотолюмінесценції в цілому і його максимум зміщені в сторону більших довжин хвиль, порівняно зі спектром збуджуючого світла. Це так зване правило Стокса–Ломмеля. Якщо фотон збуджуючого світла має енергію $h\nu$, то одна частина її іде на створення кванта люмінесцентного випромінювання $h\nu_d$, а друга A – витрачається на різні неоптичні процеси – як правило, перетворюється в тепло, тобто відбувається безвипромінювальний перехід. Інакше кажучи, закон Стокса–Ломмеля можна сформулювати так: *спектр люмінесценції в цілому і його максимум завжди зміщені в порівнянні зі спектром поглинання і його максимумом в сторону більших довжин хвиль.*

$$h\nu = h\nu_d + A \quad (1)$$

Важливими характеристиками люмінесценції є:

енергетичний вихід $\eta_{ен}$ – відношення енергії люмінесцентного свічення до енергії, що поглинається цим тілом при збудженні люмінесценції:

$$\eta_{ен} = \frac{E_{л}}{E_n}; \quad (2)$$

квантовий вихід люмінесценції η_k – відношення кількості квантів люмінесцентного випромінювання до кількості квантів збуджуючого випромінювання, за рахунок якого виникає люмінесценція:

$$\eta_k = \frac{N_A}{N_n}. \quad (3)$$

Коротко розглянемо механізм виникнення люмінесценції в твердих кристалічних тілах – кристалофосфорах. Щоб кристал набув люмінесцентних властивостей, потрібно в його кристалічній ґратці утворити дефекти. Такими дефектами, як правило, є домішки інших атомів. Ці атоми називаються активаторами. Активатор з найближчим до нього оточенням називають центром люмінесценції. При введенні у кристал іонів активатора виникають енергетичні рівні в забороненій зоні, розміщеній дещо нижче дна зони провідності і вище вершини валентної зони.

Основою кристалофосфора або матрицею можуть слугувати найрізноманітніші сполуки, прозорі у видимій і ультрафіолетовій спектральних областях (200-800 нм). Наприклад, такі як сульфіди металів (ZnS, CdS, CaS), силікати (Zn_2SiO_4), фосфати ($Ca_3(PO_4)_2$, $Sr_3(PO_4)_2$, $LaPO_4$), вольфрамати ($CaWO_4$, $CdWO_4$, $PbWO_4$), алюмінати барію, магнію, окисли рідкоземельних елементів (Y_2O_3) та інші. Активаторами можуть бути іони важких металів (Ag, Cu, Bi, Tl, Sb, Mn) та рідкоземельні елементи (Eu, Ce, Gd).

Розрізняють два основних механізми виникнення люмінесценції – *внутріцентровий* і *рекомбінаційний*. Внутріцентровий механізм виявляється в тому, що процеси поглинання і випромінювання квантів світла відбуваються між енергетичними рівнями іона активатора, деформованого полем кристалічної ґратки (рис.30). В результаті взаємодії електронів домішки з коливаннями ґратки лінії поглинання і люмінесценції розмиваються в широкі смуги. Поглинаючи кванти різної величини, іон активатора переходить на різні рівні збудженого стану 2. За короткий проміжок часу (менший за середню тривалість збудженого стану) іон активатора віддає частину енергії кристалічній матриці, переходячи при цьому на нижчий рівень, що відповідає його стійкому положенню в збудженому стані. З цього рівня відбувається перехід на різні рівні основного стану 1 з випромінюванням кванта люмінесценції.

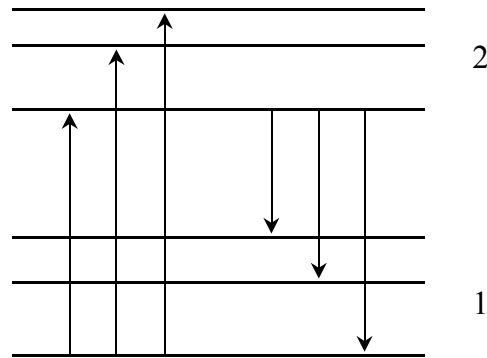


Рис. 30. Механізм внутріцентрної люмінесценції кристалофосфорів

Одну з можливих схем рекомбінаційного механізму люмінесценції зображено на рис. 31. Центрами висвічування в цьому випадку теж є іони активатора, однак механізм збудження складніший. Якщо електрону валентної зони надати енергію, що перевищує величину забороненої зони, він перейде в зону провідності (перехід 1). Мігруючи по кристалу, електрон втрачає частину своєї енергії і опускається на дно зони (перехід 2). Дірка, що виникає у валентній зоні при зона-зонному збудженні, рухаючись по кристалу, також зменшує свою енергію (перехід 2'), а потім рекомбінує з електроном основного рівня активатора a (перехід 3'). Релаксований електрон зони провідності захоплюється іонізованим активаторним центром (перехід 3), переводячи його у збуджений стан a' . Перехід електрона зі збудженого стану активатора a' в основний a (перехід 4) супроводжується люмінесценцією активаторного центра.

Можлива і рекомбінація через локальний рівень, що лежить біля дна зони провідності. В цьому випадку на деякий час електрон можуть захоплювати так звані електронні пастки, що веде до затягування часу висвічування люмінесценції (рис. 2, переходи 5 – 9).

Опис установки

Для дослідження спектрів фотолюмінесценції у цій лабораторній роботі використаємо фотометричну установку, змонтовану на базі монохроматора УМ-2 (рис.32).

Визначається інтенсивність спектра люмінесцентного свічення, що його дає кристалофосфор Kp . Фотолюмінесценція збуджується ультрафіолетовим випромінюванням в області 240-320 нм ртутного спектра лампи ДРК-120 (S), яке виділяється вудівським фільтром F і фокусується на зразок кварцовою лінзою L_1 . Люмінесценція зразка Kp лінзою L_2 спрямовується на вхідну щілину монохроматора УМ-2, де випромінювання розкладається в спектр. Інтенсивність цього свічення для кожної даної довжини хвилі прий-

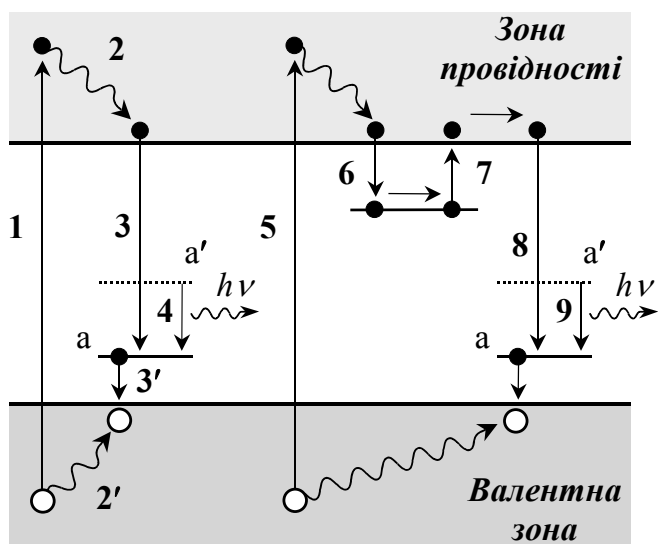


Рис. 31. Рекомбінаційний механізм люмінесценції кристалофосфорів

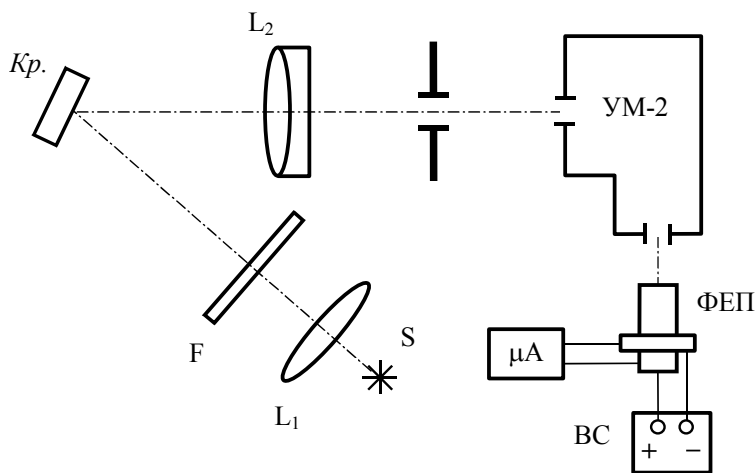


Рис.32.Схема установки для дослідження спектрів фотолюмінесценції кристалофосфорів

мається фотопомножувачем ФЕП-39, що з'єднаний з мікроамперметром, котрий реєструє фотострум пропорційно до інтенсивності світла I . Для визначення селективності установки, обумовленої селективністю ФЕП, нелінійністю дисперсії монохроматора, знімається спектр свічення температурної лампи з вольфрамовою ниткою (сіре тіло), яку ставлять на місце кристалофосфора. Внаслідок селективності установки та нелінійності розподілу енергії в спектрі температурної лампи одержуємо досить складну криву залежності $I(S_2) = f(\lambda)$.

Якщо знати точний розподіл енергії в спектрі випромінювання вольфрамової лампи і відповідний сигнал установки, то можна знайти коефіцієнт деформації спектра, тобто спектральну чутливість установки. Для цього необхідно поділити значення ординати (пропорційне значенню величини енергії) з графіка спектрального розподілу енергії вольфрамової

лампи на значення ординати в графіку відповіді ФЕП при реєстрації спектра цієї лампи на нашій спектрофотометричній установці. Дійсний розподіл енергії в спектрі фотолюмінесценції досліджуваного кристалофосфора одержуємо, якщо відповідний сигнал з ФЕП при реєстрації цього свічення помножимо на поправочний коефіцієнт для кожної довжини хвилі.

Хід роботи

Завдання 1 Реєстрація спектра люмінесценції кристалофосфорів

1. Ознайомлюємося зі схемою спектрофотометричної установки та з'ясовуємо призначення кожного з її вузлів.
2. Вмикаємо ртутно-кварцову лампу ДРК і фокусуємо її свічення лінзою L_1 через фільтр F на кристалофосфор Kp так, щоб вся поверхня зразка рівномірно світилася.
3. Спрямовуємо за допомогою лінзи L_2 свічення зразка на ковпачок вхідної щілини монохроматора, щоб максимально заповнити площу його внутрішнього кола.
4. Задаємо ширину вхідної щілини 1,0 – 2,0 мм і відкриваємо ковпачок вхідної щілини монохроматора. Подаємо на ФЕП високу напругу від джерела живлення ВС, збільшуючи її поступово в межах 500 – 900 В. При цьому барабаном монохроматора шукаємо (стежачи за стрілкою мікроамперметра) максимум спектра люмінесценції. Напругу на ФЕП і ширину вхідної щілини (в сторону її зменшення) підбираємо так, щоб на максимумі інтенсивності спектра люмінесценції стрілка мікроамперметра відхилялася на $\frac{3}{4}$ шкали.
5. Реєструємо інтенсивність I_n люмінесценції кристалофосфора в області 400-640 нм, залишаючи незмінними напругу на ФЕП і ширину щілини. Дані записуємо в таблицю 1.

Таблиця 1

| n | λ , нм | I_n | k | $I_{л0}$ | Примітки Вих.щіл.=...; Вх.щіл.=...; $U_{ФЕП}$ =... |
|-----|----------------|-------|-----|----------|----------------------------------------------------------|
| | | | | | |

n – покази барабана монохроматора, λ – довжина хвилі, I_n – покази мікроамперметра, k – поправочний коефіцієнт, $I_{л0}$ – дійсна інтенсивність люмінесценції для даної біжучої довжини хвилі.

Завершивши вимірювання, передусім знімаємо високу напругу з ФЕП і вимикаємо ртутно-кварцову лампу.

Завдання 2 Визначення селективності установки

1. На місце кристалофосфора ставимо температурну лампу і реєструємо її спектр в області 400-640 нм:

$$I_{S_2} = f(\lambda)$$

2. За даними таблиці 2 будуюмо графік розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла для дійсної температури $T=2800$ К:

$$\left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_{\lambda \max}} \right)_{\text{чтл}} = f(\lambda)$$

На цьому графіку будуюмо пряму залежності випромінювальної здатності вольфраму $r_{\lambda 1}$ для дійсної температури $T=2800$ К, використовуючи значення: $r_{\lambda 1} = 0.419$ ($\lambda_1 = 665 \text{ нм}$); $r_{\lambda 2} = 0.458$ ($\lambda_2 = 467 \text{ нм}$).

3. Визначивши з графіків $\left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_{\lambda \max}} \right)_{\text{чтл}} = f(\lambda)$ і $r_\lambda = f(\lambda)$ для кожної даної λ_i довжини хвилі, знаходимо дійсний розподіл енергії у спектрі випромінювання вольфрамової лампи:

$$\left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_{\lambda \max}} \right)_{S_2} = r_\lambda \left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_{\lambda \max}} \right)_{\text{чтл}}$$

4. Знаходимо поправочний коефіцієнт на селективність установки, поділивши значення ординати з графіка $\left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_{\lambda \max}} \right)_{S_2} = f(\lambda)$ на значення відповідної ординати при реєстрації спектра випромінювання лампи розжарення:

$$k_\lambda = \frac{\left(\frac{\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_{\lambda \max}} \right)_{S_2}}{I_{S_2}}$$

5. Знаходимо дійсний розподіл енергії в спектрі люмінесценції кристалофосфора, помноживши k_λ на інтенсивність I_λ кристалофосфора, виміряну в завданні 1 (п.5): $I_{\lambda 0} = k_\lambda \cdot I_\lambda$.
6. Аналізуємо результати:

Таблиця 2

| $\lambda \cdot T$ (нм·К) | $\left(\frac{\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda \max}}\right)_{\text{атм}} \times 10^{-3}$ | $\lambda \cdot T$ (нм·К) | $\left(\frac{\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda \max}}\right)_{\text{атм}} \times 10^{-3}$ |
|--------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1000000 | 16.82 | 1400000 | 188.70 |
| 1030000 | 22.04 | 1450000 | 225.40 |
| 1050000 | 26.09 | 1500000 | 264.70 |
| 1080000 | 33.14 | 1550000 | 305.90 |
| 1100000 | 38.52 | 1600000 | 348.60 |
| 1120000 | 44.41 | 1650000 | 392.20 |
| 1150000 | 54.36 | 1700000 | 436.30 |
| 1160000 | 57.94 | 1750000 | 480.40 |
| 1180000 | 65.62 | 1800000 | 524.10 |
| 1200000 | 73.91 | 1850000 | 566.90 |
| 1220000 | 82.78 | 1900000 | 608.60 |
| 1250000 | 97.20 | 1950000 | 648.70 |
| 1300000 | 124.30 | 2000000 | 687.10 |
| 1350000 | 154.80 | | |

Рекомендована література

24. Ландсберг Г.С. Оптика.– Москва: Наука, 1976.- С.749-769.
25. Годжаев Н.М. Оптика.– Москва: Высшая школа, 1977.- С.356-373.
26. Сірий Є.І. Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика.– Київ: Вища школа, 1972.- С.149-155.
27. Крочук А.С., Підзирайло М.С., Ханко З.А. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з молекулярної спектроскопії і люмінесценції. Ч.2. – Львів: Видавничий центр ЛНУ ім. І.Франка, 2000.

Лабораторна робота №21

Вивчення явища розсіювання світла

Завдання до роботи: експериментально перевірити основні закономірності релєївського розсіювання світла.

Прилади: приставка на базі гоніометра, освітлювач, поляризатори, світлофільтри, мікроамперметр типу М-95, фотопомножувач типу ФЭУ-62, блок живлення фотопомножувача, кювети з розсіюючими середовищами.

Теоретичні відомості

Наявність оптичних неоднорідностей середовища приводить до розсіювання світла. Якщо середовище оптично однорідне, тобто, якщо показник заломлювання не змінюється від точки до точки, то в однакових малих об'ємах світлова хвиля індукує однакові електричні моменти, зміна яких в часі і призводить до випромінювання когерентних вторинних хвиль однакової амплітуди. В такому середовищі завжди можна вибрати пару рівновеликих об'ємів V_1 і V_2 (рис.33), розміщених на хвильовому фронті AA' на віддалі l , що випромінюють в одному напрямку вторинні хвилі з протилежними

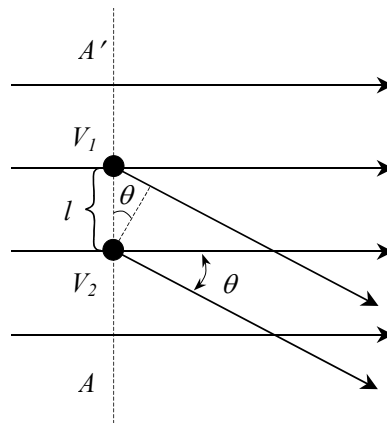


Рис. 33. Поширення світла в однорідному середовищі

фазами, так що $l = \frac{\lambda}{2} \sin \theta$, де θ - кут між напрямками падаючої і вторинної хвиль. Повне загасання вторинних хвиль наступає для довільного кута θ , окрім $\theta = 0$. Тобто, в однорідному середовищі світло поширюється тільки в одному напрямку і розсіювання не буде.

Отже, однорідність середовища і когерентність вторинних хвиль є необхідними умовами для того, щоб не з'являлося розсіяне світло. В реальних середовищах оптичні неоднорідності завжди є, значить є і розсіяне світло. Умова оптичної однорідності означає, що показник заломлювання для різних ділянок середовища має однакові значення. Тобто, при сталому

показнику заломлювання середовища по всьому об'єму відсутнє розсіювання світла. Цей висновок важливий для знаходження показника заломлювання невеликих прозорих твердих тіл невизначеної форми за допомогою імерсійних рідин, показники заломлювання яких можна легко визначити (метод Обреїмова).

Якщо оптичні неоднорідності виникли внаслідок інеродних домішок, то такі середовища називають мутними. Наприклад, завислі в газі тверді частинки (дим), краплі води в атмосфері (туман), завислі в рідині тверді частинки (суспензії) і т.п.

Розсіювання світла в мутних середовищах, де неоднорідності малі порівняно з довжиною хвилі ($0,2-0,1\lambda$), називають явищем Тиндаля (1869 р.) за іменем автора, який це явище вперше експериментально дослідив. Схематично дослід Тиндаля зображено на рис. 34.

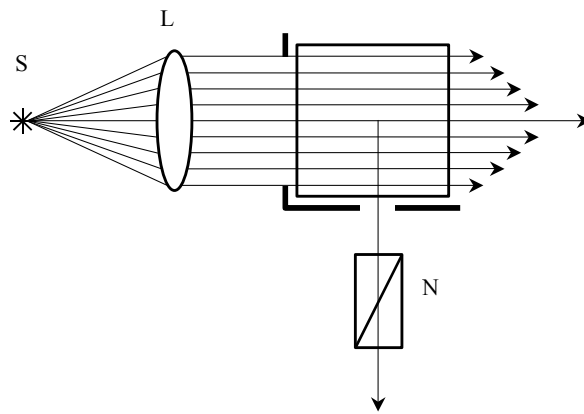


Рис. 34. Схема дослід Тиндаля для дослідження явища розсіювання світла

Пропускаючи інтенсивний пучок білого світла вздовж осі скляної труби (довжиною біля 1 м, діаметром коло 7 см), всередині якої знаходилась невелика кількість малих у порівнянні з довжиною хвилі видимого світла частинок, вчений провів спостереження розсіяного світла під різними кутами до напрямку падаючого світла. Тиндаль та його послідовники встановили такі закономірності розсіювання світла мутними середовищами:

1. Біле світло, розсіяне в боковому напрямку до первинного пучка, має синьо-голубий відтінок.
2. Світло, розсіяне під прямим кутом до первинного пучка природного світла, майже повністю лінійно поляризоване. Частково деполаризація пояснюється анізотропією молекул.
3. Індикатриса розсіювання – крива розподілу інтенсивності розсіяного світла залежно від кута розсіювання (кута між напрямом поширення первинного пучка і напрямом спостереження) – симетрична відносно напрямків первинного пучка і перпендикулярного до нього.

Якщо падаюче світло є природним (неполяризованим), то

$$I_{\varphi} = I_{\frac{\pi}{2}}(1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

Теорію розсіювання світла розробив Релей (1869 р.). Учений отримав такий вираз для інтенсивності розсіяного світла:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N_1^2 \nu_1^2}{r^2 \lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2 \cdot (1 + \cos^2 \varphi), \quad (2)$$

де r – віддаль від розсіюючої частинки до точки спостереження, N_1 – число частинок в одиниці об'єму, ν_1 – об'єм однієї частинки, φ – кут розсіяння, ε_1 і ε_0 – діелектричні проникливості частинки і середовища відповідно. Із формул Релея (2) випливають два важливі висновки:

1. Інтенсивність розсіяного світла прямо пропорційна до шостого ступеня радіуса частинки.
2. Інтенсивність розсіяного світла обернено пропорційна до четвертого ступеня довжини хвилі.

Явище розсіювання світла може відбуватись також при поширенні його через прозорі однорідні чисті середовища. Тоді воно називається *молекулярним розсіюванням* світла. Причини виникнення оптичної неоднорідності в цьому випадку обумовлені флуктуаціями густини, що виникають внаслідок теплового руху молекул в об'ємах, лінійні розміри яких менші порівняно з довжиною світлової хвилі. Зокрема, для одного часткового, але важливого випадку, відомого під назвою *критична опалесценція*, причина порушення однорідності була вказана М.Смолуховським (1908 р). При критичній температурі стискуваність середовища дуже велика $\left(\left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \rightarrow \infty \right)$. В

цих умовах у невеликих об'ємах легко можуть виникати помітні відхилення від середньої густини, оскільки велика стискуваність означає, що теплового руху досить для того, щоб виникли помітні варіації густини. Пов'язані з цим порушення оптичної однорідності і обумовлюють сильне розсіювання світла, яке називають критичною опалесценцією. Зміни оптичної однорідності в однорідних середовищах можуть виникати внаслідок флуктуацій тиску, ентропії чи температури, концентрації й анізотропії. Відповідні часові зміни оптичних неоднорідностей зумовлять зміну амплітуди і фази розсіяного світла.

Світлом, розсіяним внаслідок адіабітичних флуктуацій густини, обумовлених тепловими флуктуаціями тиску, буде світло, дифраговане на пружних теплових хвилях, де максимуми дифракції відповідають умовам Бреґга. При цьому має місце зміна спектрального складу розсіяного світла,

і, окрім основної частоти, виникають ще сателіти, так звані компоненти Мандельштама-Бріллюена.

Зіткнення фотонів з молекулами можуть бути як пружними, так і непружними. В першому випадку енергія молекули і частота фотона не змінюються, що відповідає релєївському розсіюванню, яке розглядалося вище. При непружному зіткненні енергія фотона збільшується або зменшується на величину коливального кванта $h\omega_i$. Якщо світло вступає у взаємодію з молекулою, що не перебуває в коливальному стані, то воно віддає молекулі відповідну частину енергії і перетворюється у випромінювання меншої частоти (червоний супутник):

$$h\omega' = h\omega_0 - h\omega_i \quad (3)$$

де ω_0 – частота падаючого світла, ω_i – частота коливань молекули.

Якщо ж світло падає на молекулу, що перебуває в коливальному стані, тобто має енергію $h\omega_i$, то воно може відібрати в молекули цю енергію і перетворитися у випромінювання більшої частоти (фіолетовий супутник):

$$h\omega' = h\omega_0 + h\omega_i \quad (4)$$

Таке явище називають *комбінаційним розсіюванням* світла. Методом комбінаційного розсіювання світла досліджують молекулярний склад речовин, визначають власні частоти, характер симетрії та особливості динаміки молекул.

Експериментальна частина

Установку для дослідження поляризаційних характеристик та вимірювання індикатриси розсіювання світла розсіюючими середовищами зображено на рис. 35. Лампа розжарювання S, поміщена у фокусі лінзи L, посилає паралельний пучок променів на квету Q з розсіювачем (розчин каніфолі в спирту у воді, очищений бензол). Призма Ніколя N (аналізатор) служить для виявлення поляризації світла при різних кутах спостереження. Інтенсивність розсіяного світла $I(\varphi)$, що фіксується фотопомножувачем, пропорційна до показів мікроамперметра типу М-95. Кут φ вимірюється поворотом алідади гоніометра А, на місці зорової труби якого закріплено фотопомножувач. При $\varphi = 0$ випромінювач і приймач паралельні один до одного.

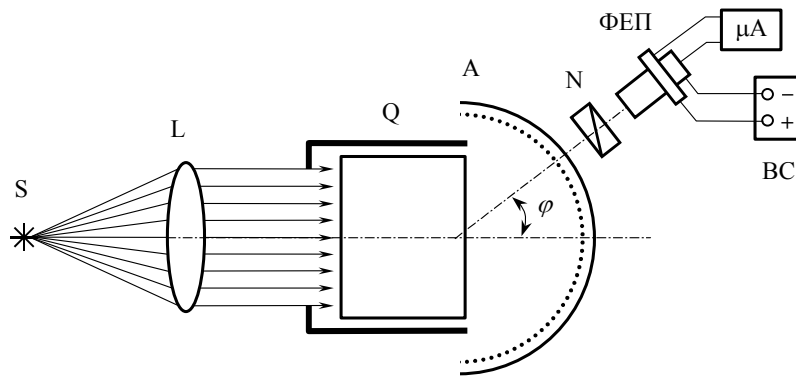


Рис. 35. Схема установки для дослідження поляризації розсіяного світла

Хід роботи

1. Вмикаємо установку в електромережу. Підбираємо відповідну напругу, що подається на фотопомножувач від стабілізатора напруги ВС так, щоб покази мікроамперметра не перевищували $\frac{3}{4}$ шкали.
2. За допомогою аналізатора встановлюємо характер поляризації розсіяного світла щодо площини спостереження.
3. Вимірюємо індикатрису розсіяння $I = I(\varphi)$, поступово змінюючи кут φ за допомогою гоніометра, коли падаюче світло природне і порівнюємо її з виразом $I = I_0(1 + \cos^2 \varphi)$.
4. Вимірюємо індикатрису розсіювання, коли падаюче світло лінійно поляризоване:
 - а) коливання електричного вектора відбуваються у площині спостереження вздовж напрямку осі спостереження (вздовж осі Y);
 - б) електричний вектор коливається в площині, перпендикулярній до площини спостереження (вздовж осі Z). Падаюче світло поширюється вздовж осі X. Порівнюємо результати вимірювань з теоретичним співвідношенням $I_\varphi = \text{const} \cdot \cos^2 \varphi$.
5. Проводимо аналогічні експерименти для молекулярного розсіювання світла, використавши в ролі розсіювача кювету з хімічно й оптично чистим бензолом.
6. Зображаємо графічно і описуємо результати проведених експериментів, робимо висновки.

Рекомендована література

28. Ландсберг Г.С. Оптика. – Москва: Наука, 1976. - С.575-606.
29. Годжаев Н.М. Оптика. – Москва: Высшая школа, 1977. - С.306-322.
30. Поль Р.В. Оптика. – Москва: Физматгиз, 1966. С.259-276.

Навчальне видання

| |
|--------------------------------------------------------------------------------|
| Колінько Микола Іванович Пашук Ігор Петрович Стефанський Ігор Васильович |
|--------------------------------------------------------------------------------|

ОПТИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

ЧАСТИНА 2

Підп. до друку 2004. Формат 60×84/16
Папір.друк.№3. Друк на різогр.
Умовн.друк.арк.5.2.
Тираж 100. Зам.

Видавничий центр Львівського національного університету імені Івана Франка
79000 Львів, вул.Дорошенка, 41