

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ**  
**Тернопільський національний технічний університет**  
**імені Івана Пулюя**  
**Кафедра фізики**

# **ОПТИКА І БУДОВА РЕЧОВИНИ**

**Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики**

**Тернопіль - 2017**

ОПТИКА І БУДОВА РЕЧОВИНИ: Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики / **Медюх М.М.**, Рокіцький О.М., Ковалюк Б.П., Стефанський В.А., Скоренький Ю.Л., укладачі.- Тернопіль: ТНТУ, 2017.- 74 с.

*Збірник містить методичні вказівки до лабораторних робіт, поставлених в рамках курсу фізики, що читається для студентів денної форми навчання у ТНТУ імені Івана Пулюя за навчальними планами підготовки бакалаврів.*

Укладачі – доцент **Михайло Медюх**,

доцент **Олександр Рокіцький**,

доцент **Богдан Ковалюк**,

с.н.с. **Володимир Стефанський**,

доцент **Юрій Скоренький**

Рецензент – професор **Леонід ДІДУХ**

## ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	4
ЛР № 61: Визначення показника заломлення скла.....	5
ЛР № 62: Визначення показників заломлення рідин за допомогою рефрактометра.....	11
ЛР № 63: Визначення світлотехнічних характеристик та світлового поля лампи розжарення.....	16
ЛР № 64: Визначення концентрації розчину цукру за допомогою поляриметра.....	20
ЛР № 65: Визначення довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона.....	23
ЛР № 66: Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки.....	27
ЛР № 67: Визначення сталої Стефана-Больцмана.....	32
ЛР № 68: Дослідження спектру випромінювання атома водню.....	37
ЛР № 69: Зняття вольт-амперних характеристик і визначення струму насичення фотоелемента із зовнішнім фотоефектом.....	41
ЛР № 70: Визначення сталої Планка за допомогою фотоелемента.....	46
ЛР № 71: Визначення спектральної чутливості напівпровідникового фотоелемента.....	50
ЛР № 72: Вивчення механізму фотопровідності та фотоелектричних властивостей фотоопору.....	53
ЛР № 73: Дослідження залежності опору напівпровідників від температури.....	58
ЛР № 74: Визначення коефіцієнта поглинання гама-променів речовиною за допомогою лічильника Гейгера-Мюллера.....	61
ТАБЛИЦІ.....	67

## ПЕРЕДМОВА

Це видання містить методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу фізики, що виконуються студентами стаціонару в лабораторії оптики та будови речовини ТНТУ імені Івана Пулюя. Включено теоретичний матеріал, виведення розрахункових формул, опис установки та порядку виконання роботи, контрольні запитання до кожної з лабораторних робіт, а також додатковий матеріал, що може бути корисним при підготовці до лабораторних робіт та їх виконанні. Кожна лабораторна робота розрахована на одне заняття. Порядок виконання робіт та форма звітності повідомляються студентам окремо. Для глибшого оволодіння теоретичним матеріалом та методикою проведення експерименту радимо крім цих методичних вказівок користуватися також рекомендованою літературою.

## РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

- Трофимова Т.И. Курс фізики.- М.: ВШ, 1985.  
Чолпан П.П. Основи фізики.- К.: ВШ, 1995.  
Загальна фізика: Лабораторний практикум / Під ред. І.Т.Горбачука.- К.: ВШ, 1992.  
Фізичний практикум / Під ред. В.П.Дуценка.- К.: ВШ, 1981.- Ч. 2.  
Савельев І.В. Курс общей фізики.- М.: Наука, 1982,- Т. 1-3.  
Сивухин Д.В. Общий курс фізики.- М.: Наука, 1977-1987.- Т. 1-5.  
Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс фізики.- М.: ВШ, 1989.  
Киттель Ч. Введение в фізику твердого тела.- М.: Наука, 1979.  
Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Фізика твердого тела.- М.: ВШ, 1971.  
Лабораторный практикум по фізице / Под ред. А.С.Ахматова.- М.: ВШ, 1980.  
Яворський Б.М. Курс фізики.- К.: ВШ, 1972,- Т. 1-3.

## Лабораторна робота № 61

### ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛА

**Мета роботи:** визначити показник заломлення скла за допомогою набору плоскопаралельних скляних пластинок.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) листок чистого паперу;
- 2) набір скляних пластинок;
- 3) міліметрова лінійка;
- 4) олівець.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

У відповідності з сучасними уявленнями, які підтверджуються дослідами, світло має двояку природу: хвильову (електромагнітні хвилі) і корпускулярну (потік фотонів). Однак для пояснення явищ, вивченням яких займається розділ оптики, що називається геометричною оптикою, і конструювання низки оптичних приладів достатньо розглядати світло, як поширення світлових променів без будь-яких припущень про їх природу.

Якщо промінь падає на межу розділення двох прозорих середовищ, то в загальному випадку він частково проходить у друге середовище (заломлюється), а частково повертається у перше (відбивається).

Закони заломлення світла можна сформулювати наступним чином:

1. Промінь падаючий АО (рис. 2.1), промінь заломлений ОС і перпендикуляр  $OO_1$ , поставлений до поверхні в точці падіння О променя, лежать в одній площині.
2. Відношення синуса кута падіння  $\alpha$  променя до синуса кута заломлення  $\beta$  для двох розглядуваних середовищ є величина стала і називається показником заломлення або коефіцієнтом заломлення другого середовища відносно першого, тобто

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \quad (2.1)$$

3. Промінь падаючий і промінь заломлений оборотні.

Кутом падіння  $\alpha$  (рис. 2.1) називають кут між падаючим променем (АО) і перпендикуляром  $OO_1$ , поставленим у точку падіння променя О.

Кутом заломлення  $\beta$  називають кут між заломленим променем ОС і перпендикуляром  $O_1O$ , поставленим у точку падіння О променя.

Оборотність падаючого і заломленого променів означає, що при зміні напрямку поширення променя на протилежний, заломлений і падаючий промені поміняються місцями.

Показник заломлення другого середовища відносно першого  $n_{21}$  називають відносним показником заломлення, а показник заломлення будь-якого середовища відносно вакууму називають абсолютним показником заломлення цього середовища.

Абсолютний показник заломлення повітря близький до одиниці (для жовтого світла за нормальних умов  $n=1,000292$ ).

Відносний показник заломлення  $n_{21}$  виражається через абсолютні показники  $n_1$  і  $n_2$  співвідношенням

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2.2)$$

тобто відносний показник заломлення  $n_{21}$  двох середовищ дорівнює відношенню їх абсолютних показників заломлення. Тоді закони заломлення світла можна записати у вигляді:

$$\boxed{n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}}, \quad (2.3)$$

або у симетричній формі

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta. \quad (2.4)$$

З формули (2.2) випливає також:

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}}, \quad (2.5)$$

Для відносного показника заломлення хвильова теорія світла дає:

$$n_{21} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}, \quad (2.6)$$

а для абсолютного:

$$n = \frac{c}{\vartheta}, \quad (2.7)$$

де  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta_2$ ,  $\vartheta$  – швидкості світла у відповідних середовищах, а  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Виходячи з формул (2.6) і (2.7) можна з'ясувати фізичний зміст показників заломлення: відносний показник заломлення показує у скільки разів швидкість світла в другому середовищі менша, ніж в першому, а абсолютний показник заломлення показує у скільки разів швидкість світла у вакуумі більша ніж в даному середовищі.

Показник заломлення залежить від виду і стану середовища: від довжини світлової хвилі  $\lambda$  і не залежить від кута падіння  $\alpha$ . Показник заломлення характеризує оптичну густину середовища. Чим більший показник заломлення, тим більша оптична густина середовища і навпаки.

Якщо світло переходить з менш оптично густого середовища у більш густе ( $n_1 < n_2$ ) наприклад, з вакууму або з повітря у воду, то кут заломлення  $\beta$  завжди менший від кута падіння  $\alpha$  (рис. 2.1). Якщо ж світло йде з більш оптично густого середовища в менш густе, то з закону оборотності світлових променів випливає, що кут заломлення буде завжди (незалежно від величини кута падіння) більшим від кута падіння  $\alpha$ .

При деякому куті падіння  $\alpha_{гр}$  заломлений промінь, йтиме вздовж межі розділення двох середовищ (рис. 2.2). При подальшому збільшенні кута падіння ( $\alpha > \alpha_{гр}$ ) світло повністю відбиватиметься від межі двох прозорих середовищ. Це явище називають повним внутрішнім відбиванням, а кут  $\alpha_{гр}$  – граничним кутом повного внутрішнього відбивання. Отже явище повного внутрішнього відбивання спостерігається при переході світла з більш оптично густого середовища в менш оптично густе і при куті падіння більшому, ніж граничний кут.

Закон заломлення світлового променя, що падає під кутом  $\alpha_{гр}$  має вигляд:

$$\frac{\sin \alpha_{гр}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (2.8)$$

Враховуючи, що  $\sin 90^\circ = 1$  і  $n_1 = 1$  (вакуум або повітря), отримаємо граничний кут

$$\sin \alpha_{гр} = \frac{1}{n_2}. \quad (2.9)$$

Повне внутрішнє відбивання використовують у так званій волоконній оптиці для передавання світла і зображення у пучках прозорих гнучких волокон – так званих світловодах. Світловід – це циліндричної форми скляне волокно, вкрите прозорою оболонкою з меншим, ніж у волокна, показником заломлення. Використовуючи багаторазове повне відбивання, світло можна посилати по будь-якому (прямому або криволінійному) шляху.

Розглянемо випадок, коли світло проходить через плоскопаралельну скляну пластинку  $AA_1BB_1$  (рис. 2.3).

Нехай промінь  $SO$  падає на пластину в точці  $O$  під кутом  $\alpha$  і заломлюється в ній під кутом  $\beta$ . Внаслідок паралельності площин  $AA_1$  і  $BB_1$  промінь, пройшовши через пластину, падатиме на площину  $BB_1$  під кутом  $\beta_1=\beta$  і, отже, вийде з неї під кутом  $\alpha_1=\alpha$ . Таким чином, при проходженні через плоскопаралельну пластину промінь світла не змінює свого напрямку, він тільки зміщується. Чим товстіша пластина, тим більшим буде це зміщення. Якщо розглядати предмет через плоскопаралельну скляну пластину, то він здаватиметься нам зсунутим відносно свого дійсного положення. Це можна використати для визначення показника заломлення скла, з якого виготовлена пластина.

На падаючому промені (рис. 2.3) відкладемо відрізок  $SO$  рівний відрізкові  $OO_2$ . З точки  $S$  опустимо перпендикуляр  $SO_1$  на нормаль (на рис. 2.3 показана пунктиром) до поверхні  $AA_1$ . Для зручності введемо позначення  $SO_1=a$ ,  $CO_2=b$ . Тоді з трикутника  $SO_1O$  матимемо, що

$$\sin \alpha = \frac{SO_1}{SO} = \frac{a}{SO},$$

а з трикутника  $OO_2C$  –

$$\sin \beta = \frac{CO_2}{OO_2} = \frac{b}{OO_2}.$$

За законом заломлення світла

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{a/SO}{b/OO_2} = \frac{a}{b},$$

або, остаточно,

$$\boxed{n = \frac{a}{b}}. \quad (2.10)$$

Формула (2.10) є розрахунковою і служить для визначення показника заломлення в цій роботі.

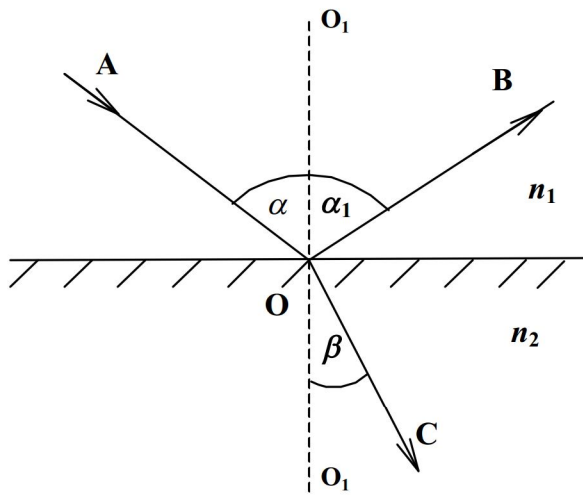


Рисунок 2.1

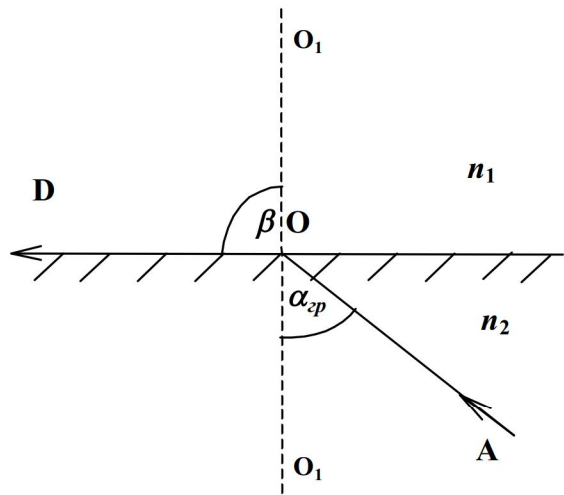


Рисунок 2.2

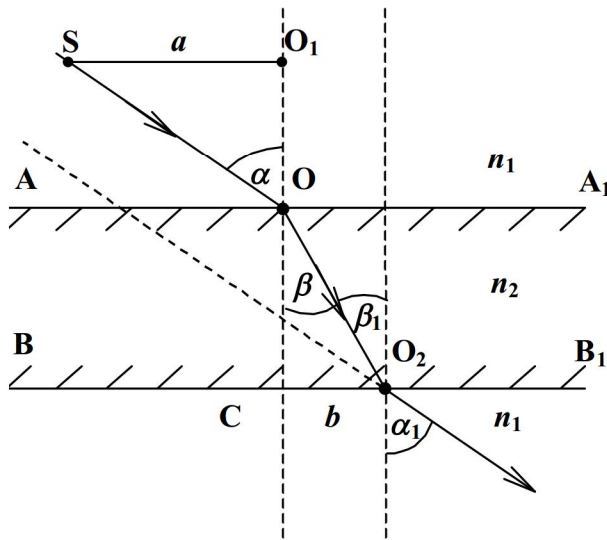


Рисунок 2.3

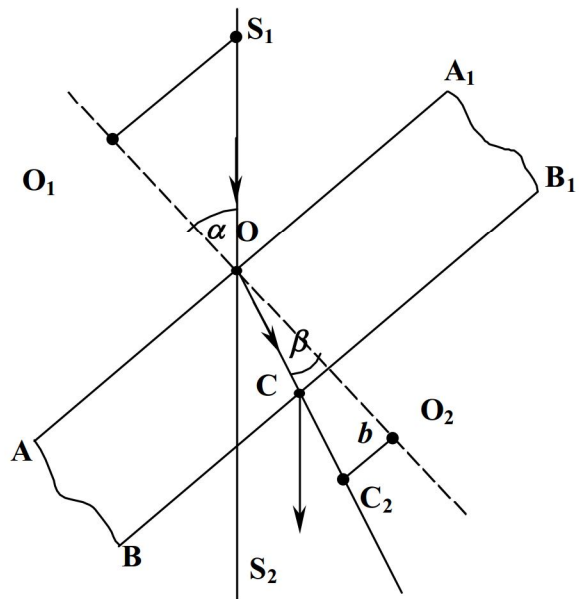


Рисунок 3.1

### 3 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 3.1 На листку чистого паперу за допомогою лінійки і олівця провести якомога довшу пряму лінію  $S_1S_2$  (рис. 3.1).
- 3.2 Поставити скляну пластину або набір пластин (видається викладачем чи лаборантом) боком на папір так, щоб вона косо перетинала лінію приблизно посередині, а кут між пластиною і лінією був якомога меншим (це дозволить зменшити відносну похибку у визначенні показника заломлення).
- 3.3 На папері провести відрізки  $AA_1$  і  $BB_1$  вздовж поверхонь пластин і помітити олівцем положення лінії, яке видно через пластину (точка  $C$ ). При цьому дивитися слід вздовж тієї частини прямої, яку видно крізь пластину, тримаючи площину рисунка на рівні очей.
- 3.4 З'єднати прямою лінією точки  $O$  і  $C$ , продовжити її поза лінію  $BB_1$ . Відрізок  $OC$  зображає заломлений промінь.
- 3.5 В точці  $O$  поставити перпендикуляр (на рис. 3.1 показаний пунктиром) до ліній  $AA_1$  і  $BB_1$ .
- 3.6 На падаючому і заломленому променях за допомогою лінійки відкласти якомога довші (для зменшення відносної похибки) рівні відрізки відповідно  $S_1O$  і  $OS_2$ . Спроекувати точки  $S_1$  і  $S_2$  на перпендикуляр (показаний пунктиром).
- 3.7 Лінійкою виміряти довжини проєктуючих відрізків  $S_1O_1$  і  $S_2O_2$ , які відповідно позначені буквами  $a$  і  $b$ . Вимірювання (кожного відрізка) провести по три рази, знайти для кожного з них середнє значення, яке підставити у розрахункову формулу (2.10) і обчислити  $n$ .
- 3.8 Віднявши від середнього значення  $a_c$  кожне з окремих значень  $a_1, a_2, a_3$  визначити абсолютні похибки  $\Delta a_1, \Delta a_2, \Delta a_3$ , з яких знайти середнє значення  $\Delta a_c$ . Якщо всі три значення  $a$  чи  $b$  будуть однаковими, то за абсолютну похибку прийняти половину ціни найменшої поділки лінійки. Так само визначити  $\Delta b_c$ .
- 3.9 За формулами

$$\varepsilon = \frac{\Delta n}{n} \cdot 100\% = \left( \frac{\Delta a_c}{a} + \frac{\Delta b_c}{b} \right) \cdot 100\% \quad \text{і} \quad \Delta n = \frac{\varepsilon \cdot n}{100\%}$$

обчислити відносну  $\varepsilon$  та абсолютну  $\Delta n$  похибки.

- 3.10 Результати вимірювань і обчислень занести в таблицю 3.1:

**Таблиця 3.1**

№ п/п	$a$ , мм	$\Delta a$ , мм	$b$ , мм	$\Delta b$ , мм	$n$	$\Delta n$	$\varepsilon$ , %
1							
2							
3							
с.з.							

- 3.11 Кінцевий результат записати у вигляді:

$$n = n_c \pm \Delta n_c; \quad \varepsilon = \dots\%$$

### 4 ДОДАТКОВІ ЗАВДАННЯ (даються викладачем)

- 4.1 Довести, що відносна похибка у визначенні показника заломлення буде мінімальною при максимальних значеннях відрізків  $S_1O$  і  $OS_2$ .

4.2 Визначити граничний кут повного внутрішнього відбивання для досліджуваного в цій роботі сорту скла.

## **5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ**

- 5.1 Яка природа світла?
- 5.2 Сформулювати закони заломлення світла.
- 5.3 Що називають відносним і абсолютним показником заломлення?
- 5.4 Який фізичний зміст показників заломлення?
- 5.5 У чому полягає явище повного внутрішнього відбивання?
- 5.6 Що таке граничний кут повного внутрішнього відбивання?
- 5.7 За якою формулою можна визначити граничний кут повного внутрішнього відбивання?
- 5.8 Для яких цілей використовують повне внутрішнє відбивання?
- 5.9 Нарисувати і пояснити хід променів у плоскопаралельній пластині.

## Лабораторна робота № 62

### ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИН ЗА ДОПОМОГОЮ РЕФРАКТОМЕТРА

**Мета роботи:** Навчитись визначати показники заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) рефрактометр Аббе;
- 2) набір рідин для дослідження;
- 3) електрична лампа;
- 4) салфетка.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Якщо середовище, на межу якого падає світло, прозоре, частина світлової хвилі за певних умов може пройти цю межу. При цьому світло, як правило, змінює швидкість та напрям свого поширення (заломлюється) (рис. 2.1, 2.2).

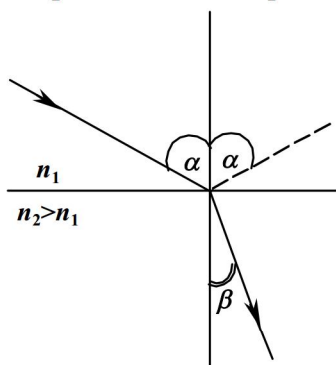


Рисунок 2.1

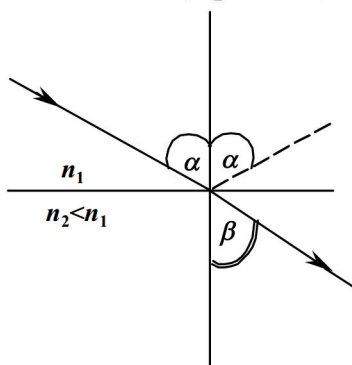


Рисунок 2.2

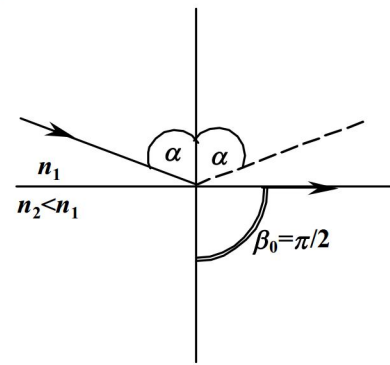


Рисунок 2.3

Закон заломлення світла, відкритий голландським математиком і астрономом В.Стелліусом (1580 – 1626) в 1626 р. був приведений до більш зручної форми французьким вченим Р.Декартом (1596-1650) в 1637 р., складається з двох частин. В першій частині міститься твердження про те, що **заломлений промінь завжди лежить в одній площині з падаючим променем і поставленим у точці падіння перпендикуляром до межі двох середовищ**. Друга частина закону заломлення встановлює математичну залежність між кутами  $\alpha$  і  $\beta$

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2. \quad (2.1)$$

Добуток показника заломлення на синус кута утвореного променем з нормаллю в точці падіння, залишається сталим при проходженні через заломлюючу поверхню, або **відношення синуса кута падіння  $\alpha$  до синуса кута заломлення  $\beta$  - величина стала для даних двох середовищ:**

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}. \quad (2.2)$$

Величину  $n_{21}$  називають **відносним показником заломлення**, або показником заломлення другого середовища відносно першого. **Абсолютним показником заломлення** даного середовища називають його показник заломлення відносно вакууму. Якщо абсолютний показник заломлення одного середовища дорівнює  $n_1$ , а другого  $n_2$ , то відносний показник заломлення першого середовища відносно другого буде:

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (2.3)$$

Аналогічно, відносний показник заломлення другого середовища відносно першого

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.4)$$

Отже,

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}}. \quad (2.5)$$

Середовище з меншим абсолютним показником заломлення називають оптично менш густим середовищем. Показник заломлення залежить від довжини хвилі світла  $n=n(\lambda)$ . Абсолютний показник твердої або рідкої речовини дуже мало відрізняється від показника заломлення тієї самої речовини відносно повітря.

Дослід показує, що в процесі переходу променів в оптично густіше середовище зі збільшенням кута падіння інтенсивність заломленого світла зменшується, а відбитого – збільшується.

Якщо світло переходить з оптичного густішого середовища в оптично менш густе, то, починаючи з деякого кута падіння  $\alpha_0$  (для будь-якого  $\alpha \geq \alpha_0$ ), світло повністю відбивається від поверхні розподілу цих двох середовищ (рис. 2.3). Кут падіння  $\alpha$ , що відповідає куту заломлення  $\beta_0=90^\circ$ , називають **граничним кутом повного відбивання**. З формули (2.2) в цьому випадку  $\sin \beta_0=1$ , отже

$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n_{12}}. \quad (2.6)$$

Наприклад, для води  $\alpha_0=48^\circ 35'$ ; для скла  $\alpha_0=41^\circ 50'$ ; для алмазу  $\alpha_0=24^\circ 40'$ . Явище повного відбивання використовують у прозорих гнучких волокнах – **світловодах**.

Показник заломлення залежить від довжини хвилі світла  $n=n(\lambda)$ . При заломленні складного, немонохроматичного світла відбувається його розклад на складові кольори в спектр. Це явище якраз і обумовлене залежністю показника заломлення речовини від частоти (довжини хвилі) світла і називається дисперсією світла.

Заломлюючи залежність середовища характеризують, як правило, значенням показника заломлення для  $\lambda=589,3$  нм (середнє значення довжини хвилі двох близьких жовтих ліній в спектрі парів натрію), позначаючи його символом  $n_D$ .

Мірою дисперсії служить середня дисперсія, що визначається як різниця  $(n_F - n_C)$ , де  $n_F$  відноситься до  $\lambda=486,1$  нм (голуба лінія в спектрі водню), а  $n_C$  – до  $\lambda=656,3$  нм (червона лінія в спектрі водню).

Заломлення речовини також характеризують величиною відносної дисперсії:

$$\frac{1}{\nu} = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1}. \quad (2.7)$$

В каталогах, як правило, фігурує величина  $\nu$ , обернена до відносної дисперсії:

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad (2.8)$$

яка називається коефіцієнтом дисперсії, або числом Аббе.

### 3 ОПИС УСТАНОВКИ

Рефрактометр - це прилад для безпосереднього вимірювання показника заломлення рідких та твердих речовини. В основі дії рефрактометра лежить явище повного внутрішнього відбивання світла при його проходженні через межу двох різних середовищ з різними показниками заломлення.

Одним з основних компонентів рефрактометра Аббе є вимірювальна камера. Головними елементами вимірювальної камери є призми 1 і 2 з великими показниками заломлення (рис. 3.1). Призма 2 з добре відполірованою гранню **AB** є вимірною, а призма 1 з матовою гранню **A<sub>1</sub>B<sub>1</sub>** – освітлювальною. Вузкий проміжок між гіпотенузними гранями призм заповнюють досліджуваною рідиною. Промені від джерела світла падають на грань **A<sub>1</sub>C<sub>1</sub>**, заломлюються, падають на матову поверхню **A<sub>1</sub>B<sub>1</sub>** і розсіюються цією поверхнею; далі вони проходять шар досліджуваної рідини і падають на поверхню **AB** призми 2.

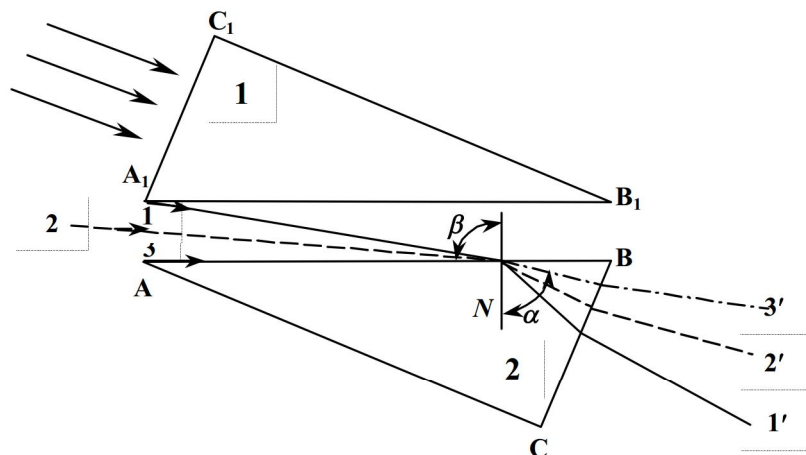


Рисунок 3.1

Так як показник заломлення рідини менший ніж показник заломлення призми 2, то промені всіх напрямків, що заломлюються на межі рідини і скла, ввійдуть у призму.

За законом заломлення  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_p}{n_n}$ , де  $\alpha$  та  $\beta$  - кути заломлення променів у призмі 1 в рідині.

Зі збільшенням кута  $\beta$  кут  $\alpha$  також збільшується і досягає максимального значення, коли  $\beta=90^\circ$ , тобто коли промінь в рідині ковзає по поверхні **AB**. Таким чином,  $\alpha_{гран.} = \frac{n_p}{n_n}$ .

Отже, промені, що виходять з призми 2 обмежені певним кутом  $\alpha=\alpha_{гран.}$ . Для променів, що попадають з рідини в призму 2 під більшими кутами, має місце явище повного внутрішнього відбивання на границі **AB**. Ці промені не проходять через

призму. Тому частина призми, що відповідає цим променям, буде затемнена. В зорову трубу, розміщену на шляху променів, які пройшли систему з двох призм, можна спостерігати розподіл поля зору на світлу і темну частину.

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.1 Відкрити камеру і на поверхню вимірювальної призми 2 піпеткою нанести дві-три краплі досліджуваної рідини. Закрити камеру.
- 4.2 Повернути освітлювач так, щоб поле зору було освітлене найкраще.
- 4.3 Навести окуляр на виразне зображення шкали. Компенсатором усунути хроматизм (позбавитись райдужного забарвлення межі поділу в полі зору).
- 4.4 Пересувати зорову трубу доти, поки хрестоподібна шкала окуляра (×) суміститься з межею поділу темно-сірої та світлої областей в полі зору. За допомогою шкали, що розміщена в лівій ділянці поля зору, визначити та записати відповідний показник заломлення досліджуваної рідини. (В якості візирної риски використовувати межу поділу між темно-сірою та світловою областю. Зверніть увагу на правильність визначення ціни поділки шкали). Для кожної рідини вимірювання провести три рази.
- 4.5 Після кожного вимірювання чисто витерти поверхню вимірювальної призми салфеткою.
- 4.6 Аналогічно визначити показник заломлення для інших рідин.
- 4.7 Результати вимірювань занести у таблицю 4.1:

Таблиця 4.1

№ п/п	Речовина	№ дослід у	Показник заломлення	$\Delta n$	$\varepsilon_n, \%$	$\alpha_{cp.}$	$\Delta \alpha$	$\varepsilon_{\alpha}, \%$
1		1						
		2						
		3						
		С/з						
2		1						
		2						
		3						
		С/з						
3		1						
		2						
		3						
		С/з						

4.8 Користуючись формулою  $\alpha_{гран.} = \arcsin \frac{1}{n}$ , знайти граничні кути.

4.9 За результатами дослідів визначити абсолютні і відносні похибки для  $\alpha_{гран.}$  та  $n$ .

4.10 Кінцеві результати записати у вигляді

$$n = (n_{cp} \pm \Delta n),$$

$$\alpha_{гран.} = (\alpha_{cp} \pm \Delta \alpha).$$

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 Абсолютний і відносний показник заломлення.
  - 5.2 Закони заломлення і відбивання світла. Повне внутрішнє відбивання світла.
  - 5.3 Хід променів в рефрактометрі.
  - 5.4 Чим зумовлені межі вимірювання рефрактометра?
  - 5.5 Чому виникає райдужне забарвлення границі поля зору в рефрактометрі при освітленні білим світлом і як його усунути?
- Чому об'єктиви і окуляри оптичних приладів складаються не з однієї, а з кількох лінз?

## Лабораторна робота № 63

### ВИЗНАЧЕННЯ СВІЛОТЕХНІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТА СВІТЛОВОГО ПОЛЯ ЛАМПИ РОЗЖАРЕННЯ

**Мета роботи:** вивчити основні фотометричні величини та одиниці; їх вимірювання; експериментально визначити силу світла та характеристики світлового поля лампи розжарення.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 1) світлонепроникна камера зі шкалою;
- 2) вакуумний фотоелемент;
- 3) досліджувана та еталонна лампочки;
- 4) мікроамперметр.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Фотометрія - розділ оптики, що займається вимірюванням світлових потоків і величин, що характеризують ці потоки.

Тіло, що випромінює світло, називають джерелом світла. Джерело світла, розмірами якого можна знехтувати у порівнянні з відстанню від місця спостереження до джерела, називається точковим. В однорідному та ізотропному середовищі хвиля, що випромінюється точковим джерелом, буде сферичною. Для характеристики точкових джерел світла застосовується поняття сили світла  $I$ , яке визначається як потік випромінювання джерела, що припадає на одиницю тілесного кута

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (2.1)$$

Тілесним кутом називають просторовий кут, обмежений конічною поверхнею, площа основи якої є частиною сферичної поверхні з радіусом  $R$ , вершина якої співпадає з точковим джерелом світла

$$\omega = \frac{S}{R^2}. \quad (2.2)$$

Один стерадіан (стереометричний радіан - тілесний кут, що спирається на частину сфери, площа поверхні якої рівна квадрату радіуса сфери. Повний (розгорнутий) тілесний кут

$$\omega_0 = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi \text{ стерадіан.}$$

В загальному випадку сила світла залежить від напрямку:  $I = I(\vartheta, \varphi)$  ( $\vartheta$  та  $\varphi$  - полярний та азимутальний кути в сферичній системі координат). Якщо  $I$  не залежить від напрямку, джерело світла називається ізотропним. Для ізотропного джерела

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad (2.3)$$

де  $\Phi$  - повний світловий потік, що випромінюється джерелом по всіх напрямках.

У випадку протяжного (тобто неточкового) джерела можна говорити про силу світла елемента його поверхні  $dS$ . Тоді під  $d\Phi$  в формулі (2.1) розуміють світловий потік, що випромінюється елементом поверхні  $dS$  в межах тілесного кута  $d\omega$ .

Сила світла  $I$  - основна світлова величина в системі величин, на яких побудована Міжнародна система одиниць (СІ). Одиниця сили світла - кандела (кд). Кандела являє собою силу світла в даному напрямку від джерела, що випромінює монохроматичне випромінювання з частотою  $540 \cdot 10^{12}$  Гц, потік світлової енергії в цьому напрямку складає 1,683 Вт на стерadian.

Вплив світла на око або який-небудь прилад полягає перш за все в передачі енергії. Кількість енергії, що проходить за одиницю часу через довільну площадку  $dS$ , яка перетинає даний тілесний кут, буде однією і тією ж незалежно від відстані, форми та кута нахилу площадки  $dS$  (в непоглинаючому та нерозсіючому середовищі).

Світловим потоком називається фізична величина, що визначається кількістю променевої енергії, яка проходить через дану поверхню за одиницю часу:

$$d\Phi = \frac{dW}{\tau}, \quad (2.4)$$

де  $d\Phi$  - світловий потік через площадку  $dS$ ;  $dW$  - кількість енергії, що пройшла через цю площадку за час  $\tau$ .

Одиниця світлового потоку - люмен (лм). Він рівний світловому потоку, що випромінюється ізотропним джерелом з силою світла в 1 кд в межах тілесного кута в 1 стерadian:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср.}$$

Освітленістю  $E$  в точці поверхні називається величина, що визначається відношенням світлового потоку  $d\Phi$ , що падає на елемент поверхні, до площі  $dS$  цього елемента:

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (2.5)$$

Освітленість, створена точковим джерелом, на відстані  $R$  від нього рівна

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \varphi, \quad (2.6)$$

де  $\varphi$  - кут між падаючим променем і перпендикуляром до поверхні в точці падіння променя.

Одиницею освітленості є люкс (лк). Він рівний освітленості поверхні площею  $1 \text{ м}^2$  при падінні на неї світлового потоку 1 лм.

Світність джерела визначається відношенням світлового потоку  $\Phi$ , що випромінюється світною поверхнею, до площі  $S$  цієї поверхні

$$R = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (2.7)$$

Одиницею світності є люмен на квадратний метр ( $\text{лм}/\text{м}^2$ ).

Яскравість джерела визначається силою світла  $I$  джерела в заданому напрямку, віднесеному до площі  $S$  поверхні джерела

$$B = \frac{I}{S \cos \varphi}, \quad (2.8)$$

де  $\varphi$  - кут між нормаллю до площадки і напрямком спостереження.

Одиницею яскравості є кандела на квадратний метр ( $\text{кд}/\text{м}^2$ ) (раніше ця одиниця яскравості називалась ніт).

Світність та яскравість джерела зв'язані між собою співвідношенням

$$R = \pi B. \quad (2.9)$$

### 3 ОПИС УСТАНОВКИ

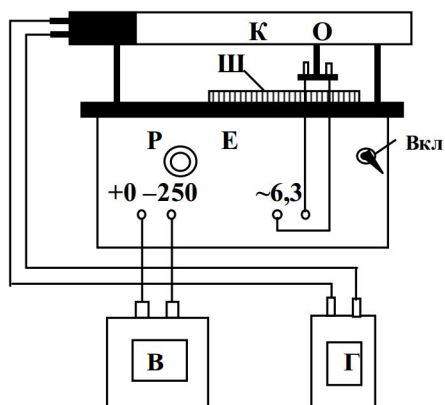


Рисунок 3.1

Лабораторна установка для визначення сили світла та характеристик світлового поля схематично зображена на рис. 3.1. Вона складається з світлонепроникної камери **К**, всередині якої міститься фотоелемент (**ФЕ**) і освітлювач **О** (малопотужна жарівка на 6,3 В). Освітлювач можна переміщувати вздовж шкали **Ш** і встановлювати на заданій відстані від фотоелемента. Фотоелемент і освітлювач під'єднані до відповідних (+0-250 і ~6,3) затискачів джерела живлення **Е**. Напругу, що подається на фотоелемент, змінюють за допомогою регулятора **Р**, фотострум вимірюють гальванометром **Г**. Джерело живлення вмикають тумблером **Вкл**.

### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.1 Перевіряють наявність в патроні світлонепроникної камери еталонного джерела світла. Пластина, на якій закріплено патрон лампочки, повинна займати вертикальне положення.
- 4.2 Перемикач на випрямлячі встановлюють у положення, що відповідає заданій еталонній напрузі і перевіряють, чи горить лампочка.
- 4.3 Закривають камеру і, змінюючи відстань  $r$  між **ФЕ** і лампою, мікроамперметром вимірюють фотострум  $i_\phi$  (не менше 7-10 разів).
- 4.4 Для взятих положень лампочки розраховують освітленість фотоелемента  $E_1$ .
- 4.5 Результати вимірів і обчислень заносять в таблицю 4.1.
- 4.6 Встановлюють **ФЕ** на заданій відстані  $r$  від лампочки, змінюють за допомогою ручки **Р** положення лампочки в світлонепроникній камері на  $15^\circ$  і вимірюють фотострум  $i_\phi$  (отримані дані заносять в таблицю 4.2).

Таблиця 4.1

$r$ , м				
$i_{\phi e}$ , мкА				
$E_e$ , лк				
$i_{\phi d}$ , мкА				
$E_d$ , лк				

Таблиця 4.2

$\phi$ , град	$0^\circ$	$15^\circ$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$75^\circ$	$90^\circ$
$i_{\phi e}$ , мкА							
$E_e$ , лк							
$i_{\phi d}$ , мкА							
$E_d$ , лк							

- 4.7 Замінюють еталонну лампочку досліджуваною (перемикач напруги на випрямлячі встановлюють у положення, яке відповідає досліджуваному джерелу світла) і проводять ті ж вимірювання і обчислення, що і для еталонної лампочки при тих же відстанях  $r$  (п.п. 3.2-3.6).
- 4.8 Будують графіки  $i_\phi = f(r)$  для обох лампочок в одній системі координат. Виходячи з того, що фотострум  $i_{\phi e}$  дорівнює  $i_{\phi d}$  у випадку коли освітленість фотоелемента

еталонною та досліджуваною лампами однакова ( $E_1=E_2$ ), для одного і того ж фотоструму знаходять відстані  $r_1$  і  $r_2$  (рис. 4.1). В свою чергу можна записати:

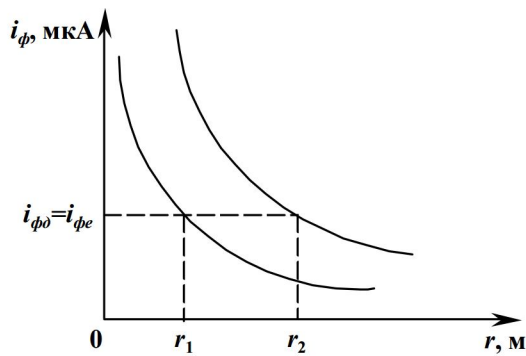


Рисунок 4.1

$$E_1 = \frac{I_0}{r_1^2} \text{ (з 1 кривої),}$$

$$E_2 = \frac{I}{r_2^2} \text{ (з 2 кривої),}$$

де  $I_0, I$  - сили світла відповідно еталонної та досліджуваної ламп. Звідси

$$\frac{I_0}{r_1^2} = \frac{I}{r_2^2},$$

або

$$I = \frac{I_0 r_2^2}{r_1^2} \text{ - закон обернених квадратів.}$$

Користуючись цим законом, обчислюють силу світла  $I$  досліджуваної лампи. Такі обчислення проводять ще для двох значень фотоструму і з трьох значень сили світла  $I$  знаходять середнє і похибки.

4.9 В системі координат  $i_{\phi}-E$  будують графіки за даними таблиці 4.1 залежності  $i_{\phi} = f(E)$  для обох ламп (в одній системі координат).

4.10 З графіків  $i_{\phi} = f(E)$  знаходять освітленість  $E$ , відповідну для кожного значення струму, одержаного при обертанні ламп (результати заносять в таблицю 4.2).

4.11 За даними таблиці 4.2 в полярних координатах будують графік залежності освітленості  $E$  фотоелемента від кута повороту лампи (для еталонної і досліджуваної в одній системі координат).

4.12 Кінцеві результати представити у вигляді:

$$I_{\phi} = (I_{cp} \pm \Delta I_{cp}) \text{ (кд)}$$

та необхідними графіками.

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 Основні світлові характеристики джерела світла і одиниці їх вимірювання.
- 5.2 Що називається яскравістю джерела світла? Світністю?
- 5.3 Принцип дії фотоелемента з запірним шаром.
- 5.4 Як збільшити силу світла не міняючи потужності джерела?
- 5.5 Закон обернених квадратів. При яких умовах він строго виконується?
- 5.6 Що є основою для використання фотоелементів в фотометричних вимірюваннях?

## Лабораторна робота № 64

### ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ ЦУКРУ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОЛЯРИМЕТРА

**Мета роботи:** вивчити явище поляризації світла та явище повертання площини поляризації в оптично активних речовинах; визначити концентрацію розчину цукру за допомогою поляриметра.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 1) поляриметр;
- 2) дві трубки з розчином цукру: одна - відомої концентрації, друга – невідомої;
- 3) джерело світла.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Поляризованим називають світло, в якому напрямки коливань світлового вектора впорядковані яким-небудь чином. В природньому світлі коливання різних напрямків швидко і безперервно змінюють одне одного. Площина, в якій коливається світловий вектор визначає площину поляризації світла.

Плоскополяризоване світло можна отримати з природнього за допомогою приладів, які називаються поляризаторами.

Якщо на поляризатор падає плоскополяризоване світло інтенсивністю  $I_0$ , то інтенсивність світла  $I$ , що вийде з нього, можна визначити на основі закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (2.1)$$

де  $\varphi$  - кут між площиною коливань падаючого світла і площиною пропускання поляризатора.

Якщо кут падіння світла на межу розділу двох діелектриків (наприклад на поверхню скляної пластинки) відмінний від нуля, то відбитий і заломлений промені частково поляризовані. Ступінь поляризації залежить від кута падіння. Коли кут падіння задовільняє умові

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{Бр}} = n, \quad (2.2)$$

де  $n$  - відносний показник заломлення другого середовища відносно першого, відбите світло буде повністю поляризоване; площина поляризації є перпендикулярною до площини падаючого та відбитого променів. Це співвідношення має, назву закону Брюстера, а кут  $\theta_{\text{Бр}}$  (кут Брюстера) кутом повної поляризації.

Деякі речовини при проходженні крізь них плоско-поляризованого світла повертають площину його поляризації; такі речовини називають оптично активними (розчин цукру, винної кислоти, кварц і т.д.).

Кут повороту площини поляризації для монохроматичного світла тим більший, чим більше число активних молекул зустрінеться на його шляху, тобто чим більша концентрація розчину і довший шлях, який проходить світло в активному розчині. Отже кут повороту площини поляризації дорівнює

$$\varphi = \theta l C, \quad (2.3)$$

де  $\theta$  - питоме повертання, тобто кут повороту площини поляризації в розчині при концентрації  $C=1$  г/см<sup>3</sup> і довжині трубки з розчином в 1 дм (для цукрового розчину  $\theta=66,5^\circ$  см<sup>3</sup>/дм·г).

Знаючи  $\varphi$ ,  $l$  і  $\theta$ , можна визначити концентрацію  $C$  розчину цукру. Невідому концентрацію можна також визначити шляхом порівняння з відомою, якщо трубки з розчинами мають однакову довжину:

$$C = C_1 \frac{\varphi}{\varphi_1}. \quad (2.4)$$

Прилади, за допомогою яких визначають кут повороту площини поляризації, називаються поляриметрами. В наш час найбільше розповсюдження дістали напівтіньові поляриметри, які забезпечують найбільш точний відлік кута повороту площини поляризації. В таких приладах аналізатор поділено на дві половини, й напрями електричного вектора в них утворюють між собою невеликий кут (рис. 2.1, а).

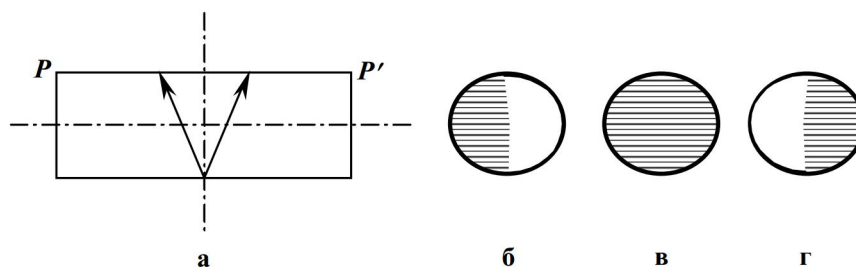


Рисунок 2.1

Якщо бісектриса цього кута буде перпендикулярною до площини коливання  $PP'$  вектора  $E$  монохроматичного світла, яке падає на аналізатор, то поле зору буде освітлене однаково (рис. 2.1, в). При незначному повороті аналізатора в той чи інший бік від вказаного положення виникає різниця в освітленості обох половин поля зору (рис. 2.1, б, г).

Поле зору, подібне до описаного, виникає і в тому випадку, коли перед поляризатором розмістити дуже тонку (0,2-0,3 мм) кварцеву пластинку, вирізану перпендикулярно оптичній осі, якщо ця пластинка закривав собою половину поля зору.

### 3 ОПИС ПРИЛАДУ

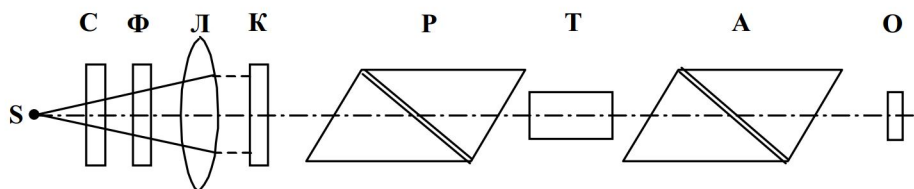


Рисунок 3.1

На рис. 3.1 показано найпростішу схему напівтіньового поляриметра. Світло від лампи крізь матове скло  $C$  потрапляє на окуляр  $O$  з вимірювальною шкалою, проходячи послідовно світлофільтр  $F$ , лінзу  $L$ , яка утворює паралельний пучок

променів, поляризатор **P** з кварцовою пластинкою **K**, трубку з цукровим розчином **T** і аналізатор **A** і поляроїд.

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.1 Ввімкнути прилад. Навести різкість на окулярі вимірної шкали і окулярі поляриметра.
- 4.2 Без трубки з розчином встановити однакову освітленість поля зору (напівтіні), та за вимірною шкалою зняти відлік  $\varphi_0$ .
- 4.3 Вставити в поляриметр трубку з розчином цукру відомої концентрації. При цьому освітленість обох половин поля зору зміниться.
- 4.4 Поворотом аналізатора знову встановити однакову освітленість поля зору. Кут повороту аналізатора й буде кутом повороту площини поляризації  $\varphi_1$ . Дослід повторити декілька разів.
- 4.5 На лімбі відлічити кути повороту (точність кутового ноніуса –  $0,1^\circ$ ).
- 4.6 Далі так само визначити кут повороту  $\varphi_2$  для розчину з невідомою концентрацією.
- 4.7 Результати вимірювань записати в таблицю 4.1:

**Таблиця 4.1**

Номер досліді	Відлік кута коли в приладі відсутня трубка з розчином $\varphi_0$	Відлік кута повороту площини поляризації, коли в приладі трубка з розчином цукру		C, %	$\Delta C$ , %	$\varepsilon$ , %	C, кг/м <sup>3</sup>	$\Delta C$ , кг/м <sup>3</sup>	$\varepsilon$ , %
		відомої концентрації $\varphi_1$	невідомої концентрації $\varphi_2$						

- 4.8 Визначити за формулою

$$C = C_1 \frac{\varphi_2 - \varphi_0}{\varphi_1 - \varphi_0}$$

невідому концентрацію розчину цукру, в процентах.

- 4.9 Визначити за формулою

$$C = \frac{\varphi_2 - \varphi_0}{\theta \cdot l}$$

невідому концентрацію розчину цукру в кг/м<sup>3</sup>

- 4.10 Обчислити відносну й абсолютну похибки. Кінцевий результат подати у вигляді

$$C = (... \pm ...) \%,$$

$$C = (... \pm ...) \text{ кг/м}^3.$$

#### 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 В чому різниця між природним і плоско-поляризованим світлом?
- 5.2 В якій площині коливається вектор **E** світла, відбитого від діелектрика під кутом Брюстера?
- 5.3 Що називають оптично активним середовищем?
- 5.4 Закони Малюса і Брюстера.
- 5.5 Що називають площиною поляризації?
- 5.6 Обертання площини поляризації, в оптично активних середовищах. Вплив магнітного поля.
- 5.7 Будова і принцип дії поляриметра.

**Лабораторна робота № 65**  
**ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ**  
**НЬЮТОНА**

**Мета роботи:** визначення довжини світлової хвилі за допомогою інтерференційної картини .

**1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:**

- 1) фотозбільшувач;
- 2) об'єктив;
- 3) пристрій Ньютона;
- 4) екран;
- 5) лист чистого білого паперу;
- 6) олівець.

**2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ**

*Інтерференцією* світла називають явище, яке виникає при накладанні світлових хвиль, в результаті чого інтенсивність результуючої світлової хвилі, залежно від різниці фаз хвиль, які накладаються, може бути більшою або меншою за суму їхніх інтенсивностей.

Тобто *інтерференція хвиль* - це явище накладання двох (або більше) когерентних хвиль, яке полягає в стійкому в часі їх підсиленні в одних точках простору і ослабленні в інших в залежності від різниці ходу чи різниці фаз цих хвиль.

Інтерференція світла спостерігається тільки для *когерентних* світлових хвиль, тобто таких, що мають однакову частоту і сталу різницю фаз. Інтерференція проявляється в нерівномірному розподілі інтенсивності рівнодійної хвилі і є результатом додавання (накладання) хвиль, а не їх взаємодії.

Необхідно мати на увазі, що:

- а) геометрична різниця ходу променів

$$\Delta t = t_2 - t_1,$$

де  $t_1, t_2$  - геометричні довжини ходу відповідно першого і другого променів;

б) оптична різниця ходу променів, які проходять в середовищі з показником заломлення  $n \neq 1$

$$\delta = \Delta t n = (t_2 - t_1) n = t_2 n - t_1 n,$$

де  $t_1 n, t_2 n$  - оптичні довжини ходу променів в середовищі;

в) при відбиванні від оптично більш густого середовища світлова хвиля (її електрична складова, вектор  $\vec{E}$ ) губить півхвилі  $\lambda/2$ . Ця втрата півхвилі рівносильна збільшенню оптичної довжини шляху на  $\lambda/2$  і враховується при обчисленні  $\delta$ ;

г) умови екстремумів для відбитого світла мають такий вигляд:

$$\delta = \pm m \lambda = 2m \lambda / 2 \text{ (умова } \mathit{max})$$

$$\delta = \pm (m + 1/2) \lambda = \pm (2m + 1) \lambda / 2 \text{ (умова } \mathit{min}),$$

де  $\delta$  - оптична різниця ходу інтерферуючих пучків;  $m=0,1,2,\dots$  - порядок інтерференційного *max* і *min*;  $\lambda$  - довжина світлової хвилі. Для прохідного світла ці умови є оберненими.

Інтерференція світла в природі спостерігається на поверхні тонких плівок: мильних, масляних або нафтових на поверхні води.

Кільця Ньютона є прикладом інтерференційної картини у тонких прозорих плівках і мають вигляд інтерференційних смуг однакової товщини. Вони спостерігаються тоді, коли сферична поверхня опуклої лінзи великого радіуса кривини стикається з поверхнею прозорої плоскопаралельної пластинки. При цьому між лінзою та пластинкою утворюється повітряний проміжок - плівка змінної товщини (рис. 2.1). Спостерігати кільця Ньютона можна як у відбитому, так і в прохідному світлі.

В центрі інтерференційної картини кільцець Ньютона при спостереженні у відбитому світлі видно темну пляму. Це зумовлено тим, що у даному випадку геометрична різниця ходу рівна нулеві, але відбувається втрата  $\lambda/2$  при відбиванні від площини. Отже, в точці контакту пластинки з лінзою різниця ходу  $\delta = \lambda/2$ .

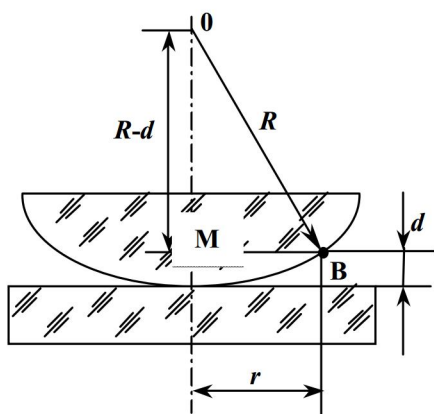


Рисунок 2.1

При освітленні монохроматичним світлом інтерференційна картина представляє собою систему одноколірних темних і світлих концентричних кільць з центром в точці контакту. Картина, що виникає в прохідному світлі, завжди є оберненою до спостережуваної у відбитому світлі, тобто якщо у відбитому світлі утворюється світле кільце, то у прохідному світлі має місце мінімум (темне кільце), і навпаки.

Різниця ходу променів при умові *max* для першого випадку:

$$\delta = 2d + \lambda / 2,$$

в другому випадку:

$$\delta = 2d + 2\lambda / 2. \quad (2.1)$$

В даній роботі кільця Ньютона спостерігаються в прохідному світлі. Розглянемо трикутник **OBM** (рис. 2.1). **OB=R** - радіус кривини лінзи. **MB=r** - радіус кільця Ньютона:

$$OB^2 = BM^2 + MO^2,$$

або

$$R^2 = r^2 + (R - d)^2,$$

$$R^2 = r^2 + R^2 - 2dR + d^2.$$

Оскільки  $d \ll R$ , величиною  $d^2$  можна знехтувати. Тоді

$$2dR = r^2,$$

звідки

$$d = r^2 / 2R.$$

Тепер значення  $d$  підставимо у формулу (2.1) і отримаємо

$$\delta = r^2 / R + 2\lambda / 2.$$

В нашому випадку для максимуму інтенсивності світла певної довжини хвилі маємо

$$\delta = (2m + 1) / \lambda / 2,$$

або

$$r^2 / R + 2\lambda / 2 = (2m + 1)\lambda / 2.$$

Звідси

$$r^2 / R = m\lambda - \lambda / 2. \quad (2.2)$$

Оскільки практично не вдається досягти щільного прилягання пластинки до лінзи, то більш точний результат буде при визначенні  $R$  (або  $\lambda$ ) за різницею радіусів двох довільних кілець  $r_i$  та  $r_k$  одної довжини хвилі. Тоді формула (2.2) для  $i$ -го та  $k$ -го кільця відповідно має вигляд:

$$r_i^2 / R = (i - 1/2)\lambda, \quad (2.3)$$

$$r_k^2 / R = (k - 1/2)\lambda. \quad (2.4)$$

Віднявши від рівняння (2.3) рівняння (2.4) отримаємо

$$r_i^2 - r_k^2 = (i - k)\lambda R,$$

звідки

$$\lambda = \frac{(r_i - r_k)(r_i + r_k)}{(i - k)R}. \quad (2.5)$$

### 3 ОПИС УСТАНОВКИ

Установка для виконання даної лабораторної роботи змонтована на базі фотозбільшувача. Оптична схема установки приведена на рис. 3.1. Джерелом світла  $S$  є лампа розжарювання, світло від якої проходить через конденсор  $K$  і попадає на пристрій  $A$  для отримання кілець Ньютона. Конденсор використовується для формування пучка майже паралельних променів та рівномірного освітлення. Пристрій  $A$  для отримання кілець Ньютона представляє собою приведені в контакт лінзу з великим радіусом кривини та плоскопаралельну скляну пластинку, що містяться в спеціальній оправі з регулюючими прижимними гвинтами. Об'єктив  $O$  проектує отримані за допомогою пристрою  $A$  кільця Ньютона на екран  $E$ . Відстань між пристроєм Ньютона та об'єктивом позначено через  $a$ , а відстань між об'єктивом та екраном через  $b$ .

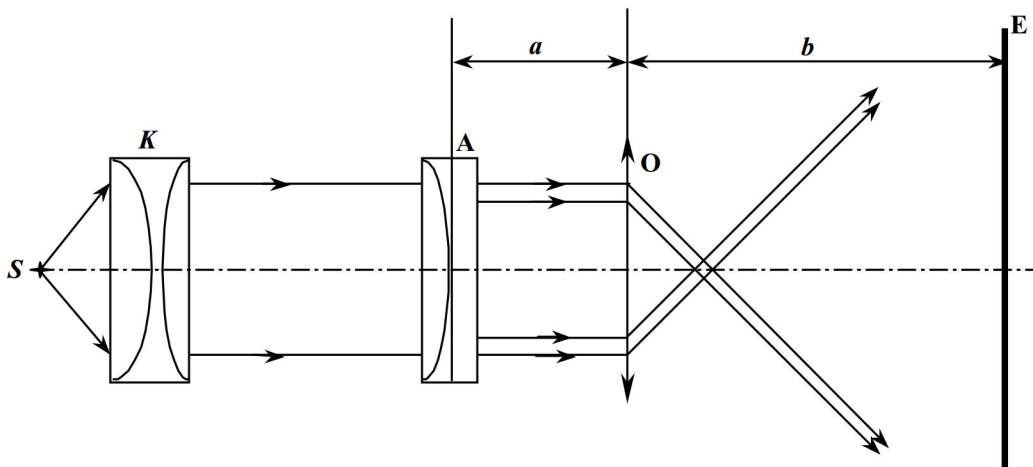


Рисунок 3.1

### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

4.1 Ввімкнути установку. Добитися на екрані чіткого зображення кілець Ньютона. Помістити на це місце екрану папір і на папері помітити кільця певного кольору

(наприклад червоного, не менше п'яти).

4.2 Виміряти радіуси помічених кілець, причому це радіуси спостережуваних, а не дійсних кілець.

4.3 За формулою

$$r' = \frac{a}{b} r_n$$

визначаємо дійсні радіуси кілець, де  $r'$  - радіус дійсного кільця Ньютона,  $r_n$  - радіус виміряного на екрані кільця,  $a$  - відстань від кілець Ньютона до об'єктива,  $b$  - відстань від об'єктива до екрана.

4.4 Знайшовши радіус кількох дійсних кілець (не менше чотирьох-п'яти), беручи попарно  $r$ , знаходять не менше 3-х значень  $\lambda$ , за формулою (2.5).

**Увага!** Для меншої похибки, потрібно брати попарно  $r$ , що за значенням максимально різняться одне від одного, наприклад,  $r_1$  і  $r_5$ ;  $r_2$  і  $r_5$ ;  $r_1$  і  $r_4$ .

4.5 Результати вимірів та обчислень занести в таблиці 4.1 і 4.2:

**Таблиця 4.1**

№ п/п	1	2	3	4	5
$r_n$ , мм					
$r'_n$ , мм					

**Таблиця 4.2**

$i$	$k$	$r_1$ , мм	$r_k$ , мм	$\lambda$ , нм	$\Delta\lambda$ , нм	$\varepsilon$ , %
<b>середні значення</b>						

4.6 За результатами вимірювань знайти абсолютну та відносну похибки.

4.7 Кінцевий результат записати у вигляді

$$\lambda = (\lambda_{сер} \pm \Delta\lambda_{сер}) \text{ нм.}$$

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

5.1 Суть явища інтерференції.

5.2 Яка умова інтерференції світлових променів?

5.3 Кільця Ньютона є інтерференційними лініями рівної товщини?

5.4 Вивести формулу оптичної різниці ходу при інтерференції в тонкій плівці.

5.5 Чи зміняться радіуси кілець, якщо замість повітря між пластинкою і лінзою буде середовище з іншим показником заломлення?

5.6 Який має вигляд інтерференційна картина кілець Ньютона, якщо на лінзу падає монохроматичне світло? Складне світло?

## Лабораторна робота № 66

### ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

**Мета роботи:** вивчити явище дифракції світла на дифракційній ґратці і визначити довжину світлової хвилі.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІЯЛИ:

- 1) оптична лава з міліметровою шкалою;
- 2) лазер;
- 3) дифракційна ґратка;
- 4) екран з міліметровою шкалою;
- 5) підставки для лазера, ґратки та екрану.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС УСТАНОВКИ

Дифракція – це явище огинання хвилями перешкод і заходження їх в область геометричної тіні. Дифракція властива хвилям будь-якої природи (звуковим, електромагнітним тощо) і спостерігається тим виразніше, чим ближчі розміри перешкод до довжини хвилі (іншими словами, для виразного спостереження дифракції розміри перешкод  $a$  повинні бути співмірними з довжиною хвилі  $\lambda$  (тобто  $a \sim \lambda$ )). Через те, що довжини світлових хвиль лежать орієнтовно в межах  $0,40 \div 0,75$  мкм, для спостереження дифракції світла перешкоди повинні мати близькі до цих значень розміри.

Пояснити дифракцію можна на основі принципу Гюйгенса-Френеля: кожна точка фронту хвилі є джерелом вторинних хвиль, а результуюче коливання є наслідком інтерференції вторинних хвиль. Для того, щоб визначити коливання в точці, яка лежить перед хвильовим фронтом на деякій відстані, треба визначити коливання, що приходять в цю точку від усіх елементів хвильового фронту й додати їх, враховуючи амплітуди і фази.

Дифракція та інтерференція мають єдину фізичну природу. Обидва явища полягають в перерозподілі світлового потоку в результаті суперпозиції хвиль. Якщо світлові хвилі збуджуються скінченим числом дискретних (перервних) когерентних джерел, то явище називається інтерференцією, якщо ж світлові хвилі збуджуються когерентними джерелами, розміщеними неперервно, то спостерігається дифракція.

Спостереження дифракції здійснюється звичайно за такою схемою. На шляху світлової хвилі, що поширюється від деякого джерела, розміщують непрозору перешкоду, яка закриває частину хвильової поверхні світлової хвилі. За перешкодою розміщують екран, на якому виникає дифракційна картина у вигляді світлих і темних смуг, плям або кілець, що чергуються. Вигляд дифракційної картини залежить від форми перешкоди.

Розрізняють два види дифракції світла: дифракцію Фраунгофера і дифракцію Френеля. Дифракція Фраунгофера (дифракція плоских хвиль) спостерігається в паралельних променях, а дифракція Френеля (дифракція сферичних хвиль) – у розбіжних променях.

Найзручніше в лабораторних умовах спостерігати дифракцію світла за допомогою дифракційної ґратки, що представляє собою систему багатьох паралельних щілин.

Дифракційні ґратки бувають прозорі і відбивальні. Прозора дифракційна ґратка – це сукупність великої кількості однаково віддалених одна від одної прозорих щілин, розділених непрозорими проміжками однакової ширини. Прозорі дифракційні ґратки виготовляють зі скляних або кварцевих пластинок, на поверхню яких за допомогою спеціальної машини алмазним різцем наносять ряд паралельних рисок. Місця, в яких проведено риси, розсіюють світло і є практично непрозорими. Непошкоджені місця є дуже вузькими дифракційними щілинами.

Відбивальні ґратки наносяться алмазним різцем на поверхню металевго дзеркала. Світло падає на відбивальну ґратку похило. При цьому ґратка з періодом  $d$  діє так, як при нормальному падінні світла діяла б прозора ґратка з періодом  $d \cos \varphi$ , де  $\varphi$  - кут падіння. Це дозволяє спостерігати спектр при відбиванні світла, наприклад, від ґрампластинки, що має всього декілька рисок (штрихів, рівців) на 1 мм, якщо розмістити її так, щоб кут падіння був близький до  $90^\circ$ . Роуланд винайшов вгнуту відбивальну ґратку, яка сама (без лінзи) фокусує дифракційні спектри.

Кращі дифракційні ґратки мають до 1700 рисок на 1 мм. Стала таких ґраток  $d=0,6$  мкм ( $n=1/d$ , де  $n$  – число рисок на одиниці довжини). Загальне число рисок у таких ґраток досягає 300 тисяч (довжина біля 200 мм). Дешеві копії ґраток – репліки – отримують шляхом виготовлення відбитків на желатині або на пластмасі. Дифракційні ґратки з невеликим числом рисок виготовляють фотографічним способом.

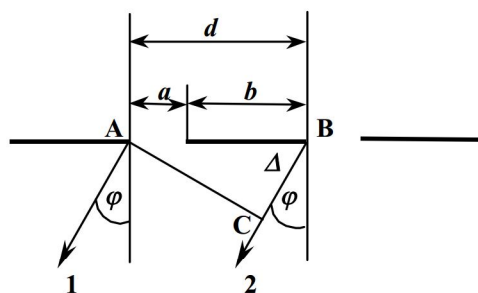


Рисунок 2.1

Виведемо умову спостереження в ґратці дифракційного максимуму. Нехай монохроматичне світло з довжиною хвилі  $\lambda$  падає на ґратку нормально (дифракція Фраунгофера) до її поверхні (рис. 2.1). В результаті дифракції (огинання непрозорих перешкод) світлові хвилі після проходження через ґратку поширюються в різних напрямках. Розглянемо промені 1 і 2, які складають кут  $\varphi$  з нормаллю до ґратки. З трикутника ABC видно, що різниця ходу цих променів  $\Delta = BC = (a+b) \sin \varphi = d \sin \varphi$ , де  $(a+b) = d$  – період або стала ґратки. Якщо різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль, тобто  $\Delta = k\lambda$ , де  $k=0,1,2,\dots$ , то під кутом  $\varphi$  спостерігається дифракційний максимум.

Остаточно умова спостереження дифракційного максимуму при дифракції світла на ґратці або формула дифракційної ґратки матиме вигляд ( $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ )

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (2.1)$$

де  $k=0,1,2,\dots$  ( $k$  – називають порядком або номером дифракційного максимуму).

При  $k=0$   $\sin \varphi=0$  і на екрані спостерігається нульовий дифракційний максимум. При  $k=\pm 1, \pm 2, \dots$  по обидві сторони від нього виникають симетрично розміщені максимуми вищих порядків. Отже, дифракційна картина має вигляд сукупності максимумів у вигляді вузьких світлих плям, які розміщені симетрично відносно нульового максимуму, розділених широкими темними проміжками.

Найбільший порядок дифракційного максимуму  $k_{max}$  отримаємо при умові, що кут спостереження  $\varphi=\pi/2$ , а  $\sin \varphi=1$ . Тоді з формули (2.1)

$$k_{max} = \frac{d}{\lambda}. \quad (2.2)$$

Очевидно, що  $k_{max}$  повинно бути цілим числом. Тому дробову частину  $k_{max}$ , якщо вона отримується при обчисленнях, слід відкинути. З формули (2.2) видно, що число спостережуваних максимумів тим більше, чим більша стала  $d$  ґратки і менша довжина  $\lambda$  світлової хвилі. Інтенсивність максимумів із зростанням їх порядкових номерів  $k$  зменшується. Загальне ж число  $K$  максимумів дифракційної картини з урахуванням симетрії і серединного (нульового) максимуму визначається за формулою

$$K = 2k_{max} + 1. \quad (2.3)$$

Через те що, як видно з формули (2.1), при сталих  $d$  і  $k$  кут  $\varphi$ , під яким спостерігається максимум, є функцією довжини хвилі  $\lambda$ , то при освітленні дифракційної ґратки білим світлом смуги на екрані, крім нульової, матимуть вигляд спектрів. Завдяки цьому дифракційну ґратку, як диспергуючу систему, можна використати у спектральному приладі замість призми. Вона забезпечує більшу роздільність (роздільність, взагалі, – це величина, що характеризує здатність фізичних приладів розрізняти дуже близькі у просторі й часі або за фізичними властивостями об'єкти чи процеси; для оптичних приладів – це числова характеристика, яка визначає їх здатність розрізняти дві близькі точки або спектральні лінії; для дифракційної ґратки роздільність  $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN$ , де  $\lambda$  - довжина світлової хвилі,  $\delta\lambda$  - різниця довжин хвиль двох близьких спектральних ліній, які розділяються,  $k$  – номер дифракційного максимуму,  $N$  – кількість всіх щілин (штрихів) дифракційної ґратки) та світлосилу (світлосила – це величина, що характеризує освітленість зображення, утвореного оптичною системою) порівняно з призмовими спектрометрами тих же розмірів.

Дифракційний спектр, на відміну від дисперсійного (обумовленого залежністю показника заломлення світла від його довжини хвилі), має обернений порядок чергування кольорів, тобто в дифракційному спектрі під меншим кутом спостерігається максимум світла з меншою довжиною хвилі і навпаки.

Найбільшого поширення дифракційна ґратка дістала для визначення довжин світлових хвиль.

Розглянемо будову установки, яка використовується в цій роботі і введемо розрахункову формулу.

Зовнішній вигляд установки для визначення довжини хвилі зображений на рис. 2.2. Вздовж оптичної лави **ОЛ** можуть пересуватися підставки **П<sub>1</sub>**, **П<sub>2</sub>** і **П<sub>3</sub>**, на яких закріплено відповідно джерело світла – лазер **Л**, дифракційна ґратка **ДГ** і екран **Е**. Оптична лава **ОЛ** має лінійку зі шкалою **Ш**, яка дозволяє визначити відстані між дифракційною ґраткою **ДГ** і екраном **Е**, який теж має шкалу, за допомогою якої визначають відстані між дифракційними максимумами.

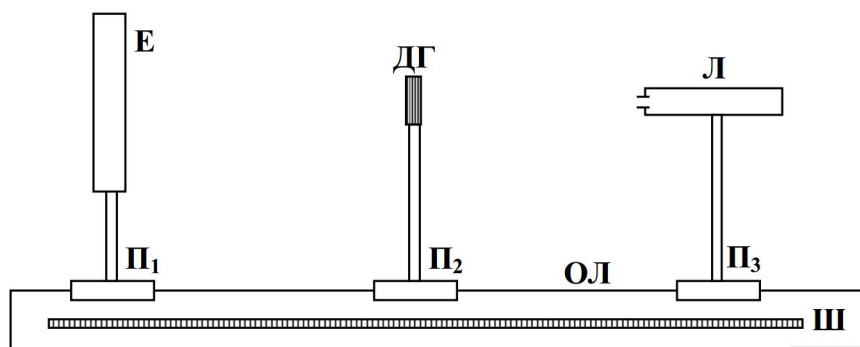


Рисунок 2.2

Пучок монохроматичного світла від лазера Л (рис. 2.2) падає на дифракційну ґратку ДГ, дифрагує і дає дифракційну картину на екрані Е.

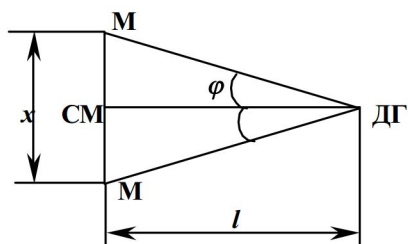


Рисунок 2.3

На рис. 2.3 зображені промені, які після дифракції на ґратці ДГ дають на екрані Е симетрично розміщені максимуми ММ. Очевидно, що

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{2l},$$

де  $x$  – відстань між розміщеними симетрично відносно серединного (нульового) максимуму СМ максимумами ММ,  $l$  – відстань між дифракційною ґраткою ДГ і екраном Е. Через те, що кут  $\varphi$  малий, то  $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$ , тобто з

достатнім ступенем точності

$$\sin \varphi = \frac{x}{2l}.$$

Якщо на оправі ґратки вказане число  $n$  штрихів, що припадає на одиницю її довжини, то стала ґратки

$$d = \frac{1}{n}.$$

Підставивши два останні співвідношення в формулу дифракційної ґратки (2.1), отримаємо розрахункову формулу

$$\lambda = \frac{x}{2kln}, \quad (2.4)$$

де  $\lambda$  – довжина світлової хвилі,  $x$  – відстань на екрані між максимумами однакового порядку,  $k$  – порядок дифракційного максимуму,  $l$  – відстань між ґраткою та екраном,  $n$  – число штрихів, що припадає на одиницю довжини ґратки (на оправі ґратки вказане число штрихів на 1 мм).

### 3 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути лазер і спрямувати пучок світла від нього на дифракційну ґратку з вказаним викладачем числом штрихів  $n$  на 1 мм.
2. Добитися, щоб дифракційна картина була розташована симетрично відносно середини екрану при заданій викладачем відстані  $l$  між екраном і ґраткою.
3. Виміряти по міліметровій шкалі на екрані відстань  $x$  між максимумами заданого викладачем  $k$ -го порядку ліворуч і праворуч від серединного (нульового) максимуму.
4. Вимірювання  $x$  для заданих  $n$ ,  $k$  і  $l$  повторити 3 рази й обчислити його середнє значення.
5. За розрахунковою формулою (2.4) обчислити довжину  $\lambda$  світлової хвилі.
6. Абсолютні похибки виміряних величин обчислити за їх середніми значеннями. Якщо всі три значення відповідних величин однакові, то за абсолютну похибку прийняти половину ціни найменшої поділки шкали.
7. Відносну похибку  $\varepsilon$  у визначенні довжини хвилі обчислити за формулою

$$\varepsilon = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot 100\% = \left( \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta l}{l} \right) \cdot 100\%. \text{ Похибки } k \text{ і } n \text{ приймають рівними нулевi.}$$

8. Отримані при вимірюваннях значення  $x$  і  $l$  разом із значеннями  $k$  і  $n$ , а також результати обчислень шуканої довжини хвилі  $\lambda$  і похибок  $\varepsilon$  і  $\Delta\lambda$  занести в таблицю 3.1:

**Таблиця 3.1**

№ досліджу	$n$ , $10^3 \text{ м}^{-1}$	$k$ -	$l$ , $10^{-3}$ , м	$\Delta l$ , $10^{-3}$ , м	$x$ , $10^{-3}$ м	$\Delta x$ , $10^{-3}$ , м	$\lambda$ , $10^{-9}$ м	$\Delta\lambda$ , $10^{-9}$ , м	$\varepsilon$ , %
1									
2									
3									
с.з.									

9. Кінцевий результат записати під таблицею у вигляді:

$$\lambda = (\lambda_c \pm \Delta\lambda_c) \text{ м}; \varepsilon = \dots\%$$

#### 4 ДОДАТКОВІ ЗАВДАННЯ (даються викладачем)

1. Визначити відстань  $l$  і порядок максимуму  $k$ , при яких для даної установки відносна похибка  $\varepsilon$  у визначенні  $\lambda$  буде мінімальною.
2. Визначити найбільший порядок максимуму і загальну кількість максимумів, які можна спостерігати за допомогою даної дифракційної ґратки.

#### 5 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке дифракція? Яка умова виразного спостереження дифракції?
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса-Френеля. Що спільне і яка різниця між дифракцією та інтерференцією?
3. Як здійснюється спостереження дифракції? Який вигляд має дифракційна картина?
4. Які є види дифракції світла? Що таке дифракція Фраунгофера і дифракція Френеля?
5. Що таке дифракційна ґратка? Які бувають ґратки?
6. Записати і пояснити умову спостереження максимуму в дифракційній ґратці.
7. Як визначити найбільший порядок і загальне число дифракційних максимумів?
8. Довести, що при дифракції білого світла дифракційні максимуми матимуть вигляд спектрів.
9. Яка перевага застосування в спектральних приладах дифракційної ґратки замість скляної призми? Що таке роздільність і світлосила?
10. Як різняться дифракційний і дисперсійний спектри? Яке застосування дифракційної ґратки?
11. Яка будова установки для визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки?
12. Вивести розрахункову формулу для довжини хвилі.

## Лабораторна робота № 67

### ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

**МЕТА РОБОТИ:** визначення сталої Стефана-Больцмана за допомогою пірометра.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 1) трансформатор знижувальний;
- 2) пірометр;
- 3) вольтметр;
- 4) регулятор напруги;
- 5) лампа розжарення.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Випромінювання тілами електромагнітних хвиль за рахунок внутрішньої енергії називається тепловим випромінюванням. Теплове випромінювання має місце при довільній температурі, однак його інтенсивність і спектральний склад залежать від температури тіла. Лише теплове випромінювання є рівноважним – розподіл енергії між тілом і випромінюванням є однаковим для кожної довжини хвилі. Інтенсивність теплового випромінювання характеризують енергетичною св ітністю  $R_T$  (інтегральною, або повною випромінювальністю). Ця величина вимірюється у ватах на квадратний метр і має зміст енергії, що за секунду випромінюється у всіх напрямках з одиниці площі поверхні тіла. Випромінювальність залежить від температури тіла.

Потік енергії, що випромінюється з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі довжин хвиль від  $\lambda$  до  $\lambda+d\lambda$ , називається спектральною випромінювальністю (випромінювальною здатністю)  $r_{\lambda,T}$ . Для довільного тіла випромінювальність є пропорційною до його поглинаючої здатності. Закони теплового випромінювання зручно вивчати на прикладі моделі – абсолютно чорного тіла. Абсолютно чорним називають тіло, яке повністю поглинає випромінювання всіх довжин хвиль. В природі не існує абсолютно чорних тіл, за своїми поглинаючими властивостями в інтервалі видимих довжин хвиль сажа є близькою до абсолютно чорного тіла. Енергетична світність (інтегральна випромінювальність) пов'язана із спектральною випромінювальністю співвідношенням

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (2.1)$$

У 1879 році Й. Стефан експериментально встановив, що енергетична світність тіла пропорційна до четвертої степені його абсолютної температури (це має місце лише для абсолютно чорного тіла). У 1884 році Л. Больцман теоретично отримав для енергетичної світності абсолютно чорного тіла вираз

$$R_T = \sigma T^4, \quad (2.2)$$

тут  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(К<sup>4</sup>·м<sup>2</sup>) – стала Стефана-Больцмана. Стала Стефана-Больцмана є фундаментальною фізичною константою.

Вираз (2.2) називають законом Стефана-Больцмана для абсолютно чорного тіла: енергетична світність (інтегральна випромінювальність) абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертої степені його абсолютної температури.

У 1900 році М.Планк припустив, що електромагнітні хвилі випромінюються у вигляді окремих порцій енергії (квантів), величина яких пропорційна частоті  $\nu$  електромагнітної хвилі

$$\varepsilon = h\nu, \quad (2.3)$$

де  $h=6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка. Виходячи з припущення про дискретний характер випромінювання тілами електромагнітних хвиль, М.Планк встановив закон розподілу енергії по довжинах хвиль

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda T} - 1}, \quad (2.4)$$

тут  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $k$  – стала Больцмана. Підстановка виразу (2.4) у формулу (2.1) приводить до виразу (2.2). Формула (2.4) задовільняє законам, встановленим для теплового випромінювання М.Віном:

|| довжина хвилі, при якій спектральна випромінювальність  $r_{\lambda,T}$  досягає  
 || максимального значення, обернено пропорційна до абсолютної температури  
 || (перший закон Віна або закон зміщення Віна)

$$\lambda_{max} T = b, \quad (2.5)$$

стала  $b=2,9 \cdot 10^{-3}$  м·К;

|| максимальне значення спектральної випромінювальності  $r_{\lambda,T}$  пропорційне до  
 || п'ятої степені абсолютної температури (другий закон Віна)

$$(r_{\lambda,T})_{max} = cT^5, \quad (2.6)$$

стала  $c=1,29 \cdot 10^{-5}$  Вт/(м<sup>3</sup>·К<sup>5</sup>).

Спектральну випромінювальність будь-якого (нечорного) тіла можна подати у вигляді  $\alpha_T r_{\lambda,T}$ , при цьому величину  $\alpha_T$  називають ступенем чорноти. Ступінь чорноти визначається відношенням енергії випромінювання даного тіла до енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при тій самій температурі і є додатньою величиною, меншою від одиниці. На основі виразу (2.2) для енергетичної світності (інтегральної випромінювальності) нечорного тіла знаходимо:

$$R_T = \alpha_T \sigma T^4. \quad (2.7)$$

Якщо випромінювання відбувається в середовищі з температурою  $T_0$ , то формула (2.7) набуде вигляду:

$$R_T = \alpha_T \sigma (T^4 - T_0^4). \quad (2.8)$$

### 3 ВИВЕДЕННЯ РОЗРАХУНКОВОЇ ФОРМУЛИ ТА ОПИС УСТАНОВКИ

У даній роботі для визначення сталої Стефана-Больцмана застосовується метод порівняння потужності електричного струму, що витрачається на розжарення вольфрамової нитки, та потужності випромінювання з її повної поверхні. Світіння наближається до світіння абсолютно чорного тіла. Якщо знехтувати втратами (на теплопровідність провідників, затискачів, середовища, що оточує розжарену нитку), потужність електричного струму, що йде на нагрівання нитки, можна прирівняти до потужності теплового випромінювання з поверхні нитки:

$$IU = S\sigma(T^4 - T_0^4), \quad (3.1)$$

де  $I$  – сила струму у нитці,  $U$  – спад напруги,  $S$  – повна площа розжареної нитки.

Із виразу (3.1) виводимо розрахункову формулу

$$\sigma = \frac{IU}{S(T^4 - T_0^4)}. \quad (3.2)$$

Методи визначення температури розжарення тіл, засновані на законах теплового випромінювання, носять назву методів оптичної пірометрії. Прилади, які застосовуються в оптичній пірометрії, називають пірометрами випромінювання. Вони бувають двох видів: радіаційні та оптичні (із зникаючою ниткою). Радіаційний пірометр дає змогу вимірювати температуру за інтегральним випромінюванням тіла.

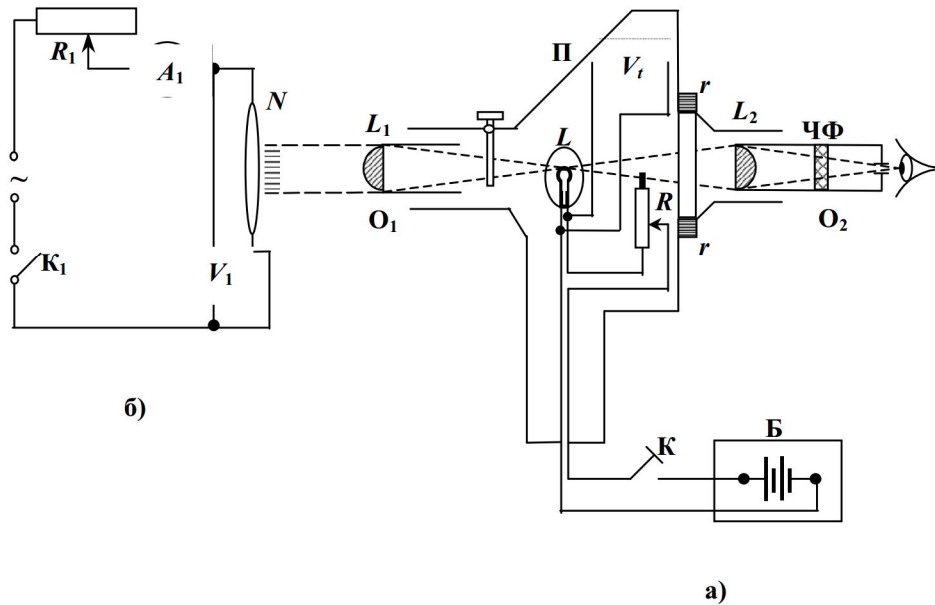


Рисунок 3.1

В даній роботі для вимірювання температури розжареної нитки використовують оптичний пірометр. Оптичний пірометр із зникаючою ниткою (рис. 3.1, а) складається з зорової труби  $\Pi$ , у фокусі якої знаходиться еталонна лампа розжарення  $L$ . Труба  $\Pi$  наводиться на джерело випромінювання (у нашому випадку - розжарена нитка лампи  $N$ ). За допомогою лінзи  $L_1$ , що знаходиться у об'єктиві  $O_1$ , зображення розжареної нитки  $N$  зводиться у площину нитки еталонної лампи  $L$  (зображення нитки еталонної лампи і нитки досліджуваної лампи є однаково чіткими). Друга лінза  $L_2$ , розміщена в окулярі  $O_2$ , дає збільшене зображення нитки лампи і поверхні розжареної нитки. Еталонна лампа  $L$  живиться струмом від акумуляторної батареї  $B$ . Розжарення нитки регулюється реостатом  $R$  за допомогою кільця  $r$ , що знаходиться в передній частині труби  $O_2$  пірометра. Регулюючи реостатом  $R$  величину струму в лампі  $L$ , можна добитися зникнення зображення нитки лампи  $N$  на фоні нитки еталонної лампи  $L$ . В цьому випадку температури нитки лампи  $L$  і нитки лампи  $N$  будуть однаковими.

Порівняння яскравості відбувається в обмеженій області спектру, тому для отримання монохроматичного випромінювання в окулярі  $O_2$  розміщено червоний світлофільтр  $\text{ЧФ}$ . Температуру нитки відраховують по вольтметру  $V_t$ , включеному паралельно еталонній лампі, зі шкалою, градуйованою безпосередньо в градусах Цельсія.

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

4.1 Перевірити правильність з'єднання елементів установки за схемою рис. 3.1.

- 4.2 Поступово збільшуючи регулятором РНШ-250 напругу у первинній обмотці трансформатора, домогтися розжарення нитки лампи  $N$  до температури 700-800°C (темно-червоний колір).
- 4.3 Навести об'єктив  $O_1$  пірометра на розжарену нитку  $N$  та домогтися чіткого її зображення. Увімкнути струм розжарення пірометричної лампи  $L$ . Зміщуючи окуляр  $O_2$ , дістати чітке зображення нитки  $L$ .
- 4.4 Сумістити зображення нитки лампи  $N$  із зображенням нитки  $L$  і змінюючи реостатом струм у колі пірометричної лампи  $L$ , домогтися вирівнювання їх яскравостей. Записати покази по шкалі пірометра  $V_t$  та покази вольтметра  $V_I$  і амперметра  $A_I$ .
- 4.5 На основі показів шкали пірометра  $V_t$  та знайденої з графіка додатньої поправки (рис. 3.2) визначають дійсну температуру (за шкалою Цельсія) нитки розжарення за формулою  $t_0 = t_v + \Delta t$  результат представляють у Кельвінах.

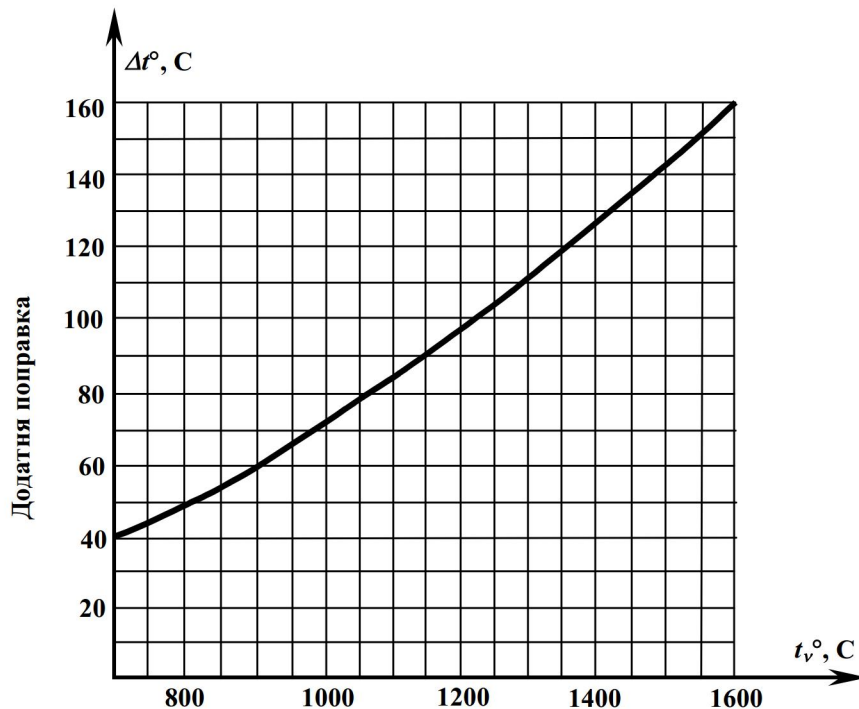


Рисунок 3.2

4.6 Результати вимірів заносять в таблицю 4.1:

Таблиця 4.1

№ п/п	$U,$ В	$I,$ А	$T_0,$ К	$T,$ К	$\sigma,$ Вт/м <sup>2</sup> ·К <sup>4</sup>	$\Delta\sigma,$ Вт/м <sup>2</sup> ·К <sup>4</sup>	$\varepsilon,$ %
1							
2							
3							
с.зн.							

4.7 За формулою (3.2) розраховують значення сталої Стефана-Больцмана.

4.8 Кінцевий результат представляють у вигляді  $\sigma = (\sigma_c + \Delta\sigma_c)$  Вт/(м<sup>2</sup>К<sup>4</sup>), вказавши також величину  $\varepsilon$  у відсотках

## 5 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ І ЗАВДАННЯ

- 5.1 Що таке абсолютно чорне тіло?
- 5.2 Сформулюйте закон Стефана-Больцмана.
- 5.3 Підстановкою виразу (2.4) у формулу (2.1) отримайте вираз (2.2).
- 5.4 Сформулюйте закони Віна.
- 5.5 Як відрізняються випромінювання та поглинання нечорного тіла від випромінювання та поглинання абсолютно чорного тіла? Що таке ступінь чорноти?
- 5.6 Опишіть принцип роботи пірометра зі зникаючою ниткою.

## Лабораторна робота № 68

### ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРУ ВИПРОМІНЮВАННЯ АТОМА ВОДНЮ

**Мета роботи:** Встановити характеристики спектру випромінювання атомарного водню (положення спектральних ліній, значення сталої Рідберга).

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) Спектроскоп “Спектр-1”;
- 2) набір розрядних трубок.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДУ

Згідно моделі атома Бора стабільність атомів, спектри атомів і процеси випромінювання можна пояснити, якщо користуватися такими постулатами:

1. Існують стаціонарні орбіти електрона, тобто такі стани атома, перебуваючи на яких електрон не випромінює енергії, причому момент імпульсу електрона на стаціонарній орбіті:  $L = m\mathcal{G}_n r_n = n\hbar$  ( $n=1, 2, 3\dots$ ).
2. Електрон випромінює енергію при переході з однієї стаціонарної орбіти на іншу, при цьому частота переходу визначається відношенням:

$$\omega_{nm} = \frac{E_m - E_n}{\hbar},$$

де  $E_m$  – енергія  $m$ -го рівня,  $E_n$  – енергія  $n$ -го рівня.

Досліди Франка і Герца підтверджують дискретний характер випромінювання і поглинання атомами енергії та існування рівнів енергії в атомах.

Експериментом встановлено, що розміщення ліній випромінювання (поглинання) в спектрі атома водню підлягає певній закономірності:

$$\frac{1}{\lambda_{ik}} = R \left( \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \text{ де } n_k > n_i; \quad (2.1)$$

тут  $\lambda_{ik}$  – довжина світлової хвилі, що випускається (поглинається),  $R$  – стала Рідберга,  $n_i$  та  $n_k$  – квантові числа для відповідних енергетичних рівнів. Співвідношення (2.1) може бути отримане на основі резонансної умови Бора:

$$h\nu_{ik} = E_k - E_i, \quad (2.2)$$

де  $\nu_{ik}$  – частота випромінювання, та виразу для енергії стаціонарного стану воднеподібного атома:

$$E_i = -\frac{Rhc}{n_i^2} z^2, \quad (2.3)$$

де  $h$  – стала Планка,  $z$  – порядковий номер елемента в періодичній таблиці елементів,  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $n_i=1,2,3\dots$ . Спектральні лінії водню розміщуються серіями у видимій (серія Бальмера:  $n_i=2, n_k=3,4,5,\dots$ ), ультрафіолетовій (серія Лаймана:  $n_i=1, n_k=2,3,4,\dots$ ), інфрачервоній (серія Пашена:  $n_i=3, n_k=4,5,6,\dots$ ) та у далекій інфрачервоній частинах спектру (рис. 2.1).

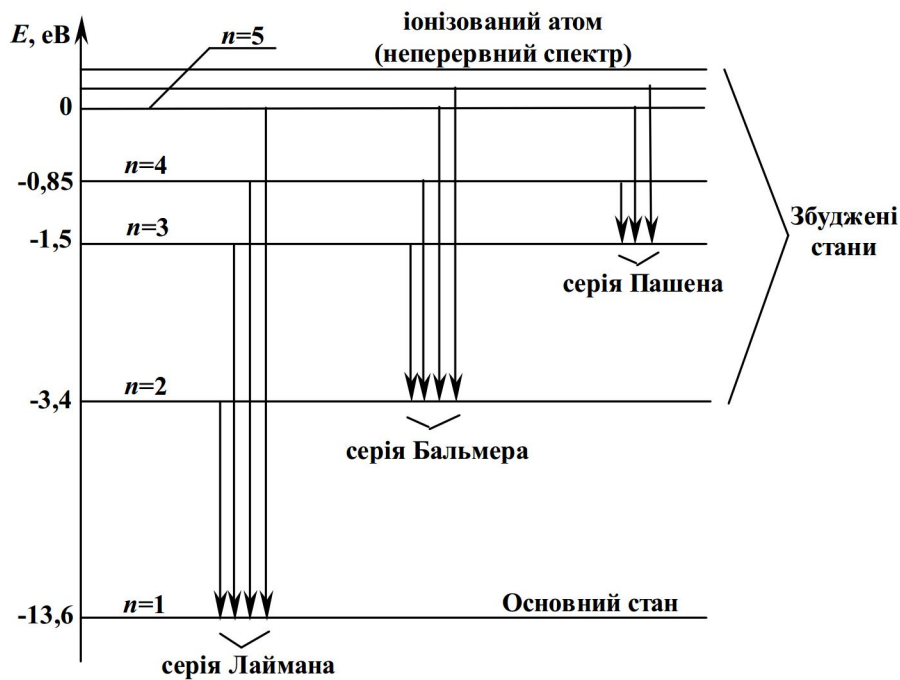


Рисунок 2.1

### 3 ОПИС УСТАНОВКИ

Спостерігати спектр випромінювання атома можна за допомогою спектроскопа. Спектроскоп складається з тригранної призми **А**, коліматора **К**, зорової труби **Т** та поворотного механізму зорової труби з шкалою (рис. 3.1).

Чітке зображення спектру досягається фокусуванням за допомогою окуляра зорової труби. Ширина щілини коліматора повинна бути 0,5-1,0 мм.

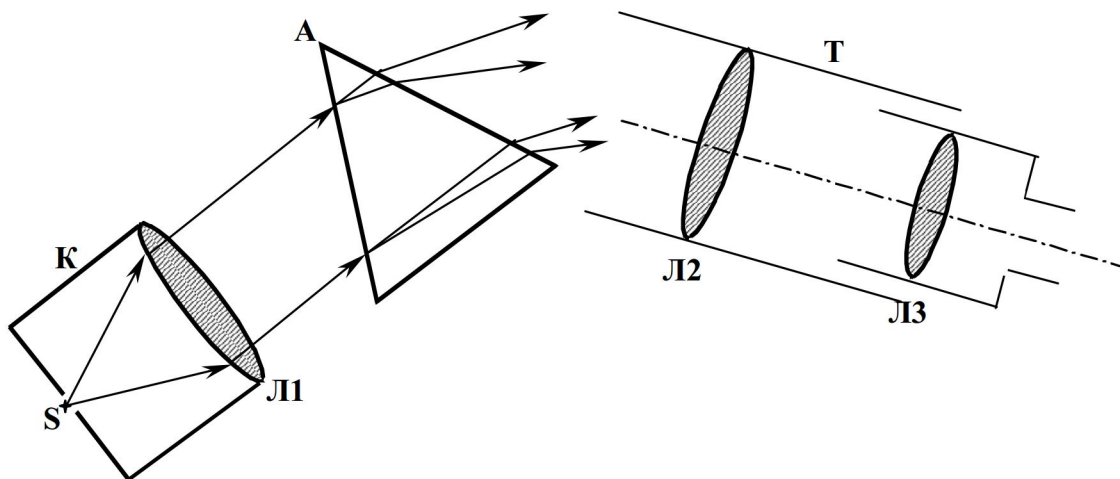


Рисунок 3.1

Кут  $\varphi$  відхилення променів в призмі складним чином залежить від довжини хвилі  $\lambda$ , що є проявом явища дисперсії. Тому спектроскоп необхідно градувати, або ж можна скористатися інтерполяційною формулою Гартмана:

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{c}{\varphi - \varphi_0}, \quad (3.1)$$

де параметри  $\lambda_0$ ,  $\varphi_0$ ,  $c$  знаходяться за трьома реперними точками.

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

4.1 Вставити в спектроскоп “Спектр-1” трубку з газом, спектр якого описано на робочому місці (таблиця 4.1).

**Таблиця 4.1**

Положення і забарвлення ліній	неон	гелій	криптон
	$\lambda$ , нм	$\lambda$ , нм	$\lambda$ , нм
Яскраво-червона	640,2		
Червона		622,0	608,0
Червоно-оранжева	614,3		
Оранжева	594,5		
Жовта	585,2	560,0	562,0
Світло-зелена	576,0	486,0	
Зелена			540,0
Зелена права з двох однакових ліній	540,0		
Зелена ліва з двох однакових ліній	533,0		
Зелена ліва з п'яти рівновіддалених ліній	503,1		
Синьо-зелена	484,9	458,0	
Світло-синя		437,0	
Синя		430,0	434,0
Група синіх			420,0

4.2 Повертаючи барабанчик зорової труби тільки за годинниковою стрілкою, наводити візирну нитку на лінії описаного спектру і з мікрометричного гвинта знімати відповідні відмітки  $n$  та вносити в таблицю 4.2.

4.3 Побудувати криву градування  $n = f(\lambda)$  для еталонного газу. Для цього: встановити положення спектральних ліній водню і за допомогою градуйовочного графіка встановити довжини цих ліній (записати в таблицю 4.2).

**Таблиця 4.2**

Колір	$\lambda$ , нм	$n$
<b>He</b>		
Червона		
Жовта		
Зелена		
Синьо-зелена		
Світло-синя		
Синя		
<b>H</b>		
Червона		
Світло-синя		
Група синіх		

4.4 За формулою

$$R = \frac{n_i^2 n_k^2}{\lambda(n_k^2 - n_i^2)}$$

розрахувати сталу Рідберга і похибки. Результати занести у таблицю 4.3:

**Таблиця 4.3**

№ п/п	$\lambda$ , нм	$n_i$	$n_k$	$R$ , м <sup>-1</sup>	$\Delta R$ , м <sup>-1</sup>	$\varepsilon$ , %
1		2	3			
2		2	4			
3		2	5			
4		2	6			
<b>Середнє значення</b>						

4.5 Кінцевий результат записати у вигляді:

$$R = (R_c \pm \Delta R_c) \text{ м}^{-1}.$$

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 Що є джерелом лінійчатого, смугастого та суцільного спектрів?
- 5.2 Сформулювати постулати Бора в теорії воднеподібного атома.
- 5.3 Як можна на основі отриманих результатів встановити значення маси електрона?
- 5.4 Чому спектральні лінії при спостереженні в спектроскопі мають вигляд вузьких смужок?
- 5.5 Що таке хвильове число?
- 5.6 Яка будова і принцип дії спектроскопа?
- 5.7 Який фізичний зміст сталої Рідберга?

## Лабораторна робота № 69

### ЗНЯТТЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНИХ ХАРАКТЕРИСТИК І ВИЗНАЧЕННЯ СТРУМУ НАСИЧЕННЯ ФОТОЕЛЕМЕНТА ІЗ ЗОВНІШНІМ ФОТОЕФЕКТОМ

**Мета роботи:** вивчити закони фотоелектру, зняти вольт-амперні характеристики і визначити струми насичення фотоелемента.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 5) світлонепроникна камера зі шкалою;
- 6) вакуумний фотоелемент;
- 7) освітлювач;
- 8) джерело живлення;
- 9) вольтметр;
- 10) гальванометр;
- 11) з'єднувальні провідники.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Зовнішнім фотоелектом називається явище вилітання електронів з речовини під дією світла. Це явище вперше спостерігав Г.Герц у 1887 році. Фотоелект є проявом корпускулярної (частинкової) природи світла і знаходить пояснення в квантовій теорії світла, запропонованій А.Ейнштейном у 1905 році. Згідно з квантовою теорією, світло можна розглядати як потік фотонів (квантів електромагнітних хвиль) з енергією

$$\varepsilon = h\nu, \quad (2.1)$$

( $h=6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка,  $\nu$  - частота світла). Механізм фотоелекту такий: фотон поглинається одним з електронів речовини і передає йому свою енергію. Частина цієї енергії витрачається електроном на виконання роботи виходу  $A$ , котру електрон повинен виконати проти сил електростатичного притягання з боку іонів речовини. Робота виходу рівна мінімальній енергії, отримавши яку електрон може вилетіти з речовини. Якщо  $\varepsilon < A$ , то фотоелект не відбувається, бо енергія, передана фотоном електронові, недостатня для його виривання з поверхні тіла. Якщо  $\varepsilon = A$ , то починається фотоелект. Частота  $\nu_0$ , або довжина хвилі  $\lambda_0$  фотона, енергія якого дорівнює роботі виходу, визначається з умови  $A = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$  ( $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ , де  $c$  - швидкість світла у вакуумі). Ця частота (або довжина хвилі) називається червоною межею, або порогом фотоелекту. Якщо енергія фотона більша від роботи виходу електрона  $\varepsilon > A$ , то різниця енергії  $\varepsilon - A$  йде на надання електронові, що вилетів з поверхні тіла, кінетичної енергії.

Закон збереження енергії при одиничному акті фотоелекту виражається рівнянням Ейнштейна

$$h\nu = A + \frac{m\mathcal{G}_{\max}^2}{2}, \quad (2.2)$$

де  $h\nu$  - енергія світлового кванта, передана електронові,  $A$  - робота виходу електрона з речовини,  $m$  – маса електрона,  $\mathcal{G}_{\max}$  - максимальна швидкість електрона,  $\frac{m\mathcal{G}_{\max}^2}{2}$  - максимальна кінетична енергія електрона, що вилетів з речовини (фотоелектрона).

Кінетична енергія вирваного з речовини електрона тут береться максимальною, бо під роботою виходу розуміють мінімальне значення енергії, необхідне для виривання електрона з речовини (деякі електрони вириваються світлом не біля самої поверхні речовини, а на певній глибині, і частину своєї енергії витрачають на випадкові зіткнення з іонами речовини).

Теорія Ейнштейна пояснює закони зовнішнього фотоелектричного ефекту, відкриті експериментально (О.Г.Столетов у 1887-1889рр., Ленард і Томсон у 1898 р.):

- 1) максимальна швидкість фотоелектронів визначається частотою світла і не залежить від його інтенсивності;
- 2) фотострум насичення пропорційний до величини падаючого світлового потоку;
- 3) для кожної поверхні існує мінімальна частота  $\nu_0$  (так звана червона межа або поріг фотоелектричного ефекту), при якій ще можливий зовнішній фотоелектричний ефект:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}. \quad (2.3)$$

При  $\nu < \nu_0$  - фотоелектричний ефект відсутній.

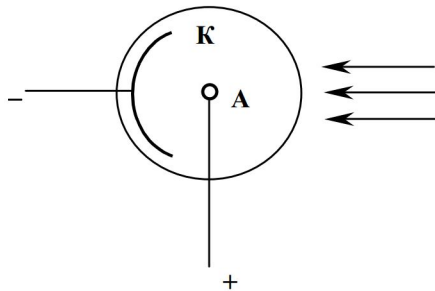


Рисунок 2.1

Зовнішній фотоелектричний ефект має широке практичне застосування. Прилади, дія яких ґрунтується на явищі фотоелектричного ефекту, називаються фотоелементами. Найпростіший тип вакуумного фотоелемента представлений на рис. 2.1. Це вакуумований скляний балон, одна половина якого покрита зсередини металом, що служить фотокатодом К. Анод А роблять у вигляді кільця. Між анодом і катодом за допомогою батареї створюється різниця потенціалів. При неосвітленому катоді струм в колі фотоелемента відсутній.

Фотоелементи використовуються в колах автоматизованого керування, а також для

перетворення світлової енергії в електричну.

Залежність фотоструму  $i$  від напруги  $U$  між анодом і катодом при постійній освітленості фотоелемента називають вольт-амперною характеристикою фотоелемента (рис. 2.2).

З рис. 2.2 видно, що при деякій напрузі фотострум у фотоелементі досягає насичення – всі електрони, випущені катодом, попадають на анод. Величина струму насичення  $i_n$  залежить від кількості електронів, що випускаються катодом за одиницю часу під дією світла.

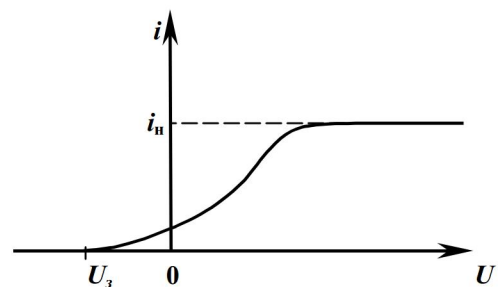


Рисунок 2.2

Наявність струму при негативному потенціалі на аноді фотоелемента вказує на те, що вирвані світлом електрони мають певну кінетичну енергію, за рахунок якої вони долітають до анода. Для того, щоб фотострум став рівним нулеві, між фотокатодом та анодом треба прикласти затримуючу напругу  $U_s$ . Отже, затримуюча напруга – це напруга, при якій фотострум дорівнює нулеві. При такій напрузі навіть електронів з найбільшою швидкістю не вдається подолати затримуюче поле і досягнути анода. Тому можна записати:

$$\frac{m \mathcal{Q}_{\max}^2}{2} = eU_3, \quad (2.4)$$

де  $e$  – заряд електрона,  $U_3$  – затримуюча напруга. Таким чином, вимірявши напругу  $U_3$ , можна визначити максимальне значення швидкості фотоелектронів.

Важливою характеристикою фотоелементів є чутливість  $\gamma$  – величина, чисельно рівна зміні фотоструму при зміні світлового потоку на одиницю. Одиницею вимірювання чутливості фотоелемента є Ампер на люмен (А/лм). Чутливість фотоелемента до білого світла називають інтегральною, до монохроматичного – спектральною. Інтегральна чутливість вакуумних фотоелементів не перевищує 150 мкА/лм (світловий потік в 1лм викликає фотострум силою 1 мкА). Вакуумні фотоелементи є безінерційними – проміжок часу між початком освітлення і появою фотоструму не перевищує  $10^{-9}$  с. Головним недоліком вакуумних фотоелементів є малість сили фотоструму. Цей недолік повністю усувається у фотопомножувачах.

При постійній напрузі величина фотоструму  $i$  пропорційна до величини потоку світлової енергії, що падає на катод:

$$i = \gamma \Phi. \quad (2.5)$$

Звідси

$$\gamma = \frac{i}{\Phi}. \quad (2.6)$$

Потік світлової енергії виражається формулою

$$\Phi = I \omega, \quad (2.7)$$

де  $I$  – сила світла в канделах,  $\omega$  – величина тілесного кута в стерadiansах. Враховуючи,

що  $\omega = \frac{S}{l^2}$ , де  $S$  – площа фотокатода,  $l$  – відстань від фотоелемента до джерела світла

(розміри спіралі освітлювача малі в порівнянні з  $l$ , тому освітлювач можна вважати точковим джерелом світла), отримуємо розрахункову формулу для інтегральної чутливості:

$$\gamma = \frac{i \cdot l^2}{I \cdot S}. \quad (2.8)$$

### 3 ОПИС СХЕМИ ТА УСТАНОВКИ

Схему електричного кола для зняття вольт-амперних характеристик вакуумного фотоелемента зображено на рис. 3.1. Напругу від джерела  $E$  при замиканні ключа  $k$  подають через потенціометр  $R$  на проміжок між катодом  $K$  і анодом  $A$  фотоелемента  $\Phi$ . Для вимірювання напруги, прикладеної до фотоелемента  $\Phi$ , служить увімкнений паралельно до нього вольтметр  $V$ , а фотострум у колі фотоелемента  $\Phi$  реєструють гальванометром  $G$ .

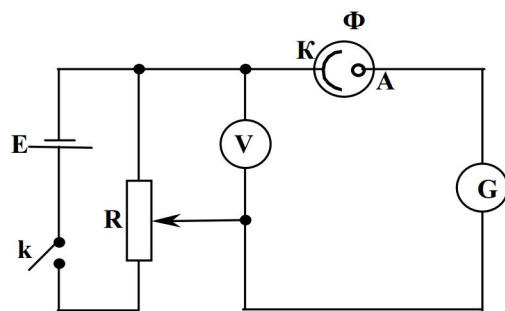


Рисунок 3.1

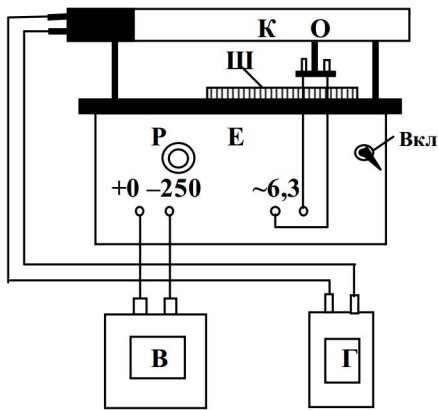


Рисунок 3.2

вмикають тумблером Вкл.

Лабораторна установка для зняття вольт-амперних характеристик вакуумного фотоелемента схематично зображена на рис. 3.2. Вона складається з світлонепроникної камери **К**, всередині якої міститься фотоелемент і освітлювач **О** (малопотужна жарівка на 6,3 В). Освітлювач можна переміщувати вздовж шкали **Ш** і встановлювати на заданій відстані від фотоелемента. Фотоелемент і освітлювач під'єднані до відповідних (+0-250 і ~6,3) затискачів джерела живлення **Е**. Напругу, що подається на фотоелемент, змінюють за допомогою регулятора **Р**, напругу вимірюють вольтметром **В**, а фотострум – гальванометром **Г**. Джерело живлення

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.1 Відкрити камеру та ознайомитись із зовнішнім виглядом і будовою фотоелемента.
- 4.2 Поставити освітлювач на заданій викладачем відстані від фотоелемента і ввімкнути його.
- 4.3 Закрити камеру і, повертаючи ручку потенціометра на передній панелі джерела живлення (перед вмиканням джерела живлення ручка регулятора повинна бути в крайньому лівому положенні), змінювати напругу  $U$  на фотоелементі через 5-10 В і знімати з мікроамперметра чи гальванометра величину фотоструму  $I$ .
- 4.4 Аналогічні виміри виконати ще при двох заданих відстанях між освітлювачем і фотоелементом.
- 4.5 Для цих трьох випадків побудувати на міліметровому папері в одній системі координат три вольт-амперні характеристики та знайти величини струмів насичення.
- 4.6 За формулою (2.8) обчислити три значення інтегральної чутливості досліджуваного фотоелемента, підставивши замість  $i$  найбільші з отриманих значень фотоструму.
- 4.7 Обчислити середнє значення інтегральної чутливості та похибку її визначення.
- 4.8 Усі дані дослідів та результати обчислень записати у таблицю 4.1:

Таблиця 4.1

№ досл.	$l$ , с м	$U$ , В	0	10	20	30	40	50	60	...	$I_{нз}$ , мкА	$\gamma$ , А/лм	$\Delta\gamma$ , А/лм	$\varepsilon$ , %
1		$i$ , мкА												
2		$i$ , мкА												
3		$i$ , мкА												
с.зн.														

- 4.9 Кінцевий результат представляють у вигляді  $\gamma = (\gamma_c + \Delta \gamma_c)$  А/лм, вказавши також величину  $\varepsilon$  у відсотках

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 В чому суть явища зовнішнього фотоефекту?
- 5.2 Записати рівняння Ейнштейна для фотоефекту.
- 5.3 Сформулювати закони зовнішнього фотоефекту.
- 5.4 Що називається червоною межею фотоефекту?
- 5.5 Яка будова і принцип дії вакуумного фотоелемента?
- 5.6 Де і для яких цілей застосовуються фотоелементи?
- 5.7 Що називають вольт-амперною характеристикою фотоелемента?
- 5.8 Чим зумовлений і від чого залежить струм насичення?
- 5.9 На що вказує наявність фотоструму при від'ємному потенціалі на аноді?
- 5.10 Яку напругу називають затримуючою?

## Лабораторна робота № 70

### ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА ЗА ДОПОМОГОЮ ФОТОЕЛЕМЕНТА

**Мета роботи:** вивчити явище зовнішнього фотоефекту та визначити сталу Планка.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 12) камера зі шкалою;
- 13) вакуумний фотоелемент;
- 14) освітлювач;
- 15) набір світлофільтрів;
- 16) джерело живлення;
- 17) вольтметр;
- 18) гальванометр;
- 19) з'єднувальні проводи;
- 20) вимикачі.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Зовнішнім фотоефектом називають явище випускання електронів речовиною під дією світла. Воно спостерігається у твердих тілах та на окремих атомах і молекулах газів. Вплив опромінення на швидкість втрати негативного заряду твердими тілами вперше виявив у своїх дослідах німецький фізик Шустер. Розвиваючи ці досліди, Герц у 1887 р. спостерігав зростання інтенсивності іскрового розряду між електродами при їх опроміненні ультрафіолетом. У 1899 р. Ленард та Томсон встановили, що вирвані з електроду під дією світла частинки є електронами. Теоретичне обґрунтування явища дав у 1905 р. Ейнштейн, за що отримав Нобелівську премію. Механізм фотоефекту за Ейнштейном наступний: фотон з енергією

$$\varepsilon = h\nu, \quad (2.1)$$

( $h$  - стала Планка – фізична величина, чисельно рівна енергії фотона одиничної частоти,  $\nu$  - частота світла, що падає на поверхню тіла) поглинається одним з електронів речовини і передає йому свою енергію. Частина цієї енергії витрачається електроном на роботу виходу  $A$ , яку електрон виконує перемагаючи сили електростатичного притягання з боку йонів речовини. Якщо  $\varepsilon < A$ , то фотоефект не відбувається, бо енергія, передана фотоном електрону, недостатня для його виривання з поверхні тіла. Фотоефект починається при  $\varepsilon = A$ . Частота  $\nu_0$ , або довжина хвилі  $\lambda_0$  фотона, енергія якого дорівнює роботі виходу, визначається з умови  $A = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$  ( $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ , де  $c$  - швидкість світла у вакуумі). Ця частота (або довжина хвилі) називається червоною межею, або порогом фотоефекту. Якщо енергія фотона більша від роботи виходу електрона  $\varepsilon > A$ , то цей надлишок  $\varepsilon - A$  йде на надання електрону, що вилетів з поверхні тіла, кінетичної енергії.

Закон збереження енергії при одиничному акті фотоефекту виражається рівнянням Ейнштейна:

$$h\nu = A + \frac{m\vartheta_{max}^2}{2}, \quad (2.2)$$

де  $m$  – маса електрона,  $\mathcal{G}_{max}$  – його найбільша швидкість.

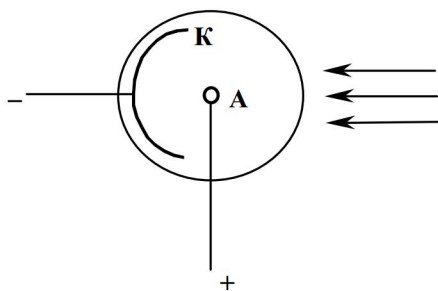


Рисунок 2.1

Зовнішній фотоелемент має широке практичне застосування. Прилади, дія яких ґрунтується на явищі фотоелектричного ефекту, називаються фотоелементами. Найпростіший тип вакуумного фотоелемента представлений на рис. 2.1. Це вакуумований скляний балон, одна половина якого покрита зсередини металом, що служить фотокатодом **К**. Анод **А** роблять у вигляді кільця. Між анодом і катодом за допомогою батареї створюється різниця потенціалів. При неосвітленому катоді струм в колі фотоелемента відсутній.

Фотоелементи використовуються в колах автоматизованого керування, а також для перетворення світлової енергії в електричну.

Залежність фотоструму  $I$  від напруги  $U$  між анодом і катодом при постійній освітленості фотоелемента називають вольт-амперною характеристикою фотоелементу (рис. 2.2).

З рис. 2.2 видно, що при деякій напрузі фотострум в фотоелементі досягає насичення – всі електрони, випущені катодом, попадають на анод. Величина струму насичення  $I_n$  залежить від кількості електронів, що випускаються катодом за одиницю часу під дією даного світлового потоку.

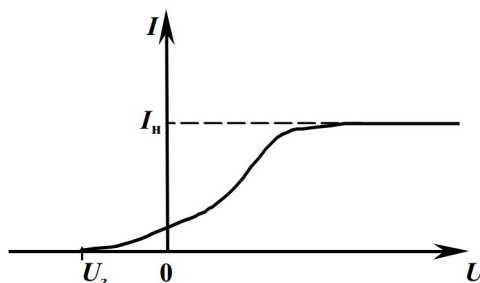


Рисунок 2.2

Наявність струму при негативному потенціалі на аноді фотоелемента вказує на те, що вирвані світлом електрони мають певну кінетичну енергію, за рахунок якої вони долітають до анода. Для того, щоб фотострум став рівним нулеві, між фотокатодом та анодом треба прикласти затримуючу напругу  $U_з$ . Отже, затримуюча напруга – це напруга, при якій фотострум дорівнює нулеві. При такій напрузі навіть електронів з найбільшою швидкістю (різні швидкості фотоелектронів пояснюються тим, що вони вириваються не тільки з поверхні речовини, але й з деякої глибини) не вдається подолати затримуюче поле і досягнути анода. Тому можна записати, що

$$\frac{m\mathcal{G}_{max}^2}{2} = eU_з, \quad (2.3)$$

де  $m$  – маса електрона,  $e$  – його заряд,  $U_з$  – затримуюча напруга. Таким чином, вимірявши напругу  $U_з$ , можна визначити максимальне значення швидкості фотоелектронів.

Якщо записати співвідношення (2.2) для двох різних частот:

$$h\nu_1 = eU_1 + A,$$

$$h\nu_2 = eU_2 + A$$

і розв'язати дану систему рівнянь відносно  $h$ , то отримаємо

$$h = \frac{e(U_1 - U_2)}{\nu_1 - \nu_2}. \quad (2.4)$$

Числове значення сталої Планка  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

### 3 ОПИС СХЕМИ ТА УСТАНОВКИ

Схему електричного кола для вимірювання сталої Планка зображено на рис. 3.1. Напругу від джерела  $E$  при замиканні ключа  $k$  подають через потенціометр  $R$  на проміжок між катодом  $K$  і анодом  $A$  фотоелемента  $\Phi$ . Для вимірювання напруги, прикладеної до фотоелемента  $\Phi$ , служить увімкнений паралельно до нього вольтметр  $V$ , а фотострум у колі фотоелемента  $\Phi$  реєструють гальванометром (приладом для вимірювання малих струмів)  $G$ .

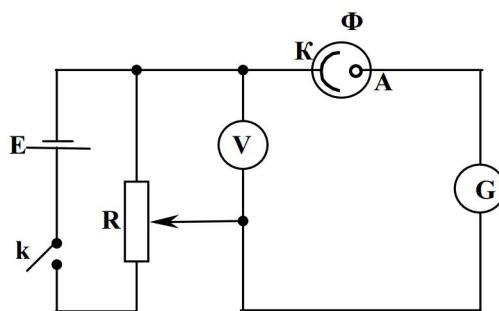


Рисунок 3.1

### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.9 Затемнити екраном з картону фотоелемент, ввімкнути лампу і переконались, що стрілка гальванометра стоїть на 0.
- 4.10 При вимкненому освітленні замінити картон світлофільтром, засвітити лампу, стрілка гальванометра при цьому відхилиться.
- 4.11 Ввімкнути затримуючу напругу і відрегулювати потенціометром (реостатом) таку її величину, щоб стрілку гальванометра повернути на 0.
- 4.12 Виміряти цю напругу вольтметром і записати в таблицю 4.1 (разом з іншими даними):

Таблиця 4.1

№ п/п	Частота світла $\nu$ (Гц)	Затримуюча напруга $U$ (В)
1		
2		
3		

- 4.13 Аналогічні виміри провести з іншими світлофільтрами і записати в цю ж таблицю 4.1.
- 4.14 Беручи попарно  $\nu$  і відповідні  $U$ , обчислити не менше трьох значень  $h$  за формулою (2.4). Дані і результати вимірів записати в таблицю 4.2:

Таблиця 4.2

№ п/п	$\nu_1$ , Гц	$\nu_2$ , Гц	$U_1$ , В	$U_2$ , В	$h$ , Дж·с	$\Delta h$ , Дж·с	$\varepsilon$ , %
1							
2							
3							
<b>Середнє значення</b>							

- 4.15 Проаналізувати залежність швидкості фотоелектронів від частоти падаючого світла.
- 4.16 Кінцевий результат записати у вигляді

$$h = (h_c \pm \Delta h_c) \text{ Дж}\cdot\text{с.}$$

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.11 В чому суть явища зовнішнього фотоефекту?
- 5.12 Записати і пояснити рівняння Ейнштейна для фотоефекту.
- 5.13 Що називають червоною межею фотоефекту?
- 5.14 Яка будова і принцип дії вакуумного фотоелементу?
- 5.15 Що таке вольт-амперна характеристика фотоелементу?
- 5.16 Чим зумовлений і від чого залежить струм насичення?
- 5.17 На що вказує наявність фотоструму при від'ємному потенціалі на аноді?
- 5.18 Яку напругу називають затримуючою?
- 5.19 Який фізичний зміст сталої Планка?

## Лабораторна робота № 71

### ВИЗНАЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ФОТОЕЛЕМЕНТА

**Мета роботи:** вивчити явище внутрішнього фотоелемента та визначити спектральну чутливість напівпровідникового фотоелемента.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 1) робоча камера з досліджуваним фотоелементом та освітлювачем;
- 2) набір світлофільтрів;
- 3) джерело живлення;
- 4) мікроамперметр.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

При освітленні напівпровідника чи діелектрика більш визначальним порівняно з зовнішнім [ЛР № 70] є внутрішній фотоелемент, що полягає у переході носіїв заряду зі зв'язаного стану у вільний без виходу за межі зразка, тобто має місце генерація вільних носіїв заряду. В металах він не є відчутним через високу електропровідність останніх.

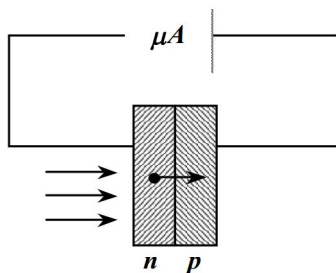


Рисунок 2.1

При освітленні контакту двох різних напівпровідників (*n*- і *p*-типу) або напівпровідника і металу має місце виникнення на контакті електрорушійної сили (е.р.с.). Механізм цього явища наступний: фотони вибивають електрони з атомів *n*-напівпровідника. Ці електрони проходять крізь контактну смугу у пропускну напрямку, як показано на рис. 2.1. Таким чином у *n*-напівпровіднику створюється нестача електронів, а у *p*-напівпровіднику – їх надлишок, тобто виникає приконтатна різниця потенціалів (фотое.р.с.). Це явище називають

вентильним (запірним) фотоелементом.

Під впливом опромінення фотоелементи із запірним шаром генерують у колі електричний струм без прикладеної зі зовні напруги. Відбувається безпосереднє перетворення енергії опромінення в електричну енергію.

Якщо фотоелемент послідовно опромінювати монохроматичними світловими потоками різної довжини хвилі, але однакової інтенсивності, то величина фотоструму буде залежати від довжини хвилі падаючого світла. Спектральна чутливість, на відміну від інтегральної, вимірюється відношенням сили фотоструму до величини падаючого на фотоелемент потоку світлової енергії не усіх довжин хвиль, а лише у вузькому інтервалі  $\lambda, \lambda+d\lambda$ :

$$\gamma_{\lambda} = \frac{i_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}}. \quad (2.1)$$

Найпростіший спосіб отримання спектральної характеристики фотоелемента полягає в тому, що на нього спрямовують за допомогою монохроматора світло однакової інтенсивності, але різної довжини хвилі та вимірюють відповідну величину фотоструму  $i$ .

Однак, на практиці інтенсивність джерел світла різна для різних довжин хвиль. Тому, якщо перед монохроматором встановити лампу розжарення і обертати його барабан, то інтенсивність світла на виході буде змінюватися зі зміною  $\lambda$ .

Величина енергії  $E_\lambda$  для кожного значення  $\lambda$  може бути визначена на основі законів теплового випромінювання. Знання залежності  $\varphi_\lambda = f(\lambda)$  дозволяє зробити перерахунок сили фотоструму при переході від реального джерела до монохроматичного джерела постійної інтенсивності у будь-якому спектральному інтервалі.

Для спрощення виконання роботи ці перерахунки зроблено заздалегідь, тобто визначений перевідний коефіцієнт  $K_\lambda$  (див. табл. 4.1).

Потік енергії монохроматичного світла виражається формулою

$$\Phi_\lambda = \frac{JS}{l^2}, \quad (2.2)$$

де  $S$  – площа фотоелемента,  $m^2$ ;  $J$  – сила світла джерела, кд;  $l$  – відстань від джерела світла до фотоелемента, м;  $i_\lambda = K_\lambda \cdot i$  – фотострум для джерела постійної інтенсивності.

З формул (2.1) і (2.2) отримуємо робочу формулу для нашої лабораторної роботи.

$$\gamma_\lambda = \frac{i_\lambda \cdot l^2}{JS}. \quad (2.3)$$

Необхідно зауважити, що в даній роботі замість монохроматора використовується набір світлофільтрів (6 шт.), які пропускають світло лише певної довжини хвилі.

### 3 СХЕМАТИЧНИЙ ОПИС УСТАНОВКИ

Фотоелемент (**ФЕ**) та електрична лампа (**О**) (рис. 3.1), що служить джерелом світла, поміщені в камеру (**РК**), яка надійно захищає фотоелемент від стороннього світла. При освітленні фотоелемента в колі виникає струм, який реєструється за допомогою мікроамперметра ( $\mu A$ ). На шляху світлового потоку, що падає на **ФЕ** знаходиться світлофільтр (**Ф**).

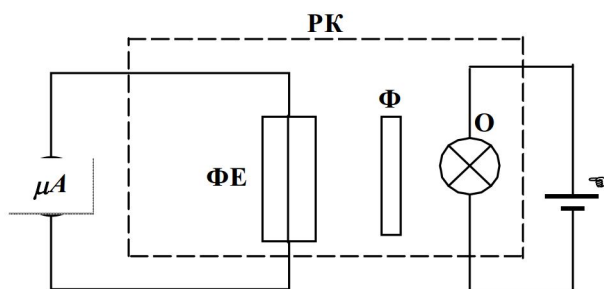


Рисунок 3.1

### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

4.1 Відкрити камеру, де поміщено фотоелемент і лампу. Ознайомитись з будовою ФЕ.

- 4.2 Поставити лампу на заданій викладачем віддалі від ФЕ, ввімкнути її.
- 4.3 Змінюючи світлофільтри, освітити фотоелемент світлом різних довжин хвиль.
- 4.4 Зняти покази з мікроамперметра ( $i$ ) і знайти величину  $i_\lambda$  для кожної довжини хвилі.
- 4.5 Побудувати графік залежності  $i_\lambda$  від  $\lambda$  (по вертикалі -  $i_\lambda$ , по горизонталі -  $\lambda$ ).
- 4.6 Для кожної відомої довжини хвилі обчислити спектральну чутливість фотоелемента  $\gamma_\lambda$  і побудувати графік залежності  $\gamma_\lambda$  від  $\lambda$  (по вертикалі -  $\gamma_\lambda$ , по горизонталі -  $\lambda$ ).
- 4.7 Всі дані звести в таблицю 4.1:

**Таблиця 4.1**

Світлофільтр	$\lambda$ , нм	$K_\lambda$	$i$ , $\mu\text{A}$	$i_\lambda$	$\gamma_\lambda$ , мкА/лм
червоний		1,12			
оранжевий		1,06			
жовтий		1,03			
зелений		0,96			
синій		0,92			
фіолетовий		0,89			

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 У чому полягає суть явища внутрішнього фотоефекту і його відмінність від зовнішнього фотоефекту?
- 5.2 Що таке вентильний фотоефект?
- 5.3 Пояснити рівняння Айнштейна для зовнішнього фотоефекту.
- 5.4 Яка різниця між спектральною та інтегральною чутливістю фотоелемента?
- 5.5 Для чого служить в даній роботі перевідний коефіцієнт  $K_\lambda$ ?

## Лабораторна робота № 72

### ВИВЧЕННЯ МЕХАНІЗМУ ФОТОПРОВІДНОСТІ ТА ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФОТООПОРУ

**Мета роботи:** вивчення механізму фотопровідності та фотоелектричних властивостей фотоопору.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 1) фотоопір ФС-К1;
- 2) робоча камера (РК);
- 3) джерело світла;
- 4) джерело струму;
- 5) потенціометр;
- 6) вольтметр і мікроамперметр;
- 7) з'єднувальні електропроводи.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Фотоопором називають напівпровідниковий (н/п) пристрій, дія якого заснована на явищі фотопровідності.

Фотопровідність – це додаткова провідність н/п, обумовлена збільшенням концентрації рухливих носіїв заряду під дією світла. Провідність, якою володіє затемнений н/п називають темновою.

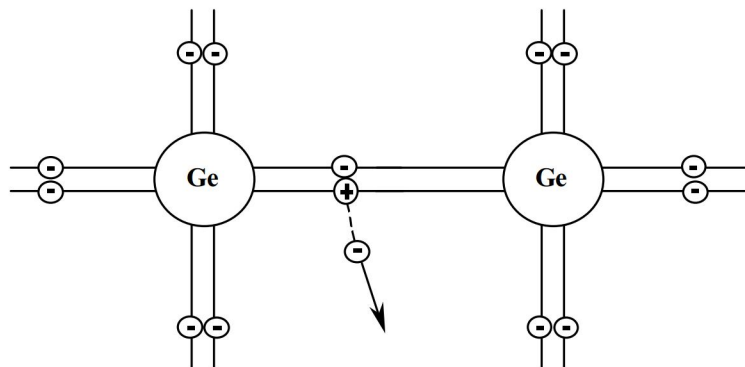


Рисунок 2.1

Розрізняють власну і домішкову фотопровідність в залежності від типу електронних переходів. Розглянемо для прикладу найбільш поширений чотиривалентний напівпровідниковий елемент – германій, кожен атом якого зв'язаний з чотирма найближчими сусідами ковалентним зв'язком за участю валентних електронів (рис. 2.1). Якщо енергії падаючих фотонів світла достатньо, щоб вибити валентний електрон з ковалентного зв'язку, то виникає власна провідність, зумовлена рухом як звільнених електронів так і позитивно заряджених вакансій (дірок), що утворилися на їх місці у ковалентному зв'язку. Поява позитивної дірки порушує стабільність сусідніх зв'язків і може бути заповнена одним із сусідніх електронів. При

накладанні електричного поля матиме місце впорядковане переміщення носіїв заряду обох типів у взаємно протилежних напрямках.

При наближенні ізольованих атомів даного елемента до відстаней, на яких вони знаходяться у твердому тілі, взаємодія між ними приводить до зміщення, розщеплення і розширення їх енергетичних рівнів у так звані енергетичні зони. У енергетичному представленні стану зв'язаних валентних електронів відповідає валентна зона, у якій всі дозволені енергетичні рівні заповнені і переміщення електронів неможливе. Вибитий із зв'язку електрон переходить у новий енергетичний стан, що відповідає зоні провідності. Провідність напівпровідника обумовлена переходом електронів із валентної зони у зону провідності називають власною провідністю. Енергетичний бар'єр між цими зонами називають забороненою зоною, її ширину позначають  $\Delta E$ .

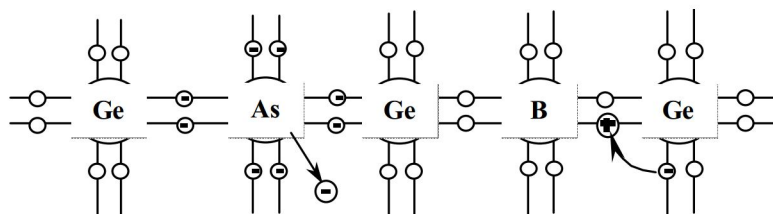


Рисунок 2.2

Якщо у зразку германію частину атомів замінити на атоми п'ятивалентного миш'яку (As) (рис. 2.2), то для звільнення п'ятого електрона не задіяного у формуванні ковалентного зв'язку з сусідніми атомами Ge достатньо значно меншої енергії, ніж для



Рисунок 2.3

розриву ковалентного зв'язку. Це відповідає звуженню ширини забороненої зони для таких електронів миш'яку, що адекватно виникненню додаткового енергетичного рівня у забороненій зоні (рис. 2.3) названого донорним ( $\Delta E_d \ll \Delta E$ ). Донорна домішка створює електронний тип провідності (*n*-тип). Подібно тривалентна домішка, наприклад бору (B), не може забезпечити формування повноцінних завершених ковалентних зв'язків з сусідніми атомами Ge, що призводить

до їх дестабілізації, тобто зменшує енергію зв'язку. Це адекватно виникненню додаткового енергетичного рівня у забороненій зоні (рис. 2.3), названого акцепторним. На нього відносно легко можуть переходити електрони з валентної зони, тобто електрони з дестабілізованих ковалентних зв'язків з сусіднім бором можуть заповнювати сусідню позитивну вакансію, що можна трактувати як рух вакансії. Можливу міграцію дірки у валентній зоні називають *p*-типом провідності, а домішку-акцепторною. Домішкова провідність *n*- та *p*-типу проявляється при значно нижчих температурах, ніж власна.

В електричному колі з фотоопором проходить струм

$$I_{\phi} = \frac{U_{\phi}}{R_{\phi}}, \quad (2.1)$$

де  $U_{\phi}$  – спад напруги на фотоопорі;  $R_{\phi}$  – його опір при освітленні.

При невеликих напругах на фотоопорі, сталих температурі та освітленості їх вольт-амперна характеристика має лінійний характер. Відхилення від закону Ома настають при напругах, близьких до граничної для даного фотоопору.

Значення фотоструму  $I_\phi$  залежить від інтенсивності падаючого на фотоопір випромінювання та довжини хвилі. Виходячи з механізму виникнення фотоструму, можна стверджувати, що він є нелінійною функцією світлового потоку. Ця залежність  $I_\phi = f(\Phi)$  називається світловою характеристикою фотоопору. В загальному випадку, залежність фотопровідності напівпровідників від падаючого світлового потоку  $\Phi$  має вигляд:

$$\sigma_\phi = c\Phi^\alpha, \quad (2.2)$$

де  $c = \text{const}$ ;  $0 < \alpha < 1$ .

Якщо в законі Ома (2.1) опір  $R_\phi$  виразити через питому електропровідність і скористатись виразом (2.2), то отримаємо:

$$I_\phi = c_1 \Phi^\alpha U_\phi, \quad (2.3)$$

де  $c_1$  – стала для даного фотоопору. Однією з важливих характеристик фотоопору є інтегральна чутливість – фізична величина, чисельно рівна фотоструміві, викликаному одиничним світловим потоком:

$$\gamma = \frac{I_\phi}{\Phi}. \quad (2.4)$$

Враховавши (2.3), отримаємо:

$$\gamma = \frac{c_1 \Phi^\alpha U_\phi}{\Phi} = c_1 \Phi^{\alpha-1} U_\phi.$$

З цього рівняння видно, що інтегральна чутливість не є величиною сталою: вона зростає із зростанням  $U_\phi$  і зменшується із зростанням  $\Phi$  ( $\alpha < 1$ ). Враховуючи це, вводять поняття питомої інтегральної чутливості:

$$\gamma_0 = \frac{I_\phi}{\Phi U_\phi}. \quad (2.5)$$

Чутливість фотоопорів до монохроматичного випромінювання неоднакова для різних довжин хвиль. Залежність чутливості фотоопору від довжини хвилі опромінення є спектральною характеристикою. Спектральні характеристики різних фотоопорів надто сильно відрізняються одна від одної. Для різних ділянок оптичного діапазону випромінювання використовують різні типи фотоопорів.

### 3 ОПИС КОНСТРУКЦІЇ ФОТООПОРУ ТА РОБОЧОЇ СХЕМИ

Конструкційно фотоопори різних типів дуже мало відрізняються один від одного. Основним елементом їх є тонкий шар напівпровідника 2 (рис. 3.1), нанесений на ізолюючу основу 3, наприклад, вакуумним напиленням. По краях шару напівпровідника наноситься металеві контакти 1. В окремих випадках фотоопір виготовляють вирізуванням тонкої пластинки з монокристалу. Виготовлений певним способом фотоопір вміщують у захисний корпус з віконцем і контактними ніжками та при необхідності елементами охолодження (радіатори). У даній роботі для визначення характеристики фотоопору використовується установка, схему якої наведено на рис. 3.2. Коло струму складається з фотоопору  $\Phi O$ , джерела постійного струму  $E$ , потенціометра  $R$ , вольтметра  $V$ , мікроамперметра  $A$  та вимикача  $K$ .

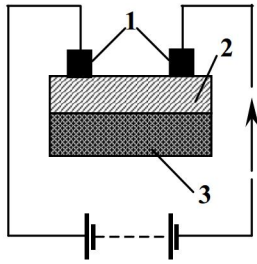


Рисунок 3.1

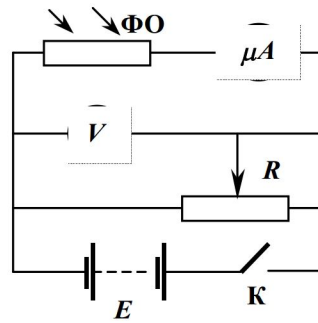


Рисунок 3.2

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.1 Скласти електричне коло за схемою рис. 3.2.
- 4.2 Відкрити камеру, де поміщено фотоопір і лампу розжарювання. Ознайомитися з будовою фотоопору і його підключенням в схему.
- 4.3 Ввімкнути блок живлення.
- 4.4 Не вмикаючи лампу, змінювати напругу, прикладену до фотоопору. Одержати дані для побудови темної вольт-амперної характеристики  $I=f(U)$  і занести їх у таблицю 4.1.

Таблиця 4.1

темнова

$U, В$				
$I, мкА$				

Побудувати графік  $I=f(U)$ .

- 4.5 Розмістити лампу на заданій віддалі від фотоопору, ввімкнути її і одержати дані для побудови вольт-амперної характеристики фотоопору при постійній освітленості. Дані занести в таблицю 4.2.

Таблиця 4.2

$r=$

$U, В$				
$I, мкА$				

Побудувати графік в тій самій системі координат, що і графік темної характеристики, використовуючи відповідний масштаб.

- 4.6 Подати на фотоопір постійну напругу і, змінюючи відстань між фотоопором і джерелом світла зняти значення фотоструму. Дані занести в таблицю 4.3.

Таблиця 4.3

$U=$

$r, м$				
$I, мкА$				
$E, лк$				

- 4.7 За формулою  $E = \frac{I}{r^2}$ , де  $I$  – сила світла лампи,  $r$  – відстань між джерелом світла і фотоопором, обчислити освітленість  
Побудувати графік залежності фотоструму від освітленості

.

Всі вихідні дані задаються викладачем.

## 5 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 5.1 Що таке фотоопір?
- 5.2 Що називають фотопровідністю н/п?
- 5.3 Власна і домішкова фотопровідність напівпровідників.
- 5.4 Поняття донорної та акцепторної домішки.
- 5.5 Якими параметрами характеризується напівпровідниковий ФО?
- 5.6 Що таке спектральна та інтегральна чутливість ФО?
- 5.7 Чим різняться темнова та світлова вольт-амперні характеристики фотоопору?

## Лабораторна робота № 73

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ОПОРУ НАПІВПРОВІДНИКІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

**Мета роботи:** Вивчення залежності провідності напівпровідника від температури і визначення його енергії активації.

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 1) досліджуваний зразок напівпровідника;
- 2) термостат;
- 3) прилад для вимірювання опору;

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Напівпровідники відносяться до класу речовин, електрична провідність яких рівна нулю при абсолютному нулю температури і суттєво збільшується при дії зовнішніх впливів – нагрівання, опромінення, тощо. В типових напівпровідниках величина провідності при нормальних умовах лежить у межах  $10^9 \text{ Ом}\cdot\text{м} < \sigma < 10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{м}$ . Властивості кристалічних напівпровідників добре пояснюються зонною теорією твердого тіла.

Як відомо, в ізольованому атомі електрони мають дискретні (квантовані) значення енергії. В кристалі електрони взаємодіють не тільки з своїми атомами, а й з сусідніми; це веде до змін дискретних рівнів і утворення енергетичних зон.

Енергетичний спектр електронів в кристалі складається з дозволених і заборонених зон. Найвища з повністю заповнених електронами зон називається валентною. Наступна за нею дозволена зона - зоною провідності (рис. 2.1).



Рисунок 2.1

Дозволена зона складається з великого, але скінченного числа енергетичних рівнів. Ширина дозволених зон порядку декількох електронвольт, а число рівнів визначається числом  $N$  атомів в кристалі (порядку  $10^{26}$  атомів на  $1 \text{ см}^3$  кристалу). Зона, що містить  $N$  рівнів, може у відповідності з принципом Паулі вмістити  $2N$  електронів.

Електропровідність можлива лише тоді, коли у неповністю заповнених зонах існують електрони,

чи вакансії.

Речовини, в яких зона провідності частково заповнена електронами називаються металами. Для напівпровідників і діелектриків при абсолютному нулі характерною є повністю заповнена електронами валентна зона і цілком вільна зона провідності. З точки зору зонної теорії, відмінність між напівпровідником і діелектриком полягає у величині забороненої зони  $\Delta E$ . Так для типових напівпровідників прийнято, що  $\Delta E < 2-3 \text{ eV}$  для нормальних умов.

У зв'язку з відносно малою величиною  $\Delta E$  для напівпровідника при  $T > 0$  є можливим теплові перескоки з зайнятої валентної зони у вільну зону провідності. З ростом температури інтенсивність теплових перескоків різко збільшується, оскільки імовірність того, що електрон при температурі  $T$  отримає від решітки енергію  $\Delta E$  пропорційна  $\exp(-\Delta E/k_{\sigma}T)$  де  $k_{\sigma}$  – стала Больцмана. Електрони, які перейшли в зону провідності можуть вільно рухатися під впливом зовнішнього поля, виникає електронна провідність (провідність  $n$ -типу). При цьому одночасно з появою електронів в зоні провідності у валентній зоні утворюються вільні рівні (вакансії), які можуть бути зайняті електронами. В зовнішньому електричному полі вакансії пересуваються в напрямку, протилежному рухові електронів, так, як би рухався додатній заряд, рівний по величині електронному. Такі вакантні стани називаються дірками, а провідність, що зумовлена рухом дірок в валентній зоні, - дірковою провідністю (або провідністю  $p$ -типу). Слід підкреслити, що рух дірок не є переміщенням реальних частинок, а віддзеркалює характер руху всієї багатоелектронної системи в напівпровідникові.

Напівпровідники, провідність яких задається рівною кількістю електронів та дірок, називаються власними (наприклад, чистий германій Ge чи кремній Si). Для них  $\Delta E$  є енергією активації пари електрон-дірка. Якщо в склад хімічно чистого напівпровідника ввести певні домішки (донори чи акцептори), то можна отримати зразки чи з тільки електронним типом провідності, чи тільки з дірковим. Це пов'язується з появою в забороненій зоні донорних чи акцепторних рівнів. Величини  $E_d$  і  $E_a$  є енергіями активації донорів та акцепторів.

Оскільки електропровідність  $\sigma$  пропорційна числу носіїв заряду

$$\sigma = enU_n + epU_p, \quad (2.1)$$

де  $n$  і  $p$  – концентрації електронів та дірок,  $U_n$  і  $U_p$  - їх рухливість, то  $\sigma$  можна подати у вигляді:

$$\sigma = A \cdot \exp(-\Delta E / 2k_{\sigma}T). \quad (2.2)$$

Тут  $\Delta E$  енергія активації  $E_d$  чи  $E_a$  (для домішкових  $n$  чи  $p$ -напівпровідників). Коефіцієнт  $A$  у формулі залежить від природи напівпровідника і слабо міняється з температурою. Напівпровідники, на відміну від металів, мають від'ємний температурний коефіцієнт опору  $\alpha_t$ :

$$\alpha_t = -\Delta E / (2k_{\sigma}T^2). \quad (2.3)$$

Енергія активації  $\Delta E$  є, таким чином, однією з основних характеристик напівпровідника.

На відміну від напівпровідників у металах в зоні провідності завжди є електрон з постійною концентрацією, які задають провідність металів при звичайних температурах. Температурна залежність опору металів визначається процесами розсіювання електронів провідності на теплових коливаннях решітки або дефектах.

### 3 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Досліджувані зразки є напівпровідниковими опорами, поміщеними в герметизований балон з технічним маслом. Це охороняє зразки від пошкодження і одночасно забезпечує добрий теплообмін. Зразок розміщується в термостаті.

3.1 На лабораторній установці провести виміри опору зразка через кожні  $5^{\circ}\text{C}$ , починаючи від кімнатної температури до  $90^{\circ}\text{C}$ . Результати вимірів записати у таблиці.

3.2 За отриманими даними побудувати графік залежності

$$\ln R = f(10^3 / T).$$

і дати їй інтерпретацію.

3.3 Розрахувати енергію активації  $\Delta E$  за формулою

$$\Delta E = \frac{2kT_1T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2}$$

для трьох пар експериментальних точок. Визначити похибки.

3.4 Оцінити значення температурного коефіцієнту опору напівпровідника  $\alpha_t$  за формулою (2.3).

#### 4 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1 Що таке провідники, напівпровідники та діелектрики?
- 4.2 Охарактеризуйте типи провідності напівпровідників.
- 4.3 Поясніть залежність опору напівпровідника від температури.
- 4.4 Зонна структура, енергія активації власних та домішкових напівпровідників.

## Лабораторна робота № 74

### ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ ГАМА-ПРОМЕНІВ РЕЧОВИНОЮ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛІЧИЛЬНИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

**Мета роботи:** вивчити закон радіоактивного розпаду, визначити коефіцієнт поглинання металів

#### 1 ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ

- 21) лічильний блок (типу В-2);
- 22) лічильник Гейгера-Мюллера, з тримачем
- 23) джерело гама-променів;
- 24) набір пластинок або трубок з різних матеріалів;
- 25) секундомір або годинник;
- 26) штангенциркуль або мікрометр.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Радіоактивністю називають самовільне перетворення одних ядер хімічних елементів в інші, що супроводжується випромінюванням елементарних частинок. Найбільш поширеними радіоактивними процесами є:

1.  $\alpha$  - розпад (з випромінюванням ядер гелію),
2.  $\beta$  - розпад (з випромінюванням електронів),
3.  $\gamma$  - випромінювання ядер (електромагнітне випромінювання дуже малої довжини хвилі від  $10^{-3}$  Å до 1 Å).

Радіоактивність ядер, що існують в природних умовах, називають природною, радіоактивність ядер, отриманих шляхом ядерних реакцій, називають штучною.

Радіоактивність була відкрита у 1896 році французьким фізиком Анрі Бекерелем, який, досліджуючи солі урану, виявив, що вони випускають невидимі промені, які викликають почорніння фотопластинки. Через два роки французькі вчені П'єр Кюрі та Марія Кюрі-Склодовська відкрили два нових сильнорадіоактивних елементи: радій і полоній. У 1908 р. англійський фізик Ернст Резерфорд відкрив новий радіоактивний газ – радон (перша назва – еманация радію). Значний вклад у пояснення  $\alpha$  -- розпаду (теорія тунельного ефекту) і  $\beta$  - розпаду вніс американський (українського походження) фізик-теоретик Джордж (Георгій) Гамов. Як природня, так і штучна радіоактивності описуються законом радіоактивного розпаду:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2.1)$$

де  $N_0$  – кількість ядер в початковий момент часу,  $N$  – кількість ядер через час  $t$ ,  $\lambda$  – стала розпаду (радіоактивна стала), яка для кожного хімічного елемента має своє значення. Час, за який розпадається половина всіх ядер, називається періодом напіврозпаду. Період напіврозпаду  $T$  пов'язаний із  $\lambda$ :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (2.2)$$

Періоди напіврозпаду відомих на даний час радіоактивних ядер знаходиться в межах від  $3 \cdot 10^{-7}$  с до  $5 \cdot 10^{15}$  років. Середній час життя  $\tau$  радіоактивного ядра є величиною, оберненою до радіоактивної сталої:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (2.3)$$

Ядра, що виникають в процесі радіоактивного перетворення, теж можуть бути радіоактивними і розпадатися з утворенням нових, можливо теж радіоактивних ядер і т.д. Таким чином виникає ряд радіоактивних перетворень. В природі існує три радіоактивних ряди, в яких процес розпаду починається відповідно із  $U^{238}$  (ряд урану),  $Th^{232}$  (ряд торію),  $U^{235}$  (ряд актиноурану). В усіх трьох випадках остаточним продуктом реакцій є ізомери свинцю –  $Pb^{206}$ ,  $Pb^{208}$  та  $Pb^{206}$ , відповідно.

Альфа-промені є потоком ядер гелію  ${}^4_2He$ .  $\alpha$ -розпад відбувається за наступною схемою:



Тут  $X$  позначає ядро, що розпадається (материнське ядро),  $Y$  – ядро, що утворюється (дочірнє ядро). Альфа-розпад, як правило, супроводжується випусканням  $\gamma$ -променів (електромагнітних хвиль дуже малої довжини). Швидкості, з якими  $\alpha$ -частинки (ядра гелію) вилітають із материнського ядра, є дуже великими (порядку  $10^7$  м/с). Пролітаючи крізь речовину, альфа-частинка швидко втрачає кінетичну енергію на йонізацію частинок речовини і зупиняється, утворивши на своєму шляху біля  $10^5$  пар іонів. Пробіг альфа-частинки тим менший, чим більшою є густина речовини. В повітрі при нормальних умовах пробіг альфа-частинки становить кілька сантиметрів, в твердих тілах – порядку  $10^{-6}$  м.

При бета-розпаді ядро випромінює електрон (чи позитрон), або поглинає електрон (при електронному захопленні).

Електронний розпад відбувається за схемою



Маса електрона у 2000 разів менша від маси нуклона (нуклонами називають частинки, що входять до складу атомних ядер – протони і нейтрони), тому в записі реакції нею нехтують, електрону приписують масове число рівне нулю. Разом з електроном випромінюється також і антинейтрино  $\tilde{\nu}$  (нейтральна частинка з масою спокою, рівною нулю, яка отримує надлишок енергії, що виділяється в результаті реакції). На відміну від альфа-частинок, які мають строго визначене значення енергії, електрони при бета-розпаді, набувають енергії в широкому інтервалі від нуля до певної максимальної.

Позитронний розпад відбувається за схемою



Тут  ${}_{+1} e^0$  позначає позитрон – частинку з масою спокою, рівною масі спокою електрона і позитивним зарядом, рівним величині заряду електрона,  $\nu$  позначає нейтрино.

При електронному захопленні ядро поглинає один із електронів свого атома, в результаті цього один із протонів  $p$  перетворюється в нейтрон  $n$ , випромінюючи при цьому нейтрино  $\nu$



Якщо ядро, що виникає в результаті реакції, знаходиться у збудженому стані (має надлишок енергії), при переході у стан з нижчою енергією воно випромінює  $\gamma$ -кванти.

Будь-які види іонізуючого випромінювання є небезпечними для людського організму. Тривала дія опромінення в значних дозах може привести до важких наслідків. Атмосферному повітрю властива природня радіоактивність, зумовлену, в основному, двома факторами: космічними променями (радіоактивним випромінюванням, що потрапляє в атмосферу із космосу) та наявністю в ньому радона і продуктів його розпаду (радон – інертний газ, який є продуктом розпаду радію, що міститься в ґрунті).

Радіоактивні випромінювання викликають хімічні реакції (хімічна дія), йонізують атоми речовини, крізь яку проходять (йонізаційна дія) і збуджують свічення деяких речовин (люмінесцентна дія). Відповідно всі методи реєстрації і дослідження

радіоактивних випромінювань можна поділити на фотохімічні (товстошарові фотопластинки), йонізаційні (лічильники Гейгера-Мюллера, камера Вільсона, бульбашкова камера Глезера) та люмінесцентні (люмінесцентні лічильники). В цій роботі для реєстрації гама-квантів використовується лічильник Гейгера-Мюллера, який представляє собою металеву тонкостінну гофровану трубку (що служить від'ємним електродом), вздовж осі якої протягнута металева дротина (що служить додатнім електродом) (див. рис. 2.1). Тиск у трубці понижений – для збільшення довжини вільного пробігу частинок. Гама-квант, що проник всередину трубки крізь її стінку, викликає йонізацію газу. Утворені йони притягуються протилежно зарядженими електродами. При цьому в електричному колі виникає імпульс струму, який реєструється механічним, звуковим і світловим способами.

Важливою характеристикою радіоактивної речовини є її активність – число розпадів, що відбувається за одиницю часу. Активність

$$\frac{dN_{\text{розп}}}{dt} = \lambda N, \quad (2.8)$$

є пропорційною до сталої розпаду та до кількості ядер, що не розпалися. Одиницею вимірювання активності є **бекерель** = 1 розпад/с. Позасистемною одиницею вимірювання активності є **кюри** =  $3,700 \cdot 10^{10}$  розпадів/с.

Поглинання радіоактивного випромінювання речовиною описується законом

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2.9)$$

тут  $I_0$  – інтенсивність випромінювання зовні речовини,  $I$  – інтенсивність випромінювання після проходження в речовині віддалі  $x$ ,  $\mu$  – лінійний коефіцієнт поглинання. Якщо речовина складається з атомів одного сорту, то корисно ввести масовий коефіцієнт поглинання  $\mu_m = \mu/\rho$ , де  $\rho$  – густина речовини.

Порівнюючи інтенсивність потоку радіоактивних частинок перед пластиною з поглинаючого матеріалу та після неї, можна визначити лінійний коефіцієнт поглинання речовини (цьому присвячена дана робота):

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}. \quad (2.10)$$

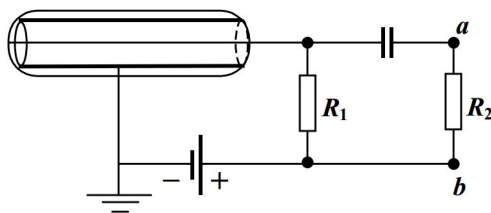
З рівняння (2.10) отримуємо

$$\mu = \frac{1}{x} \cdot \ln \frac{I_0}{I}. \quad (2.11)$$

Вираз (2.11) є розрахунковою формулою даної роботи.

## 2.1 Будова і принцип дії лічильника Гейгера-Мюллера

Для вивчення  $\beta$ - і  $\gamma$ - радіоактивних випромінювань використовуються лічильники Гейгера-Мюллера.



Лічильник Гейгера-Мюллера (скорочено “лічильник Гейгера”) представляє собою циліндричний конденсатор у формі скляної або металевій трубки, наповненої газом при тиску приблизно 100 мм рт.ст. (рис. 2.1). Одним електродом служить металева нитка, другим – провідний шар, нанесений на внутрішню поверхню скляної трубки або металева трубка. Оскільки газ у трубці є

діелектриком, то при напрузі, недостатній для його пробивання, і відсутності радіоактивного випромінювання струму в колі лічильника нема. Якщо радіоактивна частинка ( $\beta$  або  $\gamma$ ) попадає в простір між електродами лічильника, то вона викликає йонізацію атомів газу. Електрони і йони, що утворилися під дією поля прямують до електродів. В колі лічильника виникає короточасний імпульс струму, який дає спад напруги на резисторі  $R_2$  (між точками  $a$  і  $b$ ) і реєструється механічним, світловим або звуковим способом.

Лічильник, будову і принцип дії якого описано вище, винайшов німецький фізик-експериментатор Ганс Вільгельм Гейгер і пізніше вдосконалив його разом з В.Мюллером.

## 2.2 Техніка безпеки з радіоактивними речовинами

1. Радіоактивні речовини шкідливі для людського організму. Тому контейнер з радіоактивним препаратом не слід тримати тривалий час (не  $> 1$  хв.) відкритим (знімати кришку).

2. Категорично забороняється виймати будь-яким способом коробку з препаратом зі свинцевого контейнера.

3. Не можна торкатися до препарату голими руками. У випадку попадання радіоактивних забруднень на руки – слід акуратно вимити їх тепловою водою з милом.

4. Всі маніпуляції з радіоактивним препаратом треба проводити під наглядом лаборанта.

## 3 ОПИС УСТАНОВКИ

Установка для визначення коефіцієнта поглинання (поглинальності)  $\gamma$ -променів речовиною (рис. 3.1) складається з лічильного блока 1 (ТИП-ВСП), тримача 2 і лічильника Гейгера-Мюллера 3.

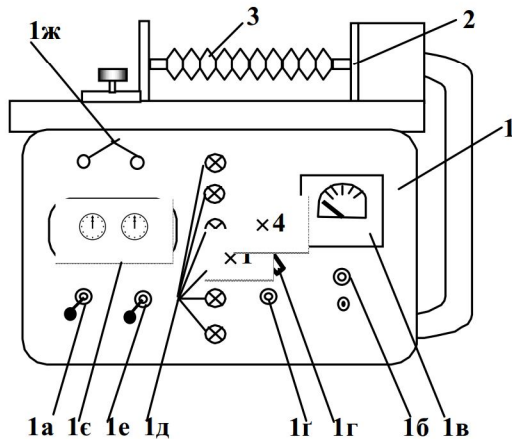


Рисунок 3.1

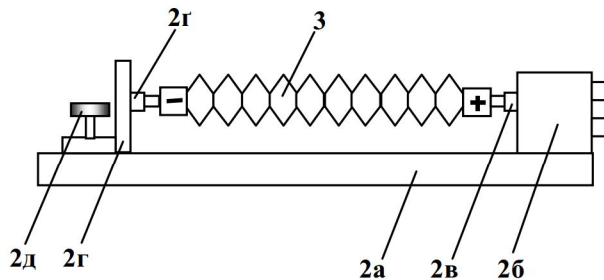
Лічильний блок 1 (рис. 3.1) представляє собою прилад для реєстрації  $\gamma$ -квантів механічним (поворотом стрілки), звуковим (кляцанням) і світловим (миганням неонки) способами.

На передній панелі лічильного блока розміщені (рис. 3.1): тумблер 1а “сеть” (“електрична мережа”), ручка 1б регулятора робочої напруги (під ручкою знаходиться кнопка “замыкание высокого напряжения”, вольтметр 1в, перемикач перерахунку 1г, кнопка

1г “сброс”, неонові лампочки 1д, тумблер 1е “пуск”, два циферблата 1є і дві ручки 1ж “установка поля”.

Тримач (рис. 3.2) складається з горизонтально розміщеної планки 2а, до правого краю якої прикріплений блок 2б з гніздом 2в і рухомою стійкою 2г з гніздом 2г і гвинтом 2д.

Лічильник Гейгера-Мюллера 3 (рис. 3.2) типу С виконаний у вигляді гофрованої металевої (бляшаної) трубки з двома полюсами (п'ятами, електродами) (позитивним і негативним). Гофрована трубка служить від'ємним електродом, а протягнута вздовж осі циліндра металева дротина – додатнім.



додатній полюс (зі знаком “+”) вставити у гніздо 2в блока 2б (рис. 3.2), а протилежний (від’ємний) – у гніздо 2г рухомої стійки 2г і зафіксувати гвинтом 2д.

Рисунок 3.2

#### 4 ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 4.1 Вставити лічильник Гейгера 3 (рис. 3.1 і рис. 3.2) у гнізда 2в і 2г (рис. 3.2) тримача з дотриманням полярності увімкнення.
- 4.2 Перевірити, чи знаходяться у початковому положенні (“0” або “вимкнено”) стрілки приладів, і тумблери на передній панелі лічильного блоку.
- 4.3 Вставити вилку живлення лічильного блоку в розетку і увімкнути тумблер “сеть” 1а (рис. 3.1). При цьому засвітиться сигнальна лампочка. Дати можливість прогріти лічильний блок протягом 10-15 хвилин.
- 4.4 Регулятором напруги 1б встановити на вольтметрі 1в робочу напругу  $U=300$  В.
- 4.5 Перемикач 1в поставити в початкове положення “×1”.
- 4.6 Кнопкою “сброс” 1г погасити неонові лампочки 1д.
- 4.7 Отримати в лаборанта свинцевий контейнер з радіоактивним препаратом і помістити його на горизонтальну планку 2а тримача 2 під лічильником Гейгера приблизно по його середині.
- 4.8 Відкрити кришку контейнера. Перемикач перерахунку 1г перемкнути в положення, при якому лічильник рахує імпульси (загоряються неонові лампочки і чути тріск звукового лічильника).
- 4.9 Одночасно увімкнути тумблер 1е “пуск” і секундомір. Через 1 хвилину вимкнути секундомір і тумблер “пуск”, а також закрити контейнер кришкою.
- 4.10 З циферблатів механічного лічильника зняти покази і записати в таблицю. Ручками 1ж встановити циферблати механічного лічильника в нульове положення.
- 4.11 Відкрити кришку контейнера і замість неї покласти пластинку з досліджуваного матеріалу.
- 4.12 Знову одночасно увімкнути тумблер 1е “пуск” і секундомір. Через 1 хвилину вимкнути їх.
- 4.13 Зняти пластинку з контейнера і закрити його кришкою. Повернути контейнер лаборантові.

- 4.14 Мікрометром виміряти товщину пластинки з досліджуваного матеріалу.  
 4.15 Повторити дослід 3 рази.  
 4.16 Середні значення отриманих величин підставити в розрахункову формулу (2.11) і обчислити лінійний коефіцієнт поглинання  $\mu$ .  
 4.17 За формулами обчислити відносну  $\varepsilon$  і абсолютну  $\Delta\mu$  похибки.  
 4.18 Результати вимірювань і обчислень занести в таблицю 4.1:

**Таблиця 4.1**

№ досл.	$I_0$ –	$\Delta I_0$ –	$I$ –	$\Delta I$ –	$x$ $10^{-3}$ м	$\Delta x$ $10^{-3}$ м	$\mu$ $\text{м}^{-1}$	$\Delta\mu$ $\text{м}^{-1}$	$\varepsilon$ %
1									
2									
3									
С.з.									

- 4.19 Кінцевий результат записати під таблицею у вигляді:

$$\mu = (\mu_c \pm \Delta\mu_c) \text{м}^{-1}; \varepsilon = \dots\%$$

**Примітка:** Коефіцієнт поглинання  $\gamma$ -променів речовиною можна визначити і без спеціального джерела випромінювання за допомогою фону. У цьому випадку поглинач виконаний у формі циліндра, який одягають на лічильник Гейгера.

## 5 ДОДАТКОВІ ЗАВДАННЯ (даються викладачем)

- 5.1 Визначити масовий коефіцієнт поглинання досліджуваної речовини.  
 5.2 Визначити товщину шару половинного поглинання досліджуваної речовини.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

- 6.1 Що таке радіоактивність, які її види?  
 6.2 Сформулюйте закон радіоактивного розпаду.  
 6.3 Що таке середній час життя, період напіврозпаду?  
 6.4 Опишіть будову лічильника Гейгера-Мюллера.  
 6.5 Сформулюйте закон поглинання випромінювання речовиною.  
 6.6 Сформулюйте правила техніки безпеки при роботі з радіоактивними речовинами.

## ТАБЛИЦІ

### ОДИНИЦІ ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН В СИСТЕМІ СІ

Таблиця 1

Величина і її позначення	Рівняння для визначення одиниці	Одиниця вимірювання	Скорочене позначення
1	2	3	4
<b>Основні одиниці</b>			
Довжина $l$	-	метр	м
Маса $m$	-	кілограм	кг
Час $t$	-	секунда	с
Сила струму $i$	-	ампер	А
Сила світла $I$	-	кандела	Кд
Температура $T$	-	кельвін	<b>К</b>
<b>Додаткові одиниці</b>			
Площинний кут $\varphi$	-	радіан	рад
Просторовий(тілесний) кут $\Omega$	-	стерадіан	ср
<b>Похідні одиниці</b>			
Площа $S$	$S = l^2$	квадратний метр	м <sup>2</sup>
Об'єм $V$	$V = l^3$	кубічний метр	м <sup>3</sup>
Частота $\nu$	$\nu = \frac{1}{T}$	герц	Гц
Робота, енергія $A$	$A = Fl$	джоуль	Дж
Потужність $N$	$N = \frac{A}{t}$	ват	Вт
Кількість теплоти $Q$	$Q = A = W$	джоуль	Дж
Температурний градієнт	$grad T = \frac{\Delta T}{\Delta l}$	кельвін на метр	К/м
Електрична стала $\epsilon_0$	$\epsilon_0 = \frac{Cd}{\epsilon S}$	фарад на метр	Ф/м
Відносна діелектрична проникність $\epsilon$	$\epsilon = \frac{E_0}{E}$	-	-
Електричний заряд $q$	$q = i \cdot t$	кулон	Кл
Напруженість електричного поля $E$	$E = \frac{U}{l}$	вольт на метр	В/м
Різниця потенціалів електричного поля $\varphi$	$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q}$	вольт	В
Індукція магнітного поля $B$	$B = \frac{\Phi}{S}$	тесла	Тл
Магнітна стала $\mu_0$	$\mu_0 = \frac{l}{\mu n^2 V}$	генрі на метр	Гн/м

**Продовження таблиці 1**

1	2	3	4
Відносна магнітна проникність $\mu$	$\mu = \frac{B}{B_0}$	-	-
Довжина хвилі $\lambda$	$L$	метр	м
Світловий потік $\Phi$	$\Phi = J \cdot \omega$	люмен	лм
Енергетична світність $R_T$	$R_T = \frac{N}{S}$	ват на квадратний метр	Вт/м <sup>2</sup>
Освітленість $E$	$E = \frac{\Phi}{S}$	люкс	лк
Яскравість $B$	$B = \frac{J}{S_n}$	кандела на квадратний метр	кд/м <sup>2</sup>
Світність $R$	$R = \frac{\Phi}{S}$	люмен на квадратний метр	лм/м <sup>2</sup>
Стала радіоактивного розпаду $\lambda$	$\lambda = \frac{\Delta N}{N \cdot \Delta t}$	секунда в мінус першій степені	с <sup>-1</sup>
Період піврозпаду $T$	$T = t$	секунда	с
Активність радіоактивного препарату $A$	$A = \frac{\Delta N}{\Delta t}$	бекерель	Бк
Питома масова активність $a$	$a = \frac{A}{m}$	бекерель на кілограм	Бк/кг
Поверхнева густина потоку частинок $\phi$	$\phi = \frac{1}{l^2 t}$	метр у мінус другому степені на секунду	м <sup>-2</sup> /с
Лінійний коефіцієнт поглинання $\mu$	$\mu = \frac{1}{l}$	метр у мінус першому степені	м <sup>-1</sup>
Масовий коефіцієнт поглинання $\mu_m$	$\mu_m = \frac{l^2}{m}$	квадратний метр на кілограм	м <sup>2</sup> /кг
Доза випромінювання (поглинута доза випромінювання) $D$	$D = \frac{\Delta W}{\Delta m}$	грей	Гр
Потужність дози випромінювання (поглинутої дози) $G$	$G = \frac{\Delta D}{\Delta t}$	грей за секунду	Гр/с
Експозиційна доза фотонного випромінювання $\chi$	$\chi = \frac{\Delta q}{\Delta m}$	кулон на кілограм	Кл/кг
Потужність експозиційної дози фотонного випромінювання $\chi$	$\chi = \frac{\Delta \chi}{\Delta t}$	ампер на кілограм	А/кг
Еквівалентна доза випромінювання $H$	$H = \frac{\Delta W}{\Delta m}$	зіверт	Зв

**ПОЗАСИСТЕМНІ ОДИНИЦІ ВИМІРЮВАННЯ  
І ЇХ ЗВ'ЯЗОК З ОДИНИЦЯМИ СИСТЕМИ СІ**

**Таблиця 2**

Величина	Одиниця вимірювання і її зв'язок з одиницею в системі СІ
Довжина	1 сантиметр (см) = $10^{-2}$ м
	1 мікромметр (мікрон), 1 мкм = $1 \mu = 10^{-6}$ м
	1 ангстрем ( $1 \text{ \AA}$ ) = $10^{-10}$ м
Маса	1 атомна одиниця маси (а.о.м.) = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг
	1 грам (г) = $10^{-3}$ кг
	1 тона (т) = $10^3$ кг
Плоский кут	1 градус ( $^{\circ}$ ) = $\pi/180$ рад
	1 хвилина ( $'$ ) = $(\pi/108) \cdot 10^{-2}$ рад
	1 секунда ( $''$ ) = $(\pi/648) \cdot 10^{-3}$ рад
	1 оберт (об) = $2\pi$ рад
Робота, енергія, кількість теплоти	1 ерг = $10^{-7}$ Дж
	1 електрон-вольт (еВ) = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж
	1 калорія (кал) = 4,19 Дж
	1 кілокалорія (ккал) = $4,19 \cdot 10^3$ Дж
Потужність	1 ерг/с = $10^{-7}$ Вт
Температура за Цельсієм	1 градус Цельсія ( $^{\circ}\text{C}$ ) = 1К
Активність ізотопу в радіоактивному джерелі	1 кюрі = $3,7 \cdot 10^{10}$ розп/с
Поглинута доза випромінювання	1 рад = $10^{-2}$ Дж/кг
Експозиційна доза X- і гама-випромінювання	1 рентген (р) = $2,57976 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг
<i><b>Примітка:</b></i> Одиницю експозиційної дози X- і гама-випромінювання Кулон на кілограм, а також позасистемну одиницю рентген, можна застосовувати для вимірювання випромінювань з енергією квантів, що не перевищують $5 \cdot 10^{-13}$ Дж (приблизно 3 МеВ)	

## ОСНОВНІ ФІЗИЧНІ СТАЛІ

**Таблиця 3**

Назва	Позначення і числове значення
Абсолютний нуль температури	$-273,15^{\circ}\text{C}$
Число Авогадро	$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Число Лошмідта	$n_0 = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Стала Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Стала Планка	$h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$
Швидкість світла у вакуумі	$c = 2,997925 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Стала Стефана-Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Стала Рідберга	$R = 1,097 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$
Атомна одиниця маси та енергія, що їй відповідає	$a.o.m. = 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг};$ $931 \text{ МеВ} = 1,49 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}$
Магнітна стала	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м} = 12,566 \text{ Гн/м}$
Електрична стала	$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Елементарний заряд	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Маса електрона	$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Маса й енергія спокою протона	$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг}; 938,3 \text{ МеВ}$
Маса й енергія спокою нейтрона	$m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}; 939,6 \text{ МеВ}$

**ПОКАЗНИКИ ЗАЛОМЛЕННЯ  $n$  РЕЧОВИН ВІДНОСНО ПОВІТРЯ**  
(для довжини хвилі  $\lambda=589,3$  нм)

Таблиця 4

Речовина	$n$	Речовина	$n$
<b>Тверді тіла</b>		<b>Рідини</b>	
Алмаз	2,42	Вода	1,33
Берил (ізмурд)	1,58	Гліцерин	1,47
Кам'яна сіль	1,54	Канадський бальзам	1,53
Кварц кристалічний	1,54	Олія касторова	1,48
Кварц плавлений	1,46	Олія кедрова	1,52
Корунд (сапфір, рубін)	1,77	Олія лляна	1,47
Лід	1,31	Олія соняшникова	1,47
Плексиглас	1,50	Олія прованська	1,46
Цукор	1,56	Парафін рідкий	1,48
Слюда	1,56÷1,60	Сірководень	1,63
Скло (важкий флінт)	1,80	Скипидар	1,47
Скло (легкий крон)	1,57	Спирт метиловий	1,33
Топаз	1,63	Спирт етиловий	1,36
Турмалін	1,67	Толуол	1,50
Шпат ісландський	1,66	Ефір етиловий	1,35

**ЯСКРАВОСТІ ОСВІТЛЕНИХ ПОВЕРХОНЬ**

Таблиця 5

Освітлена поверхня	Яскравість, кд/м <sup>2</sup>
Екран в кінотеатрі	25 – 50
Аркуш білого паперу при освітленості 50 лк	10 – 15
Сніг під прямим сонячним промінням	$3 \cdot 10^4$
Поверхня Місяця	$2,5 \cdot 10^3$

**ЯСКРАВІСТЬ ДЖЕРЕЛ СВІТЛА**

Таблиця 6

Джерело світла	Яскравість, кд/м <sup>2</sup>
Сонце	$15 \cdot 10^8$
Кратер вугільної дуги	$15 \cdot 10^7$
Нитка лампи розжарення	$1,5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$
Іскра при розряді у повітрі	$2,1 \cdot 10^{11}$
Екран монітора	100 – 200

## ОСВІТЛЕНІСТЬ, ЩО СТВОРЮЄТЬСЯ РІЗНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ

**Таблиця 7**

Джерела	Освітленість, лк
Сонячне світло в полудень (влітку)	$10^5$
Сонячне світло в полудень (взимку)	$10^4$
Хмарне небо (влітку)	$5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$
Хмарне небо (взимку)	$10^3 - 2 \cdot 10^3$
Настільна лампа	50 – 200
Повний Місяць	0,2
Нічне небо у безмісячну ніч	$3 \cdot 10^{-4}$

## КОЕФІЦІЄНТИ ВІДБИВАННЯ ПРИ РІЗНИХ КУТАХ ПАДІННЯ

**Таблиця 8**

Речовина	Кут падіння, град									
	0	20	30	40	50	60	70	80	89	90
Вода	2	2,1	2,2	2,5	3,4	6,0	13,5	34,5	90,5	100
Скло	4,7	4,7	4,9	5,3	6,6	9,8	18	39	91	100

## ГРАНИЧНІ КУТИ ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИВАННЯ

**Таблиця 9**

Речовина	$\alpha_{\text{гран}}$ , град	Речовина	$\alpha_{\text{гран}}$ , град
Вода	49	Сірководень	38
Гліцерин	43	Скло (важкий флінт)	34
Скло (легкий крон)	40	Алмаз	24

**ПИТОМЕ ПОВЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ**  
(при 20°C,  $\lambda=589,3$  нм)

**Таблиця 10**

Речовина	$\theta$ , кут.град. $\cdot$ м <sup>3</sup> /кг $\cdot$ м)	Концентрація $C$ , кг/м <sup>3</sup>
Розчин цукру у воді	$66,47 + 1,27 \cdot 10^{-2} \cdot C + 3,77 \cdot 10^{-4} \cdot C^2$	0 – 50
Розчин глюкози у воді	$52,50 + 1,88 \cdot 10^{-2} \cdot C + 5,17 \cdot 10^{-4} \cdot C^2$	0 – 35
Скипидар	-37	–
Розчин нікотину у воді	-79,4	0 – 10

**РОБОТА ВИХОДУ ЕЛЕКТРОНА І ЧЕРВОНА МЕЖА ФОТОЕФЕКТУ**

**Таблиця 11**

Речовина	$A$ , еВ	$\lambda$ , нм
Закис міді	5,15	250
Бромисте срібло	3,7 – 5,14	335 – 240
Натрій	2,10	590
Цезій	1,36	909
Барій	1,1	1130

**МАСОВІ КОЕФІЦІЄНТИ ПОГЛИНАННЯ Х-ПРОМЕНІВ,  $10^{-1}$  м<sup>2</sup>/кг**

**Таблиця 12**

Довжина хвилі, нм	Al	Fe	Cu	Pb
0,02	0,27	1,06	1,45	4,6
0,06	3,3	23,5	32	77
0,10	14,0	95	134	77
0,16	55	390	60	258
0,20	106	78	119	–

## МАСИ ДЕЯКИХ ІЗОТОПІВ (в а.о.м.)

Таблиця 13

Ізотоп	Маса	Ізотоп	Маса	Ізотоп	Маса
${}^1_1\text{H}^1$	1,00814	${}^9_4\text{Be}^9$	9,01505	${}^{30}_{14}\text{Si}^{30}$	29,98325
${}^2_1\text{H}^2$	2,01474	${}^{10}_5\text{B}^{10}$	10,01612	${}^{40}_{20}\text{Ca}^{40}$	39,97542
${}^3_1\text{H}^3$	3,01700	${}^{12}_6\text{C}^{12}$	12,00380	${}^{56}_{27}\text{Ca}^{56}$	55,975769
${}^3_2\text{He}^3$	3,01699	${}^{13}_7\text{N}^{13}$	13,00987	${}^{63}_{29}\text{Cu}^{63}$	62,94962
${}^4_2\text{He}^4$	4,00388	${}^{14}_7\text{N}^{14}$	14,00752	${}^{113}_{48}\text{Cd}^{113}$	112,94206
${}^6_3\text{Li}^6$	6,01703	${}^{17}_8\text{O}^{17}$	23,00145	${}^{200}_{80}\text{Hg}^{200}$	200,02800
${}^7_3\text{Li}^7$	7,01823	${}^{23}_{12}\text{Mg}^{23}$	23,99267	${}^{235}_{92}\text{U}^{235}$	235,11750
${}^7_4\text{Be}^7$	7,01916	${}^{24}_{12}\text{Mg}^{24}$	26,99010	${}^{238}_{92}\text{U}^{238}$	238,12376
${}^8_4\text{Be}^8$	8,00785	${}^{27}_{13}\text{Al}^{27}$			

## ПЕРІОДИ ПІВРОЗПАДІВ ДЕЯКИХ РАДІОАКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ

Таблиця 14

${}^{45}_{20}\text{Ca}^{45}$	164 діб
${}^{90}_{88}\text{Sr}^{90}$	28 років
${}^{210}_{84}\text{Po}^{210}$	138 діб
${}^{222}_{86}\text{Rn}^{222}$	3,82 діб
${}^{226}_{88}\text{Ra}^{226}$	1590 років
${}^{235}_{92}\text{U}^{235}$	$7,1 \cdot 10^8$ років
${}^{238}_{92}\text{U}^{238}$	$4,5 \cdot 10^9$ років