Міністерство освіти і науки України
Центральноукраїнський державний педагогічний університет імені Володимира Винниченка

Сальник І.В., Волчанський О.В., Сірик Е.П., Соменко Д.В.

СПЕЦІАЛЬНИЙ ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

Навчальний посібник

Кропивницький - 2019

УДК 53 (072)
С71

Сальник І.В., Волчанський О.В., Сірик Е.П., Соменко Д.В. ***Спеціальний фізичний практикум***: навчальний посібник для студентів фізико-математичних факультетів. – Кропивницький: ПП «Центр оперативної поліграфії «Авангард», 2019. – 136 с.

Рецензенти: Вовкотруб В.П., доктор педагогічних наук, професор кафедри фізики та методики її викладання ЦДПУ ім..В.Винниченка
Царенко О.М., кандидат технічних наук, професор кафедри теорії і методики технологічної підготовки, охорони праці та безпеки життєдіяльності ЦДПУ ім..В.Винниченка

Під час роботи над посібником автори використали методичні рекомендації, що були видані колективом викладачів та співробітників кафедри фізики та методики її викладання у 1993 та 1997 роках: Методичні рекомендації до лабораторних робіт з курсу спеціального фізичного практикуму. Частина 1., 2 / І.З.Ковальов, В.Ф.Гамалій, С.М.Бойко, О.В.Волчанський, П.В.Сірик. – Кіровоград: КДПІ, 1993, 1997. – 60 с.; 54 с.

Навчально-методичний посібник рекомендований методичною радою Центральноукраїнського державного педагогічного університету (протокол №9 від 14.06.2017 р.)

© І.В. Сальник, О.В.Волчанський, Е.П.Сірик, Д.В.Соменко

ВСТУП

Широко відомо, що фізичний експеримент добре розуміється тільки тоді, коли він проводиться студентом самостійно, коли студент безпосередньо бере участь не тільки у його проведенні, але й у підготовці до нього, не тільки перевіряє здобуті закономірності, а й самостійно дістає нові. За цих умов одержання знань супроводжується творчою пошуковою роботою. Саме такі якості притаманні спеціальним фізичним практикумам.

Фізичний практикум займає важливе місце в системі університетської підготовки фахівців у галузі фізики, в тому числі майбутніх вчителів.

Сьогодні не можна оволодіти технікою без знання фізики; разом з цим справедливо і те, що глибоке розуміння фізики неможливе без розгляду її технічного застосування. Спеціальний фізичний практикум передбачає ознайомлення студентів із сучасними методами наукових досліджень та тими засобами їх реалізації, що відбивають останні наукові досягнення.

Спеціальний фізичний практикум – навчальний курс, що викладається студентам другого (магістерського) рівня освіти спеціальності 014 Середня освіта (Фізика). Він є продовженням та поглибленням вивчення курсів загальної та теоретичної фізики на експериментальній основі.

Мета даного курсу – ознайомлення з експериментальними методами дослідження фізичних явищ та встановлення фундаментальних властивостей і закономірностей їх перебігу, вивчення конструктивних особливостей фізичних приладів та установок.

Специфічними завданнями курсу є поглиблення теоретичних знань студентів; формування розуміння ролі експерименту у фізичній науці; широке і поглиблене знайомство з матеріальними засобами вимірювань у фізиці; засвоєння основних принципів і методів вимірювань у фізиці; культури проведення експериментів; розвиток спостережливості, конструктивного мислення, активізація самостійності у роботі; залучення студентів до самостійної навчально-наукової роботи.

В навчально-методичному посібнику описано 14 лабораторних робіт, в яких, зокрема, досліджуються властивості напівпровідникових приладів, встановлюються температурні залежності концентрації і рухливості вільних носіїв заряду у напівпровідниках, спектральні та фотометричні дослідження, пов’язані із вивченням квантових закономірностей та інші. Ці роботи стосуються експериментальних перевірок ряду теоретичних положень фізики твердого тіла та фізики напівпровідників.

Опис робіт починається з теоретичного вступу (теоретичних відомостей), що дозволяє розпочати виконання експерименту без додаткового опрацювання підручників. Теоретичні відомості достатньо повні і дають чітке уявлення про суть досліджуваного явища і методику його вивчення. Далі йде опис вимірювальної апаратури і завдання, яке регламентує послідовність проведення вимірювань (експериментальна установка). В даній частини студенти мають можливість вивчити схеми установок за добре виконаними рисунками та фотографіями. Наступний крок – виконання вимірювань. До кожної роботи наведений детальний алгоритм послідовності дій та виконання вимірювань. Звертається увага на дотримання правил безпеки під час роботи з приладами та установками. В кінці кожної роботи приведено перелік контрольних запитань, що дозволяє студенту провести самоконтроль підготовки до виконання роботи.

Пропоновані в раніше виданому посібнику лабораторні роботи були доопрацьовані та перероблені. Також запропонована до виконання нова лабораторна робота «Дослідження інтенсивності лазерного випромінювання у дифракційному спектрі» з використанням нового сучасного обладнання.

Зміст лабораторного практикуму, що запропонований у методичних рекомендаціях повністю відповідає вимогам освітньої програми підготовки магістра освіти за спеціальністю 014 Середня освіта (Фізика). Дане видання буде корисним для студентів фізичних, природничих та технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

Лабораторна робота №1
ДОСЛІДЖЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ТЕРМООПОРІВ (ТЕРМІСТОРІВ)

Обладнання і матеріали: ртутний термометр, термістор з відвідними контактними провідниками, місток постійного струму типу МО-62, термостат.

Теоретичні відомості

Усі речовини за своїми електропровідними властивостями поділяються на провідники, напівпровідники та ізолятори. Вказаний поділ речовин умовний, оскільки його межі чітко не визначені та залежать від зовнішніх умов, насамперед від температури.

Основними характеристиками електричних властивостей речовини є її питомий електричний опір ρ та питома електропровідність σ. Значення цих величин для провідників, напівпровідників та ізоляторів подано в табл.1.

Таблиця 1

Матеріал	ρ, *Ом·м*	$\sigma, Ом^{-1} \cdot м^{-1}$
Провідники	$10^{-8} - 10^{-6}$	$10^{8} - 10^{6}$
Напівпровідники	$10^{-6} - 10^{8}$	$10^{6} - 10^{-8}$
Ізолятори	$10^{8} - 10^{20}$	$10^{-8} - 10^{-20}$

За сучасною зонною теорією енергетичний спектр твердого тіла (кристала) є набором визначених квантово-механічними закономірностями енергетичних рівнів, сукупність яких утворює дозволенні зони. Енергетична зона що утворилася в результаті розщеплення якого-небудь одного або декількох енергетичних рівнів ізольованих атомів при об'єднанні їх в кристал, називається *дозволеною зоною*.

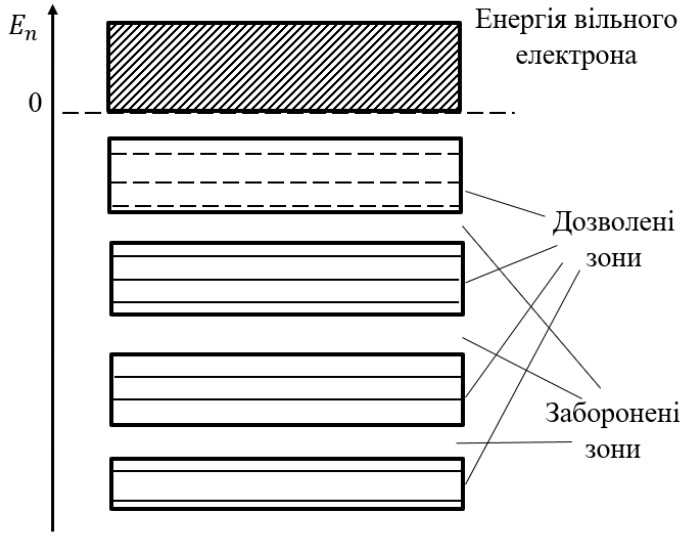


Рис.1

Розщеплення в енергетичну зону зазнають не лише стаціонарні, але й збуджені енергетичні рівні. Таким чином замість системи дискретних рівнів енергії, якими характеризуються окремі атоми, у кристалі з’являється система енергетичних зон, ширина яких не залежить від зовнішніх розмірів кристала, а визначається його природою.

Густина розташування енергетичних рівнів в кожній зоні залежить від розмірів твердого тіла. Чим більше атомів містить кристал, тим густіше розташовуються рівні в зоні. Якщо врахувати, що 1 $см^3$ твердого тіла містить близько 10^{22} атомів, то при ширині зони в 1 еВ рівні розташовуються на відстані 10^{-22} еВ. В твердому тілі значних розмірів енергетичні рівні в зонах розташовані практично неперервно.

Дозволені зони розділені енергетично забороненими проміжками, які, у випадку ідеального чистого кристалу, не містять жодного дозволеного енергетичного рівня. Такі проміжки називають забороненими зонами (рис. 1).

Інтервали значень енергії, якими не може володіти електрон в ідеальному кристалі, називається *забороненою зоною*. *Ширина забороненої зони* – це різниця енергій між нижнім рівнем однієї дозволеної зони і верхнім рівнем сусідньої дозволеної зони.

Ширина дозволених і заборонених зон кристала залежить від його хімічного складу, взаємного розміщення атомів (типу кристалічної решітки), стану кристала (температура, деформація, тощо) та ряду інших факторів, але не залежить від розміру кристалу. Із зростанням енергії ширина дозволених зон збільшується, відповідно до цього ширина заборонених зон – зменшується. Кількість дозволених зон визначається кількістю енергетичних рівнів ізольованого атома цієї речовини, при розміщені яких утворилися дозволенні зони.

Необхідно відмітити, що енергетична зона не має ніяких просторових розмірів, вона є лише фізичним поняттям, згідно якому електрони твердого тіла можуть володіти набором енергій в певних межах.

Дозволена зона, в якій при температурі, що дорівнює 0 К, усі енергетичні рівні зайняті електронами, називається *заповненою зоною.* Верхня, із заповнених зон (зона найбільших енергій), називається *валентною зоною*. Найвищий заповнений енергетичний рівень валентної зони називається *рівнем Фермі*. Іноді й валентна зона може бути лише частково заповнена електронами, якщо на останньому зайнятому рівні в атомі знаходиться тільки один електрон або має місце перекривання зон. Дозволена зона, в якій відсутні електрони при абсолютному нулі, називається *вільною зоною або зоною провідності*.

У зонній теорії провідності для пояснення електричних властивостей речовин достатньо розглянути лише дві зони: валентну та вільну. Ті зони, що знаходяться нижче валентної і вище вільної зон не відіграють помітної ролі в електропровідності кристалів і тому їх не беруть до уваги.

Електрони валентної зони відносно міцно зв'язані з атомами, тому позбавленні можливості переміщуватися в кристалі. Електрони валентної зони, усі рівні якої заповнено, не можуть брати участь в електропровідності.

Електрони, що довільним чином опинилися у вільній зоні, майже повністю втрачають зв'язок з атомами, яким вони належали, і набувають можливості переходити у кристалі зі збудженого енергетичного рівня одного атома на відповідний рівень іншого атома. Цей рух електронів вільної зони може стати напрямленим, якщо до кристала прикласти різницю потенціалів. Отже, електрони вільної зони можуть обумовлювати електропровідність кристала. Тому вільну зону і називають зоною провідності.

Щоб електрон кристала з повністю заповненою валентною зоною став електроном провідності, необхідно перевести його у вільну зону. Для переходу з валентної зони у вільну зону електрон повинен подолати «енергетичний бар'єр» у вигляді забороненої зони ΔE_0. За законом збереження енергії, електрон, для переходу через заборонену зону, повинен дістати додаткову енергію $\Delta\varepsilon_e \geq \Delta E_0$, яка має бути не менше ширини забороненої зони. Цю енергію називають енергією іонізації.

Передача додаткової енергії ΔE_0 електрону твердого тіла може відбуватися різними способами, які зазвичай застосовуються для збудження атомів: підвищення температури (дія термісторів), освітлення (дія фоторезисторів), утворення у кристалі сильного електричного поля (дія варисторів), опромінення продуктами радіоактивного розпаду тощо.

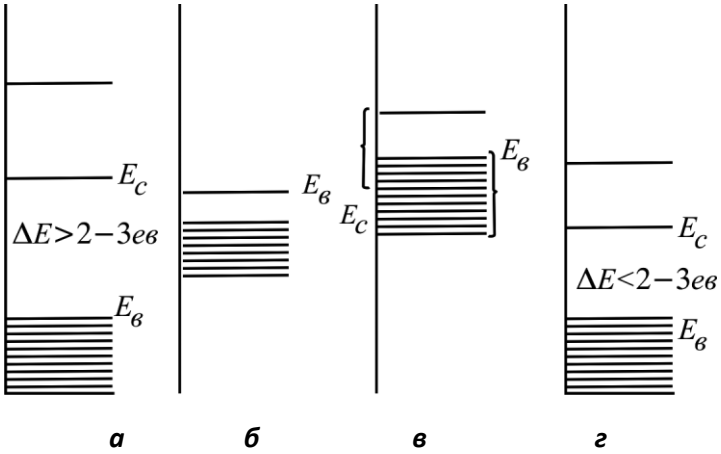


Рис.2. Енергетичні зони діелектрика (*а*), провідника (*б,в*) та напівпровідника (*г*).

Як бачимо, провідний стан шириною забороненої зони. Тому в зонній теорії ця величина є основною ознакою, за якою усі речовини поділяються на провідники (метали), напівпровідники та ізолятори.

Тверді тіла, що мають при абсолютному нулі температури цілком заповнену валентну зону ($E_в$) і ширину забороненої зони $\Delta E > 3$ еВ, називаються *ізоляторами* (рис.2. *а*).

Тіла, що мають валентну зону з частково заповненими нижніми енергетичними рівнями або перекриття зон та ширину забороненої зони, близьку до нуля, називаються провідниками (рис.2.*б,в*).

Тіла, що мають при абсолютному нулі температури повністю заповнені валентні зони і ширину забороненої зони не більше 2-3 еВ, називаються *напівпровідниками* (рис.2. *г*).

За зонною теорією принципової відмінності між речовинами, особливо напівпровідниками та діелектриками, немає. У діелектриках також можна утворити електрони провідності, витрачаючи для цього відносно велику енергію збудження.

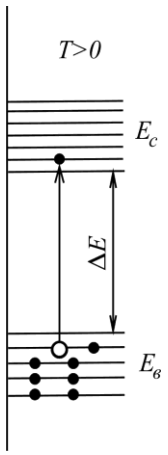


Рис.3.

У напівпровідниках при температурі, відмінній від нуля, або при їх освітленні деяке число електронів, розташованих біля верхньої межі заповненої валентної зони, може набути енергію, достатню для подолання забороненої зони, і перейти у вільну зону. При цьому у валентній зоні звільняються деякі рівні та виникають дірки (*дірка* – це не зайнятий електроном енергетичний стан у валентній зоні), а вільна зона (провідності) перетворюється на частково заповнену зону (рис. 3).

Внаслідок прикладання зовнішнього поля до напівпровідника електрони в зоні провідності й електрони валентної зони, в якій є вільні рівні, можуть змінювати свої енергетичні стани і створювати струм.

Дірки можна розглядати як додатні носії заряду, бо переміщення зв'язаних електронів по звільнених енергетичних рівнях у валентній зоні рівноцінне руху дірки в протилежному напрямі.

Для власної провідності повна питома електропровідність напівпровідника визначається за формулою:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{-\Delta E_0}{2kT}}, \quad (1.1)$$

де σ_0 - питома електропровідність при високій температурі $(T \to \infty)$, що визначається з умови: $e^{\frac{-\Delta E_0}{2kT}} \to 1$.

Відповідно, питомий опір та опір напівпровідників має експоненціальну залежність від температури:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \rho_0 e^{\frac{\Delta E_0}{kT}}; \qquad R = \rho \frac{l}{S} = R_0 e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}}$$

Для виготовлення напівпровідникових приладів речовини з власною провідністю майже не використовують. Як правило, кінцевою метою технологічного процесу виготовлення напівпровідникових матеріалів є утворення в них домішкової монополярної провідності.

Найбільш поширеним методом утворення в напівпровідниковій речовині носіїв одного знаку (електронів чи дірок) є введення в неї домішкових атомів.

Тип провідності, якого набуває напівпровідникова речовина, залежить переважно від характеру зв'язків між атомами основної речовини та валентності домішкових атомів.

Утворення монополярної провідності в домішкових напівпровідниках пов'язують з виникненням в енергетичному спектрі кристала домішкових рівнів, які розміщуються в забороненій зоні (рис. 4)

У спектрі кристала донорні рівні розміщені у забороненій зоні недалеко від дна зони провідності (рис.4*а*), а у випадку акцепторних домішок, домішкові енергетичні рівні розміщуються у забороненій зоні недалеко від валентної зони (рис.4*б*).

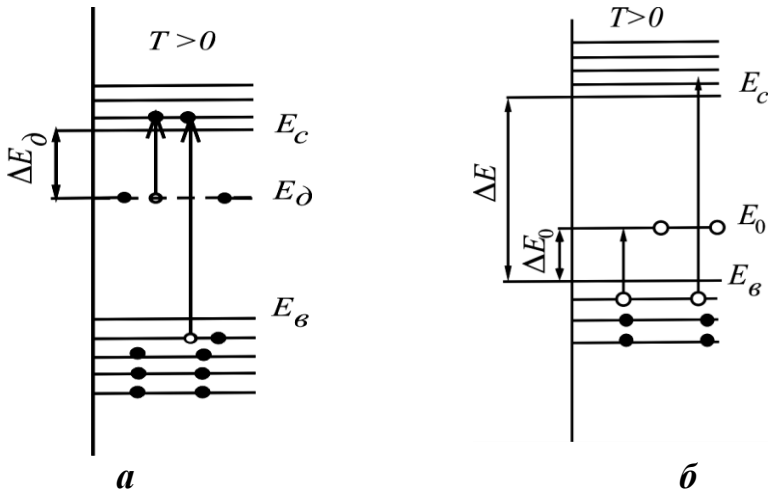


Рис.4.

Температурна залежність домішкової питомої електропровідності для невироджених напівпровідників також визначається експоненціальним законом:

$$\sigma_n = \sigma_0 e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}} \qquad \sigma_p = \sigma_0 e^{\frac{-\Delta E_0}{2kT}} \qquad (1.2)$$

При поступовому нагріванні домішкового напівпровідника спочатку виникає монополярна домішкова провідність n- або p- типу залежно від введених домішок. Але при подальшому підвищенні температури домішкового невиродженого напівпровідника настане момент, коли частина

електронів валентної зони зможе подолати заборонену зону і перейде у зону провідності. При цьому одночасно з домішковою провідністю у напівпровіднику виникне власна, біполярна провідність. Результуюча питома електропровідність, що визначається їх сумою, раптово зросте.

Виникнення власної провідності напівпровідників з домішками можна виявити за зломом на графіку температурної залежності питомої електропровідності, побудованому у координатах: $lg\sigma\,(\frac{1}{T})$ (рис.5). Для цього знайдемо логарифм від виразу (1):

$$lg\sigma = lg\sigma_0 - 0,43\frac{\Delta E}{2k}\frac{1}{T} \qquad (1.3).$$

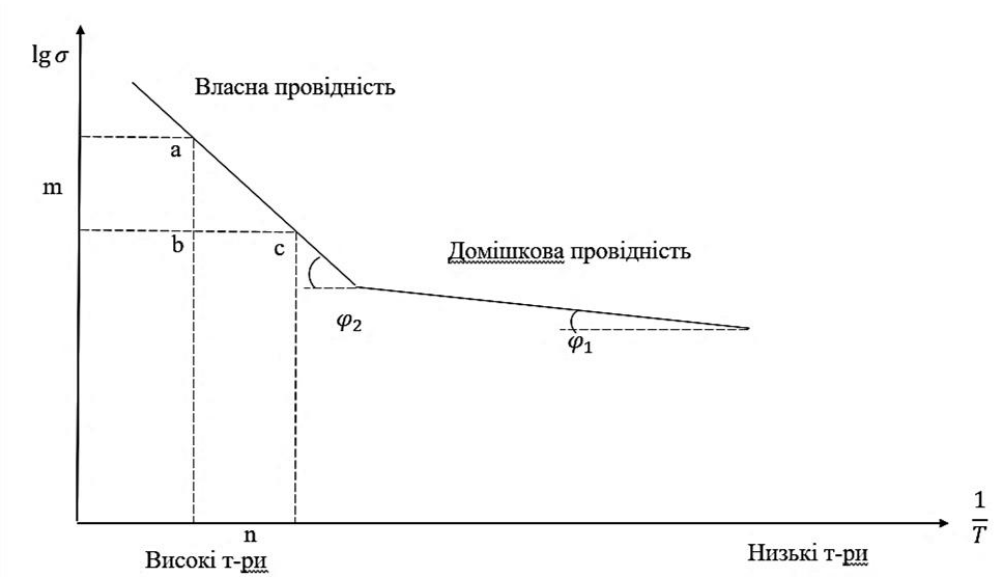


Рис. 5

За виміряними на графіку значеннями тангенсів кутів φ_1 та φ_2 можна обчислити одну із найбільш важливих характеристик напівпровідника – енергію іонізації донорних ΔE_D або акцепторних ΔE_a домішок та ширину забороненої зони ΔE_0.

$$\Delta E_Д = \frac{2k \cdot tg(\varphi_1)}{0,43}; \qquad \Delta E_0 = \frac{2k \cdot tg(\varphi_2)}{0,43}. \qquad (1.4)$$

Термісторами прийнято називати об’ємні нелінійні напівпровідникові опори з великим від’ємним температурним коефіцієнтом опору. Як правило, їх виготовляють з порошків оксидів металів (так звані валентні оксидні напівпровідники) пресуванням та спіканням.

Форми і розміри термісторів коливаються в широких діапазонах: у вигляді трубок, стержнів, дисків, намистинок, шайб і т.д.; від декількох мікрометрів до декількох сантиметрів. Термістори використовують для регулювання температури в діапазоні від 1 до 1800 К.

Термістори широко застосовуються у протипожежних сигналізаціях, для контролю температурних режимів різних механізмів. Ще одним напрямом застосування терморезисторів є безконтактні змінні резистори, реле, потенціометри, запобіжники і т.д. Широко використовують термістори в схемах автоматичного регулювання температури, наприклад в інкубаторах. При цьому, залежно від схеми регулювання, можна досягти точності підтримання температури в $0{,}1^0$С.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Для вимірювання опору термістора користуються містком постійного струму типу МО-62, робота якого ґрунтується на принципі містка Уітстона (детально вивчається в курсі загальної фізики). МО-62 призначений для безпосереднього вимірювання опорів $0{,}00002 \div 10^6$ Ом, з похибкою від 0,1% до 5% залежно від межі вимірювання.

На рис.6 зображено верхню панель містка МО-62.

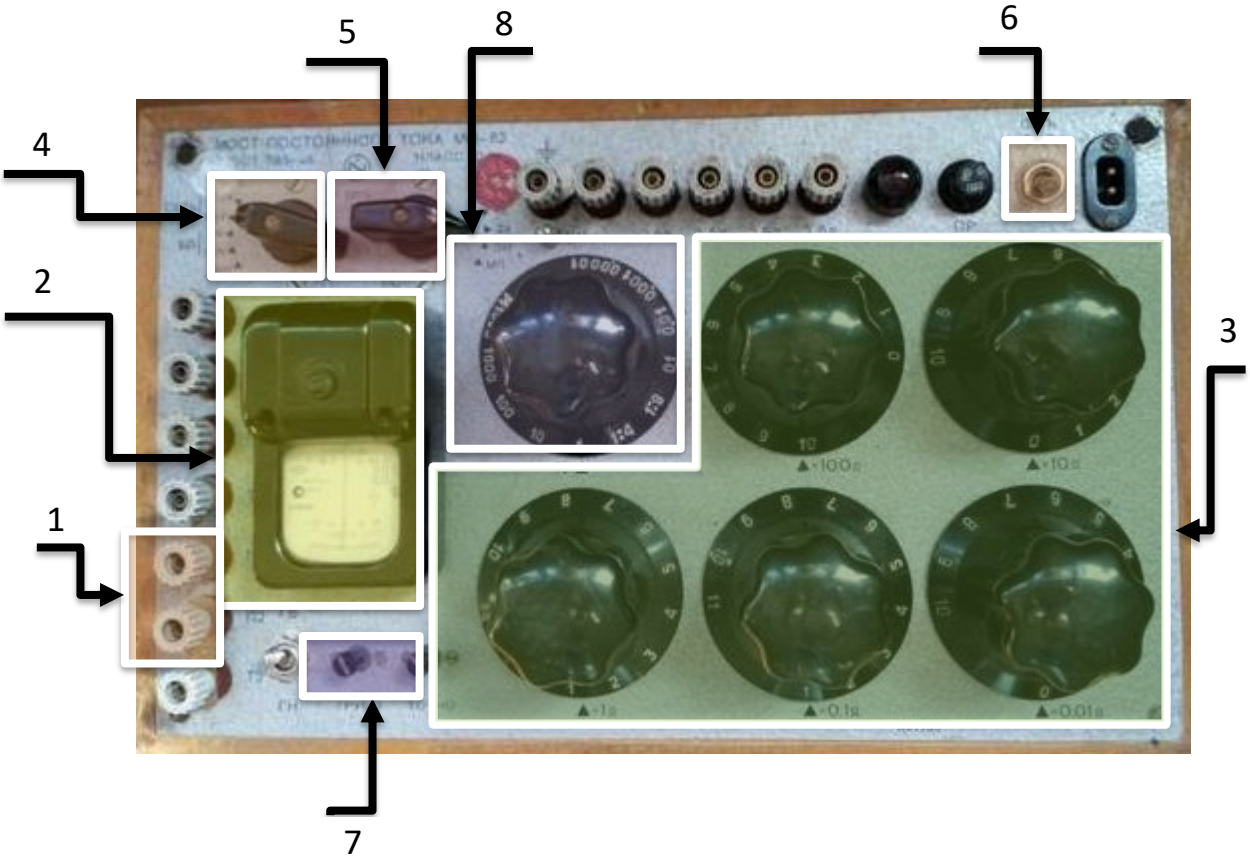


Рис. 6. Верхня панель містка МО-62 (1. Клеми для вмикання вимірювального опору; 2.Нуль-гальванометр; 3. П’ять ручок магазину опору порівняння; 4. Перемикач живлення моста; 5. Перемикач схеми вимірювання; 6. Вимикач сітки змінного струму; 7. Кнопки «грубо» і «точно»; 8. Ручка плеча відношень)

ЗАВДАННЯ ДО РОБОТИ

1. Виміряти опір термістора при кімнатній температурі.
2. Зняти криву залежності опору термістора від температури при його нагріванні до 150^0С і побудувати графік $R = f(t)$.
3. За допомогою графіка $R = f(t)$ визначити диференціальний температурний коефіцієнт опору при чотирьох різних значеннях температури, наприклад: 30, 50, 90, 120 $^\circ C$.
4. Побудувати у напівлогарифмічних координатах графік залежності $lgR=f(\frac{1}{T})$, обчислити сталу показника експоненти B, lgR_0, R_0 та енергію іонізації ΔE.

Виконати обчислення температурного коефіцієнту опору аналітичним методом та порівняти його величину зі значенням знайденим за допомогою графіка.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути термістор до клеми R_x моста МО-62.
2. Виміряти опір термістора при кімнатній температурі, для цього

– ручку 8 «плече відношень» $R_0^/$ поставити в положення «1000»;

– усі ручки 3 (R_1) поставити в нульове положення;

– ручку 4 в положення «36 В»;

– ручку 5 в положення «23»;

– увімкнути вилку моста в мережу 220 В;

– увімкнути міст вмикачем 6;

– натиснути кнопку 7 – «Грубо» і позначити напрям відхилу стрілки нуль-гальванометра;

– ручка опору R_1 (x100) повернути в положення «1» і знову натиснути кнопку «Грубо». Якщо стрілка гальванометра відхиляється в тому ж напрямі, встановити ручку в положення «2». Цю операцію повторювати доти, доки стрілка гальванометра не відхилиться в протилежному напрямі;

– ручку опору (x100) повернути на одне положення назад і повторити подібні дії ручкою (x10), (x1), (x0,1) і (x0,01);

– коли стрілку буде встановлено на «нуль», натиснути кнопку «точно» і підкорегувати «нуль» ручками (x0,1) і (x0,01);

– результат читається таким чином: цифра кожної ручки 3 множиться на відповідний множник, а потім покази усіх декад додаються і множаться на показ ручки 8.

3. Провести вимірювання опору термістора через кожні 5-10$^{\circ}C$ при його поступовому нагріванні. Для цього:

– увімкнути вилку нагрівача термостата в електромережу 127 В;

– слідкуючи за показами термометра провести вимірювання опору термістора, щоб дістати 12-15 точок для побудови графіка.

За результатами вимірювань побудувати графік $R = f(t)$ (1 мм - 1$^{\circ}C$, 1 мм – 100 – 1000 Ом в залежності від початкового опору термістора).

4. Визначення диференціального температурного коефіцієнта опору термістора при різних температурах виконують за допомогою графіка $R = f(t)$ так:

– на осі абсцис виділити температурний інтервал Δt°, серединою якого є температура t°, при якій визначають $\alpha_н$. Ширина інтервалу не більше 6-8 $^{\circ}C$;

– через точки t_1° і t_2°, що відповідають кінцям інтервалу Δt°, провести перпендикуляри до осі абсцис і продовжити їх до перетину з графіком $R = f(t)$, а з точок перетину опустити перпендикуляри на вісь ординат і визначити відповідні опори R_1 та R_2. Очевидно, при зміні температури на Δt° від t_1° до t_2° $\left(\Delta t^{\circ} = t_1^{\circ} - t_2^{\circ}\right)$ опір термістора зменшується на $\Delta R = R_1 - R_2$.

Середнє значення опору термістора $R = \dfrac{R_1 + R_2}{2}$, а $t^{\circ} = \dfrac{t_1^{\circ} + t_2^{\circ}}{2}$.

Температурний коефіцієнт опору:

$$\alpha_н = -\frac{1}{R}\frac{\Delta R}{\Delta t^{\circ}}.$$

Треба знайти 4 значення $\alpha_н$ за температур 20, 50, 90, 130$^{\circ}C$.

5. Результати вимірювань та обчислень занести до таблиці 2.

6. За даними таблиці побудувати графік $lgR = f\left(\dfrac{1}{T}\right)$. За допомогою графіка $lgR = f\left(\dfrac{1}{T}\right)$ обчислити основні константи експоненти $R_T = R_0 e^{\frac{B}{T}}$. Логарифмування рівняння експоненти приводить до виразу $lgR_T = lgR_0 + 0,4343\dfrac{B}{T}$, що є рівнянням прямої, нахил якої до осі абсцис залежить від коефіцієнта при $\dfrac{1}{T}$, а саме $tg\varphi = 0,4343B$, звідки $B = \dfrac{tg\varphi}{0,4343}$.

Таблиця 2

Опір термістора R, Ом							
lgR							
Температура термістора T, K							
$\frac{1}{T}$							

Отже, для визначення сталої B, треба визначити $tg\varphi$ як відношення ординати *m* до абсциси *n* допоміжного трикутника *abc*, як показано на рис. 4.

Якщо продовжити графік $lgR = f\left(\frac{1}{T}\right)$ до його перетину з віссю ординат, то відрізок, що буде відсікатися при цьому на вертикальній осі, чисельно дорівнюватиме величині lgR_0, з якої легко обчислити R_0.

Порівнюючи два записи експоненціальної залежності, а саме

$R_T = R_0 e^{\frac{B}{T}}$ та $R_T = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$, знаходимо, що $B = \frac{\Delta E}{2k}$, звідси $\Delta E = 2kB$, де $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *Дж / К* – стала Больцмана. ΔE звичайно виражається в *еВ,* тоді формула для розрахунку ΔE набуде вигляду

$$\Delta E = 1{,}725 \cdot 10^{-4} \cdot B\left(eB\right).$$

7. Замість графічного методу визначення B можна скористатися аналітичними розрахунками. Запишемо рівняння експоненти для двох температур і поділимо одне на друге:

$$R_1 = R_0 e^{\frac{B}{T_1}}; \qquad R_2 = R_0 e^{\frac{B}{T_2}};$$

$$\frac{R_2}{R_1} = e^{B\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)} = e^{B\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}\right)}; \qquad R_2 = R_1 e^{B\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}\right)};$$

Логарифмуючи вираз $\frac{R_1}{R_2} = e^{B\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}\right)}$: де $T_2 > T_1$, а $R_2 < R_1$ дістанемо:

$$lg\frac{R_1}{R_2} = 0{,}4343B\frac{\left(T_1 - T_2\right)}{T_1 T_2}; \quad B = \frac{T_1 T_2}{0{,}4343\left(T_1 - T_2\right)} lg\frac{R_1}{R_2}.$$

За цією формулою потрібно обчислити три значення *B* в різних частинах робочого інтервалу температур.

8. Температурний коефіцієнт опору термістора буде визначатися зі співвідношення $\alpha = \frac{1}{R_0 e^{\frac{B}{T}}} \frac{d}{dt}\left(R_0 e^{\frac{B}{T}}\right)$, тобто $\alpha = -\frac{B}{T^2}$.

За відомими значеннями B обчислити температурний коефіцієнт опору за теоретично виведеною формулою за різних температур і порівняти його з відповідними значеннями, знайденими графічним методом.

Результати розрахунків заносять у таблицю 3.

Таблиця 3

№	Графічний метод					Аналітичний метод						
	$tg\varphi$	B	ΔE	$\lg R_0$	R_0	Обчислення B					Обчислення α	
						T_1	T_2	R_1	R_2	B	T	α

Контрольні запитання

1 Поясніть процес утворення енергетичних зон в твердому тілі.

2 Що таке енергетична дозволена, валентна, вільна зони і зона провідності?

3 Від чого залежить ширина дозволеної зони і число рівнів у ній?

4 Яка зонна структура діелектрика, провідника та напівпровідника?

5 Назвіть причини температурної залежності ширини забороненою зони напівпровідника.

6 Поясніть залежність положення рівня Фермі та концентрації вільних носіїв заряду в напівпровідниках від температури.

7 Поясніть температурну залежність рухливості носіїв заряду в напівпровідниках.

8 Чим пояснюється різний хід температурної залежності опору у металів і напівпровідників?

9 Поясніть фізичний зміст енергії активації.

10 Які інші фактори, крім температури впливають на провідність напівпровідників?

11 Яких властивостей набуває напівпровідник при температурах, близьких до 0 К?

12 Що таке термістори? З яких матеріалів їх виготовляють?

13 Порівняйте характер температурної залежності опору термісторів і металів та їх температурні коефіцієнти опору.

14 Наведіть приклади технічного застосування термісторів.

Лабораторна робота №2
ВИЗНАЧЕННЯ РОБОТИ ВИХОДУ ЕЛЕКТРОНА

Обладнання і матеріали: радіолампа типу 2П1П, міст постійного струму, нуль-гальванометр типу ГМП, джерело постійної напруги на 250 В і на 20 В, міліамперметри на 100 мА, на 7,5 мА, вольтметр на 15 В, реостати, вимикачі, провідники.

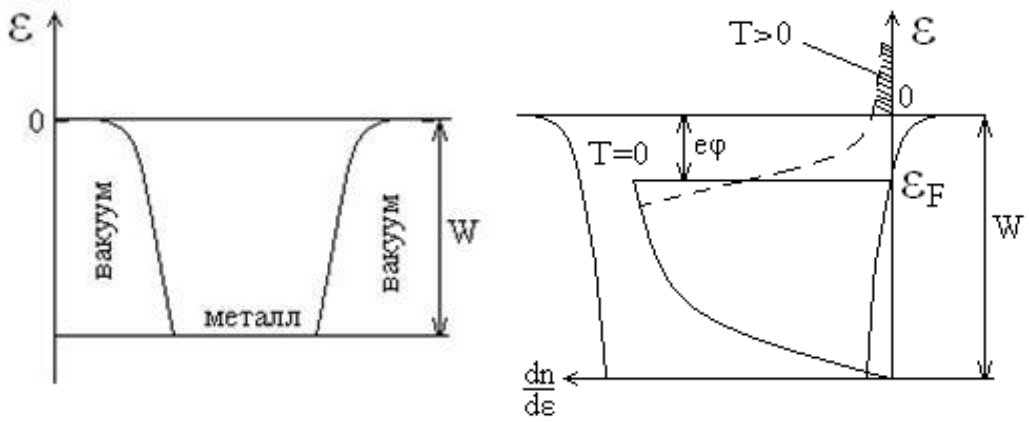
Теоретичні відомості

Робота виходу електрона – найменша кількість енергії, яку необхідно надати електрону для того, щоб вивести його з твердого тіла у вакуум. Робота виходу є характеристикою речовини.

Емісія електронів з металу може спостерігатися при певних умовах. Залишити метал можуть вільні електрони, якщо їм надати енергію, достатню для подолання електричних сил, що перешкоджають виходу. Виникнення цих сил пов'язано з наступними причинами. Над поверхнею металу постійно існує хмарка негативного заряду, яка утворюється за рахунок електронів, що перетнули поверхню металу та віддаляються на відстань порядку постійної ґратки і повертаються назад. Цей негативний заряд над поверхнею металу та позитивний заряд поверхневих йонів створюють подвійний електричний шар, який своїм полем затримує рух електронів від металу. Електрон, який вийшов за межі металу, викликає появу на поверхні зразка додатного індукованого заряду, звідки між електроном та зразком виникає сила притягання, що перешкоджає віддаленню електронів. Величину цієї сили можна розрахувати за методом дзеркальних відображень. Тому цю силу називають силою дзеркального відображення.

Сили дзеркального відображення та поле подвійного електричного шару утримують вільний електрон у металі, і робота проти цих сил являє висоту потенціального бар'єра W, який потрібно подолати електрону, щоб він мав можливість залишити метал. Таким чином, вільний електрон у металі з енергетичної точки зору знаходиться у потенціальній ямі глибиною W відносно вакууму. На рис.1а представлена потенціальна енергія електрона всередині металу, при цьому потенціальна енергія електрона в вакуумі приймається за нуль відліку.

Знаходячись всередині потенціальної ями, вільні електрони беруть участь у тепловому русі і мають кінетичну енергію. Розподіл електронів за кінетичною енергією визначається на основі квантової статистики вільних електронів у металі. Число вільних електронів з енергією між ε та $\varepsilon + e\varphi$ при довільній температурі металу дається співвідношенням:



а) б)

Рис.1. Потенціальна яма, в якій знаходиться електрон у металі (а); розподіл електронів за енергіями в металі (б)

$$\frac{dn}{d\varepsilon} = 4\pi S\left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}\right)+1}$$

де m – маса електрона, h – стала Планка, T – температура, k – стала Больцмана, ε_F – енергія Фермі.

Як відомо за температури T=0 максимальна кінетична енергія, яку можуть мати електрони,– енергія Фермі, яка менше глибини потенціальної ями W, тому електрони не можуть залишити метал. Для подолання потенціального бар'єра W метал-вакуум високоенергетичним електронам, які знаходяться на рівні енергії Фермі, потрібно надати додаткову енергію W – ε_F. Ця різниця між висотою потенціального бар'єра та енергією Фермі називається роботою виходу електрона.

Величина роботи виходу різна для різних матеріалів. Для здійснення емісії електронів додаткова енергія може бути надана різними способами:

- при зовнішньому фотоефекті за рахунок енергії світлових квантів, що поглинаються електронами;

- при вторинній електронній емісії – за рахунок електронів та іонів, що вдаряються об поверхню матеріалу та потрапляють всередину його. При термоелектронній емісії ця енергія передається електронами за рахунок теплової енергії тіла. Зі збільшення температури змінюється характер розподілу електронів за енергією. При достатньо високій температурі з'являється певна кількість електронів в енергетичних станах, енергія яких перевищує висоту бар'єра (рис.1б). Ці електрони можуть взяти участь в емісії (на рис.1б ці електрони „заштриховані").

Відомі численні способи визначення роботи виходу електрона, засновані на таких фізичних явищах, як термоелектронна емісія; фотоефект; холодна емісія; поверхнева іонізація; контактна різниця потенціалів.

У роботі безпосередньо визначається робота виходу електрона з металу методом компенсації охолодження нитки розжарення. Цей метод засновано на тому, що електрон, який покидає катод, забирає з нього енергію, що дорівнює роботі виходу електрона. Коли катод електричної лампи нагріти до температури, достатньої для термоелектронної емісії, то при розімкненому колі встановлюється динамічна рівновага між числом електронів, що вилітають щосекунди з катода і числом електронів, які за цей же час повертаються на катод з просторового заряду, який знаходиться навколо катода. Температура катода залишається постійною. При увімкнені анодного струму виникає рух електронів від катода до анода. Оскільки електрони забирають енергію з катода, то його температура знижується. Це явище аналогічне перенесенню енергії молекулами рідини в процесі випаровування, внаслідок чого рідина охолоджується.

Згідно теорії кінетична енергія електронів, що летять від катода до анода: $E = kT$.

Слід врахувати, що електрони покидають катод, який має температуру T , а повертаються до катода, що має температуру T_0 . Тому кожний електрон переносить від катода до анода енергію $k(T - T_0)$

Повна втрата енергії катодом за одну секунду внаслідок переносу енергії електронами складається з роботи виходу електронів з металу A та кінетичної енергії руху електронів від катода до анода E:

$$\Delta W = \frac{I_a}{e}(A + 2k(T - T_0)), \qquad (2.1).$$

$\frac{I_a}{e} = N$ – число електронів, яке щосекунди переноситься з анода на катод, I_a – анодний струм e – заряд електрона, A – робота виходу електрона з металу.

Зниження температури катода можна компенсувати збільшенням його струму розжарення. Коли ми маємо катод прямого розжарення з опором R , то при підвищенні струму розжарення I_p на величину ΔI_p зростання потужності, що виділяється на катоді дорівнює:

$$\Delta P = (I_p + \Delta I_p)^2 R - I_p^2 R = 2RI_p \Delta I_p + R(\Delta I_p)^2 \qquad (2.2)$$

Коли підібрати величину приросту струму розжарення ΔI_p так, щоб відновити попереднє значення температури катоду, то одержимо рівність:

$$\Delta W = \Delta P;$$

$$\frac{I_a}{e}(A + 2k(T - T_0)) = 2RI_P\Delta I_p + R(\Delta I_p)^2 \qquad (2.3)$$

Оскільки в процесі встановлення попередньої температури катода втрати енергії на теплопровідність і випромінювання залишаються однаковими, то ці втрати енергії катодом не будуть впливати на результати. Оскільки величина ΔI_p мала, $(\Delta I_p)^2$ можна знехтувати. Тоді:

$$A = \frac{2eRI_p\Delta I_P}{I_a} - 2k(T - T_0) \qquad (2.4)$$

Отже, для визначення роботи виходу електрона досить виміряти приріст струму розжарення ΔI_p, необхідний для компенсації охолодження нитки при встановленні анодного струму I_a.

Струм I_p та опір R можна визначити експериментально, а температуру T досить визначити лише приблизно, бо другий доданок у формулі (2.4) в 10-20 разів менший за перший. Найважливішою частиною роботи є фіксування відновлення попередньої температури катода. Для вимірювання ΔI_p застосовується спеціальний метод.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Для проведення необхідних вимірювань складемо таку схему (рис.3).

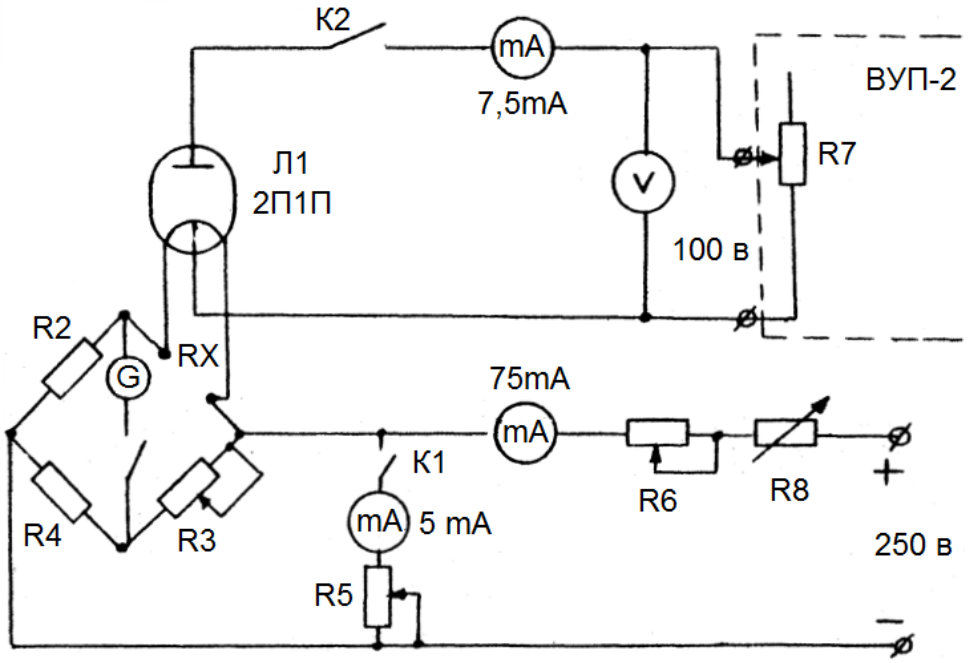


Рис.3

Для вимірювання електричного опору нитки і фіксування відновлення попередньої температури використовують місток постійного струму типу

МВЛ або УМВ, в одне з плечей якого увімкнена нитка розжарення лампи опором R_x. Щоб на процес зрівноваження містка не впливав додатковий спад напруги на нитці, що викликаний протіканням анодного струму, використовується лампа, що має відвід від середини катода: до цього відводу приєднується анодне коло. Якщо такої лампи немає, можна використати іншу лампу прямого розжарення. В цьому випадку анодне коло приєднується до середини потенціометра, що шунтує нитку розжарення.

Опори плечей містка R_3 і R_4 вибирають у 100 разів більшими за опори R_x та R_2 . Місток живиться від джерела постійної напруги через великий опір $R_6 + R_8$.

Для точного вимірювання малих приростів струму слугує коло з реостатом R_5 і міліамперметром, що вмикається паралельно містку. Оскільки $R_x + R_2 \ll R_6 + R_8$, а $R_8 \gg R_x + R_2$, тому при замиканні ключа K_1 в колі опору R_6 повний опір навантаження випрямляча практично не зміниться, а струм, що споживається схемою залишиться попереднім. Відбувається лише перерозподіл струму між містком і колом з опором R_5. $R_3 + R_4 = 100(R_x + R_2)$, тому в плечах R_3 і R_4 протікає лише 1% повного струму.

В цьому випадку зменшення струму розжарення нитки дорівнює величині струму в колі опору R_5.

Таким чином, малі зміни струму розжарення нитки можна точно визначити вимірювальним приладом з відповідною межею вимірювання.

В роботі використовується лампа 2П1П з оксидним катодом прямого розжарення, увімкнена діодом (керуюча і екранна сітка з’єднані з анодом). Анодне коло лампи живиться від джерела напругою приблизно 20 В через потенціометр R_7. Величина анодної напруги контролюється вольтметром, анодний струм – міліамперметром.

Відвід від середини нитки розжарення ділить її на несиметричні частини, тобто під час протікання анодного струму на нитці створюється додаткове падіння напруги, не пов’язане зі зміною опору. Це приводить до помилки під час зрівноваження містка. При зміні напряму струму розжарення знак цієї помилки змінюється. Тому роботу виходу електрона слід визначати як середнє значення результатів, одержаних при різних напрямах струму розжарення.

Якщо величини у формулі (2.4) виразити в СІ і розділити на величину заряду електрона, то одержується значення роботи виходу електрона виражене в електрон-вольтах:

$$A = \frac{2RI_p \Delta I_p}{I_a} - \frac{2k}{e}(T - T_0) \qquad (2.5).$$

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ Дж / К$

При обчисленні A необхідно різницю температур $T - T_0$ прийняти рівною 600 К.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Скласти схему згідно рис. 3. В роботі використовується місток типу УМВ. Нитка розжарення лампи 2П1П під'єднується до клеми «Х» містка, а коло живлення до клем «Б» (з урахуванням полярності). На початку вимірювання проводиться при увімкненій кнопці «грубо», а потім, при увімкненій кнопці «точно». Реостати R_5 і R_7 мають опір близько 5000 Ом. Реостат R_6 – близько 2000 Ом, R_8 – магазин опорів на 5000 Ом. В коло реостата R_5 та в коло анода лампи вмикаються міліамперметри на 3-5 мА. В колі розжарення лампи використовується міліамперметр на 50-100 мА.

2. Провести вимірювання роботи виходу за величин анодного струму: 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3 мА, виконуючи кожного разу по 2-3 вимірювання. Вимірювання відбувається в такій послідовності:

1) встановити перемикач відношення плечей містка N в положення 1:100, а опір R_3 на опір 3000 Ом. Опори R_6 і R_8 мають максимальну величину. Вимикач K_1 – розімкнений;

2) замикаємо ключ K_2 і вмикаємо джерело;

3) коли напруга випрямляча встановиться, зміною опору R_6 і R_8 підбирається такий струм розжарення, щоб при анодній напрузі 10-12 В анодний струм складав 1,0 (або 1,5 і т.п) мА;

4) зміною опору R_3 проводиться зрівноваження схеми і визначається величина опору нитки розжарення за формулою: $R = nR_3$;

5) розмикаємо ключ K_2, анодний струм припиняється, а температура нитки таїї електричний опір підвищується (бо електрони не летять на анод, а повертаються на катод). Рівновага схеми порушується;

6) замикаємо ключ K_1 в колі опору R_5 і, змінюючи опір R_5, знову зрівноважуємо схему. Таким чином, вимірювання роботи виходу виконується не методом компенсації охолодження нитки при увімкнені анодного струму, а методом компенсації її нагрівання при увімкнені анодного струму. Такий метод застосовується для того, щоб спочатку встановити величину анодного струму;

7) величину ΔI_p безпосередньо обчислюють за міліамперметром в колі R_5, а струм розжарення обчислюється за показами міліамперметра в колі розжарення, а саме:

$$I_p = I - 0,01 \cdot I = 0,99 \cdot I$$

3. Вимкнути джерело, переключити провідники, що з'єднують нитку розжарення з відповідними клемами (змінити напрям струму), а потім повторити усі вимірювання.

4. Усі одержані результати занести до таблиці:

Прямий напрям струму							Зворотний напрям струму						
I_a	R_3	R	I_p	ΔI_p	$2k(T-T_0)$	A, eB	I_a	R_3	R	I_p	ΔI_p	$2k(T-T_0)$	A, eB

5. Розрахувати роботу виходу з оксидного катода як середнє значення результатів усіх вимірювань. При цьому число вимірювань в обох напрямах струму розжарення повинно бути однаковим.

6. Обчислити абсолютну і відносну похибки вимірювань.

Контрольні запитання

1. Що таке емісія електронів? Коли вона може відбуватися?
2. Що таке робота виходу електрона з металу з точки зору квантової теорії?
3. Що таке потенціальна яма? Як електрон може її подолати?
4. Дайте визначення енергії Фермі. Як вона пов'язана з роботою виходу?
5. Як називається метод визначення роботи виходу, що використовується в роботі? В чому його суть?
6. Від чого залежить робота виходу електрона? Які величини необхідно виміряти в роботі для визначення роботи виходу?
7. Яким чином можна підвищувати точність вимірювання роботи виходу в даній роботі?
8. Поясніть метод вимірювання роботи виходу електрона, що використовується в роботі.

Лабораторна робота №3
ЕФЕКТ ХОЛЛА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

Обладнання і матеріали: датчик Холла на спеціальному кронштейні, електромагніт, прилад для вимірювання магнітної індукції типу ИМИ-1, потенціометр ППТН-1, джерела напруги (випрямлячі, акумулятори, нормальний елемент), амперметри, гальванометр М1032, реостати, ключі, комутатори.

Теоретичні відомості

Фізичні явища у твердих тілах; що знаходяться в магнітному полі, при проходженні через них електричного струму під дією електричного поля називаються *гальваномагнітними явищами* (ефектами).

До гальваномагнітних явищ відноситься й *ефект Холла*. Розглянемо якісно дію магнітного поля на напівпровідник, яким протікає електричний струм, а магнітне поле перпендикулярне напрямку руху зарядів. Розглянемо напівпровідник у вигляді паралелепіпеда перерізом *dxb*. Електричне поле направлене уздовж осі *y* (E_y), а магнітне поле — уздовж осі *z* (B_z). Під дією електричного поля носії заряду набувають швидкості направленого руху $\upsilon_д$ — *дрейфової швидкості* — вздовж поля для дірок і проти поля для електронів.

Якщо носії заряду — дірки, то під дією магнітного поля вони відхилятимуться до лівої грані зразка і на цій грані накопичиться позитивний електричний заряд, а на протилежній грані залишиться нескомпенсований негативний заряд. Якщо носії заряду електрони, то під дією магнітного поля вони також відхилятимуться на ліву грань і накопичуватимуться там, створюючи негативний заряд, а на протилежній грані залишатиметься нескомпенсований позитивний заряд.

Сила Лоренца, що діє на рухомий електрон або дірку, перпендикулярна швидкості руху електрона або дірки й індукції магнітного поля: $\vec{F} = q_o[\vec{\upsilon}_д, \vec{B}]$, де q_o – заряд носія струму; $\upsilon_д$- дрейфова швидкість руху; B – індукція магнітного поля. Оскільки $\vec{\upsilon}_д = u\vec{E} = \frac{q_o\lambda}{m^*\upsilon}[\vec{E}, \vec{B}]$, то останнє рівняння набуває вигляду:

$$\vec{F} = \frac{q_o^2\lambda}{m^*\upsilon}[\vec{E}, \vec{B}], \quad (3.1)$$

Тобто сила Лоренца не залежить від знаку носіїв заряду, а визначається лише напрямком полів $\vec{E}$ і $\vec{B}$ або густиною струму $\vec{j}$ і $\vec{B}$. Для випадків, представлених на рис.3.1, *а, б,* сила Лоренца направлена уздовж осі *x*. Носії

заряду – електрони і дірки відхилятимуться в одну й ту ж сторону, якщо їх швидкості визначаються електричним полем $\vec{E}$.

Якщо у створенні електричного струму беруть участь і дірки, і електрони, то картина значно ускладнюється. Якщо рухливості та концентрація електронів і дірок однакові, то за рахунок взаємної компенсації електронів і дірок біля бічних граней пластинки сумарний заряд буде рівний нулеві. Якщо ж ця рівність не має місця, тобто концентрація або рухливості носіїв одного знаку більші, ніж іншого, то біля бічних граней пластинки відбувається часткова взаємна компенсація зарядів електронів і дірок, а на гранях накопичуються заряди протилежних знаків, відмінні від нуля.

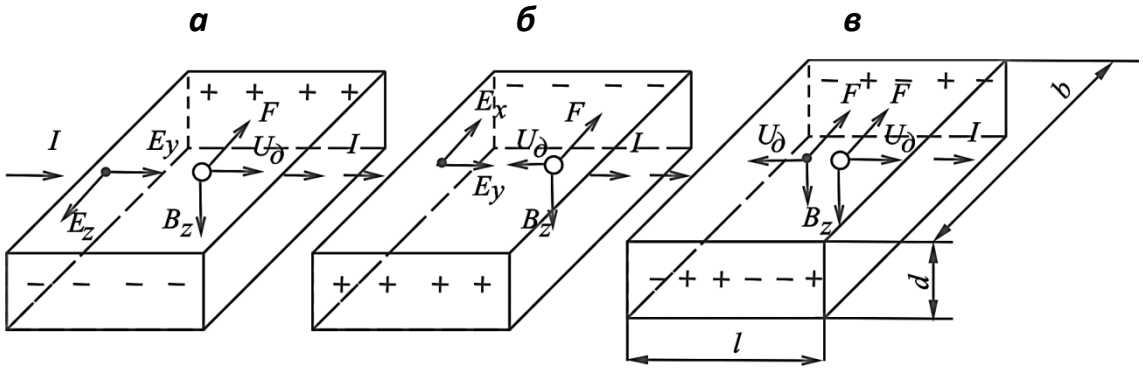


Рис. 1. Виникнення ЕРС Холла у напівпровідниках з дірковою (*а*), електронною (*б*) та змішаною (*в*) провідністю.

Якщо протилежні грані напівпровідникового зразка заряджаються, то виникає поперечне відносно до E_y і B_z, електричне поле E_x і відповідна різниця потенціалів (ЕРС). Явище виникнення поперечної напруженості електричного поля E_x в напівпровіднику унаслідок відхилення електронів або дірок провідності, що створюють електричний струм густиною $\vec{j}$ у поперечному магнітному полі з індукцією $\vec{B}$ називається *ефектом Холла,* а відповідна ЕРС — *ЕРС Холла* (ε) .

Чисельне значення ЕРС Холла для випадку домішкової провідності можна отримати, виходячи з таких міркувань. Процес накопичення заряду на бічних гранях продовжуватиметься до тих пір, поки сила електричного поля, що виникає при цьому, не зрівноважить силу Лоренца: $q_o\vec{E}_x = q_o[\vec{\upsilon}_\partial, \vec{B}_z]\backslash$, звідки $\vec{E}_x = [\vec{\upsilon}_\partial, \vec{B}_z]$. Враховуючи, що $\vec{\upsilon}_\partial = u\vec{E}_y$, а ε=$\vec{E}_x b$, для ЕРС Холла в однорідному магнітному полі *B* отримаємо:

$$\varepsilon = uE_y Bb \qquad (3.2)$$

Виражаючи рухливість носіїв заряду (електронів або дірок) через густину струму $u = \frac{j}{q_o E_y n} = \frac{I}{b d q_o E_y n}$ отримаємо формулу для ЕРС Холла у вигляді

$$\varepsilon = \frac{1}{q_o n} \cdot \frac{IB}{d}, \qquad (3.3)$$

де d – товщина зразка у напрямку магнітного поля, n – концентрація носіїв заряду, I – сила струму через зразок.

Перший множник у останній формулі називають *сталою Холла (коефіцієнтом Холла)* і позначають

$$R = \frac{1}{q_o n},$$

тому $\varepsilon = R \cdot \frac{IB}{d}$.

Значення коефіцієнта Холла визначається властивістю домішок у зразку напівпровідника: він обернено пропорційний концентрації носіїв заряду і його знак співпадає із знаком носіїв заряду. У електронних напівпровідників він – від'ємний, у діркових — додатний. Знак R визначається знаком ЕРС Холла. Визначивши знак R, можна знайти знак носіїв заряду або тип провідності.

Різниця потенціалів (ЕРС) Холла вимірюється за протилежних напрямів магнітного поля. Цей прийом викликаний такими міркуваннями. Різниця потенціалів між електродами Холла може бути обумовлена не тільки ефектом Холла, а й побічними причинами. Наприклад, важко розмістити електроди точно на еквіпотенціальній поверхні, а тому на поле Холла може накладатися різниця потенціалів від зовнішнього джерела. Крім цього, внаслідок нерівномірного нагрівання датчика Холла струмом, виникає термо-ЕРС.

Оскільки ці побічні ЕРС не змінюють знака при зміні напрямку поля, а холлівська різниця потенціалів змінює знак, то цю умову використовують для того, щоб визначити дійсне значення ЕРС Холла та постійної Холла.

Отже, нехай різниця потенціалів виміряна за деякого напрямку магнітного поля буде:

$$U_1 = U_x + U_R + U_T,$$

де U_x – дійсна ЕРС Холла, U_R – спад напруги, обумовлений неправильною установкою електродів Холла, U_T – термо-ЕРС.

Тоді при зворотному напрямку магнітного поля різниця потенціалів буде:

$U_2 = -U_x + U_R + U_T$.

З цих формул виключаємо U_R та U_T, тоді одержуємо для обчислення U наступні два випадки.

1 випадок: U_2 має протилежний знак по відношенню до U_1. (В такому разі потенціометр не може виміряти U_2 і для його вимірювання потрібно змінити напрям підключення потенціометра комутатором $П_2$). $U_2 > 0$, тому маємо:

$U_1 = U_x + U_R + U_T$; $-U_2 = -U_x + U_R + U_T$. Тоді

$$U_x = \frac{U_1 + U_2}{2}. \qquad (3.4)$$

2 випадок: U_2 має такий знак, як і U_1 (перемикач $П_2$ не треба перемикати). Тоді $U_1 = U_x + U_R + U_T$; $U_2 = -U_x + U_R + U_T$,

$$U_x = \frac{U_1 - U_2}{2}. \qquad (3.5)$$

За знайденим значенням ЕРС Холла U_x, величиною струму I через зразок і величиною поля B визначають постійну Холла:

$$R = \frac{Ud}{IB} \quad \left[\frac{м^3}{A \cdot c}\right].$$

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

На рис.2 показано експериментальну установку для визначення постійної Холла.

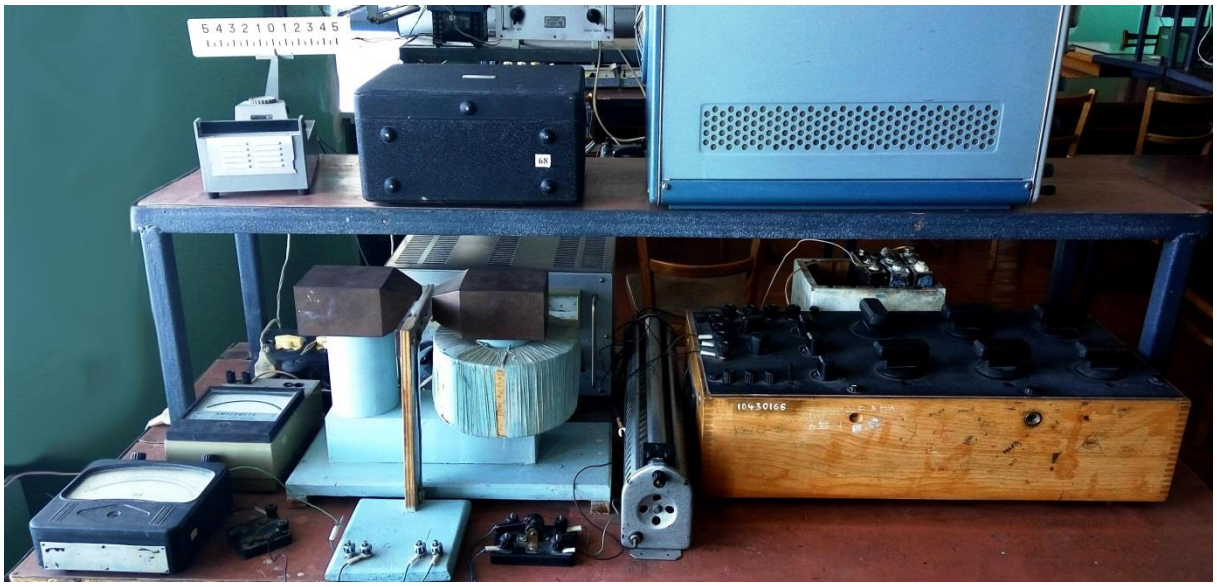


Рис.2

Для створення магнітного поля використовується електромагніт. Електромагніт живиться від випрямляча ВСА-III. Для зміни струму в колі електромагніту служить реостат *R*, струм контролюється амперметром. Напрям струму змінюється перемикачем. Внаслідок зміни напряму струму змінюється і напрямок магнітного поля, що необхідно при виконанні роботи. Зразок виготовлений з напівпровідника у вигляді прямокутної пластини товщиною *d*=0,4 мм і встановлений на спеціальній підставці, на якій розміщено клеми виводів від зразка. Струм через зразок проходить від батареї акумуляторів через реостат R_2 і міліамперметр. Струм вимикається ключем *К*.

ЕРС Холла вимірюється методом компенсації потенціометром ППТН-1. При зміні полярності вимірювальної ЕРС (що можливо при зміні напрямку магнітного поля) змінюється положення вимикача П-2 так, щоб знак ЕРС співпадав з позначенням клем «Х» на потенціометрі. Будова, дія і правила користування потенціометром ППТН-1 дані в інструкції до приладу.

Індукція магнітного поля вимірюється приладом ИМИ-1. Правила користування подані в інструкції до приладу.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

1. Зняти криву залежності між струмом через електромагніт та індукцією магнітного поля в зазорі при прямому і зворотному напрямі струму в електромагніті, та побудувати графік.

2. Провести вимірювання ЕРС Холла при різних напруженостях магнітного поля (при 0,02; 0,025; 0,03; 0,04 Тс) та струмі через зразок 0,1 А. Аналогічно, провести вимірювання за тих самих значень магнітного поля і силі струму через зразок 0,15 А.

3. Зробити обчислення R_x.

4. Визначити концентрацію носіїв за формулою $n = \dfrac{1}{eR_x}$.

5. Визначити рухливість носіїв за формулою $U_n = \sigma R_x$.

Опір зразка – $r = 1{,}9\,Ом$;

Розміри зразка 9 х 5,5 х 0,4 мм;

Провідність зразка $\sigma = 2{,}17 \cdot 10^3 \dfrac{1}{Ом} \cdot м$

Контрольні запитання

1. Які явища називають гальваномагнітними? Наведіть приклади таких явищ.

2. Яка швидкість називається дрейфовою? Від чого вона залежить?

3. Від чого залежить сила Лоренца, що діє на заряд в магнітному полі? Чи залежить від знаку носіїв заряду?

4. Яке явище називають ефектом Холла?

5. Поясніть виникнення ЕРС Холла у напівпровідниках з дірковою, електронною та змішаною провідністю.

6. Від чого залежить ЕРС Холла?

7. Чому в напівпровіднику, що має мішану провідність, стала Холла менша ніж у напівпровіднику з одним типом провідності?

8. В чому суть методу вимірювання ЕРС Холла, який використовується в роботі?

9. Пояснити, чому стала Холла в металах на кілька порядків нижча ніж в напівпровідниках.

10. Де можна використати явище Холла?

11. Чи можливе подібне явище в електроліті, в плазмі?

Лабораторна робота №4

ВИВЧЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ. ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ РАДІОАКТИВНОГО ПРЕПАРАТУ ТА ЙОГО ПЕРІОДУ ПІВРОЗПАДУ

Обладнання і матеріали: блок живлення високовольтний БНВЗ-09, блок живлення стабілізований низьковольтний 591-119Н, блок детектування базовий БДБСЗ-1еМ, прилад лічильний одноканальний типу ПС02-2еМ, радіоактивний препарат, секундомір.

Теоретичні відомості

Радіоактивність – це спонтанний, самочинний розпад ядер, що супроводжується випромінюванням однієї чи кількох частинок: α -частинок (ядер He), β- частинок (електрони або позитрони) та нейтрино (разом з антинейтрино ν_0, $e^+ - \nu_0$), γ- променів, протонів. До явища радіоактивності належить також процес *E*-захоплення (ядро захоплює електрон зі своєї електронної оболонки), а також явище внутрішньої конверсії електронів (воно супроводжується випромінюванням рентгенівських квантів та електронів), спонтанний поділ важких ядер, протонна радіоактивність тощо.

Очевидно, що необхідною умовою радіоактивного розпаду ядра є енергетична вигідність, тобто маса радіоактивного ядра повинна перевищувати суму мас дочірнього ядра і частинок, що вилітають під час перетворення ядра.

Радіоактивність – процес випадковий. Однакові ядра розпадаються за різний час, але середній час життя однакових ядер, визначений при спостереженні великого числа розпадів, не залежить ні від способів одержання цих ядер, ні від зовнішніх умов (температура, тиск, агрегатний стан, наявність полів).

Кожне радіоактивне ядро можна одержати шляхом бомбардування стабільних ядер частинками. Тому радіоактивність можна розглядати як окремий випадок ядерної реакції. На практиці до радіоактивних відносять ядра, час життя яких можна виміряти. Такий час зазвичай становить від 10^{-9} с до 10^{22} років.

Дивним в явищі радіоактивності є величезна різниця між характерним ядерним часом, який має порядок 10^{-22} с та часом життя радіоактивних ядер, який, наприклад для ядер урану $^{238}_{92}U$ складає близько 10^{10} років. Існують дві основні причини, що забезпечують великий час життя ядер.

1. Випромінювання важких позитивно заряджених частинок сильно гальмується кулонівським бар'єром (це чисто квантовий ефект).

2. Дуже мала інтенсивність взаємодій, за рахунок яких відбувається розпад. Наприклад, β-розпад ядер відбувається за рахунок слабких взаємодій, які на 24 порядки слабші за сильні взаємодії.

Існують ще дві причини, що також впливають на час життя ядра (але не так інтенсивно), а саме: час життя залежить від енергії, що виділяється при розпаді, якщо ця енергія мала, то час життя збільшується; під час розпаду ядер працює закон збереження спіну, тому коли вилітає частинка зі спіном hL, то ймовірність вильоту такої частинки зростає в $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2L}$ разів ($R << \lambda$, де R – радіус дії ядерних сил, а λ – дебройлівська довжина хвилі частинки, що вилітає).

Для опису статистичних закономірностей, що описують процеси розпаду ядер, використовують величину λ – константу розпаду. Константа розпаду – це величина, що дорівнює ймовірності розпаду ядра за одиницю часу. Основний закон розпаду:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (4.1),$$

де N_0 - число ядер в початковий момент часу $t = 0$, а N - число ядер, що не розпалися в момент часу t.

Підкреслимо, що цей закон носить статистичний характер і справедливий лише для великого числа частинок.

Важливою характеристикою радіоактивного препарату є його активність A – число ядер, що розпадається за одиницю часу (активність, характеризує інтенсивність випромінювання препарату в цілому). Згідно означення

$$A = -\frac{dN}{dt} \qquad (4.2)$$

Використавши основний закон (1), маємо

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = \lambda N \qquad (4.3),$$

де A_0 - активність в початковий момент часу $t = 0$.

Активність препарату вимірюється різними одиницями (залежно від обставин розпаду і характеру дії продуктів розпаду). В СІ активність вимірюється в Бекерелях (Бк), $1\,Бк = 1\,розп/с = 2{,}7 \cdot 10^{-11}\,Ки$, а $1\,Ки = 3{,}7 \cdot 10^{10}\,Бк$ (Кюрі (Кі) - позасистемна одиниця активності).

Статистичні закономірності, на відміну від динамічних, виражають такий зв'язок між явищами, що не носить однозначного характеру.

Наступний стан визначається попереднім з деякою часткою ймовірності. Статистична закономірність виникає внаслідок повторюваності множини масових однорідних явищ, кожне з яких також є випадковим. Ці випадкові однорідні явища відбуваються незалежно одне від одного.

Як відмічалось, статистичні закономірності проявляються і під час радіоактивного розпаду ядер.

Нехай ймовірність розпаду ядра є W: вона за час Δt не залежить від умов, в яких ядро знаходилось раніше чи знаходиться тепер. Для даного радіоактивного елемента ця ймовірність прямо пропорційна часу Δt, якщо Δt – досить мала величина:

$$W = \lambda \Delta t \qquad (4.4)$$

Дві події, з яких лише одна наступає в деякому досліді, називаються протилежними. Такими подіями є розпад і нерозпад ядер. Сума ймовірностей таких подій одиниця. Тому ймовірність того, що ядро не розпадеться за час Δt:

$$W_1 = 1 - W = 1 - \lambda \Delta t \qquad (4.5)$$

Згідно теореми множення ймовірностей, ймовірність того, що ядро не розпадеться на протязі n відрізків часу Δt:

$$P_{n\Delta t} = (1 - \lambda \Delta t)^n .$$

Коли сума всіх інтервалів часу є $t = n\Delta t$, то

$$P_{n\Delta t} = (1 - \frac{\lambda}{n} t)^n \qquad (4.6)$$

$$P_t = \lim_{n \to \infty} (1 - \frac{\lambda}{n} t)^n = e^{-\lambda t} , \qquad (4.7)$$

де P_t – ймовірність того, що ядро не розпалось за час Δt.

Коли в початковий момент препарат має N_0 ядер, то $N = P_t N_0 = N_0 e^{-\lambda t}$, тобто одержуємо основний закон радіоактивного розпаду. Цей закон буде виконуватись строго лише в тому випадку, коли N дуже велике. Тому як і у випадках інших випадкових явищ спостерігається відхил від середнього значення – флуктуація. Ці флуктуації для радіоактивних процесів спостерігати досить зручно, бо при кожному перетворенні виділяється така велика енергія, що є можливість зареєструвати всі процеси розпаду.

В цій роботі застосовується найпростіший спосіб вивчення флуктуацій, вперше використаний Резерфордом та Гейгером. Для нього використовується слабкий радіоактивний препарат і підраховується число частинок, що вилітають за однакові невеликі проміжки часу. Потім за наслідками експериментів визначається загальне число інтервалів (проміжків) часу, в яких спостерігається однакове число радіоактивних частинок і будується графік залежності числа інтервалів від числа радіоактивних частинок на інтервал.

Одержана експериментальна залежність числа інтервалів від числа радіоактивних частинок на інтервал порівнюється з відповідною теоретичною залежністю, що визначається статистичною кривою Пуассона. У відповідності до цієї кривої при досить великій кількості спостережень ймовірність того, що протягом одного інтервалу з'явиться n радіоактивних частинок:

$$W(n) = \frac{(\overline{n})^n}{n!} \cdot e^{-\overline{n}}, \qquad (4.8)$$

де $\overline{n}$ – середнє число частинок, що припадає на інтервал

$$n = \frac{\sum n_i}{k}, \qquad (4.9)$$

n_i – число імпульсів за i-й інтервал (i змінюється від 1 до k, де k - число інтервалів, n– число імпульсів, ймовірність яких обчислюється.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА (рис.1)

Рис.1

В роботі використовується реєстрація радіоактивних випромінювань за допомогою сцинтиляційного лічильника. Сцинтиляційний лічильник – прилад, що працює на основі реєстрації спалахів світла, які виникають під час взаємодії радіоактивних частинок з кристалами чи іншими сцинтиляторами.

Сцинтиляційний лічильник – це сукупність сцинтилятора (фосфора) і фотоелектронного помножувача (ФЕП). В комплект лічильника входять також джерела живлення ФЕП і радіотехнічна апаратура, що забезпечує підсилення і реєстрацію імпульсів ФЕП.

Принцип роботи сцинтиляційного лічильника полягає в наступному. Заряджена частинка, що потрапляє в сцинтилятор іонізує і збуджує його атоми (молекули), які через дуже короткий час переходять в стабільний стан, випромінюючи фотони. Виникає спалах світла (сцинтиляція). Деяка частина фотонів потрапляє на фотокатод ФЕП і вибиває з нього фотоелектрони. Останні під дією поля, що створюється між електродами ФЕП, фокусуються і спрямовуються на перший електрод. Далі, внаслідок вторинної електронної емісії, після проходження кількох електродів число електронів різко збільшується, а тому на виході ФЕП виникає імпульс напруги, який підсилюється і реєструється радіотехнічною апаратурою. Амплітуда, форма і тривалість імпульсу визначається сцинтилятором і ФЕП.

В роботі використовується для детектування радіоактивних випромінювань високочутливий базовий блок детектування типу БДБСЗ-1еМ, для живлення якого використовується блок живлення стабілізований низьковольтний типу 591-І19М, блок живлення високовольтний БНВЗ-09, а для реєстрації імпульсів, що знімаються з анода ФЕП, використовується лічильник – одноканальний рахунковий прилад типу ПС02-2еМ.

Блок детектування встановлений в свинцевий захист та приєднаний спеціальним кабелем до джерел живлення: високовольтного джерела типу БНВЗ-09 і джерела живлення 12 В типу 591-119М. За допомогою спеціального кабеля "Сигнал" блок детектування з'єднаний з входом лічильника одноканального приладу типу ПС02-2еМ.

Для ознайомлення з принципом роботи та органами управління цих приладів потрібно вивчити відповідні інструкції.

Перед проведенням контрольних вимірювань прогрійте блок детектування протягом 30 хвилин, встановіть на ФЕП напругу 1400 В (перемикачем на високовольтному джерелі). Коли блок детектування прогрівається, проводять контрольні випробування лічильного приладу.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 1. Перевірка роботи приладу ПС02-2еМ.

Вказівка з техніки безпеки

1. Прилад ПС02-2еМ повинен бути обов'язково заземлений!
2. Під час роботи з приладами дотримуйтесь загальних правил роботи з електричними установками.
3. Не залишайте прилад увімкненим без нагляду!
4. Не виконуйте перемикань в схемі, не від'єднуйте і не приєднуйте кабелями інші прилади, якщо прилад увімкнено в мережу змінного струму.
5. У випадку неполадок в роботі приладу чи виявленні несправностей негайно вимкніть прилад і повідомте про це керівника занять чи лаборанта.

УВАГА! Всі операції з установкою радіоактивного препарату чи регулювання його положення всередині свинцевого блока виконують керівник роботи чи лаборант. Студентам, доступ до препарату заборонено!

Перевірка роботи приладу виконується в такому порядку

1. Увімкніть прилад в мережу змінного струму напругою 220 В.
2. Увімкніть перемикач "Сеть" (мережа), розміщений на передній панелі приладу, при цьому починають світитися індикатори лічильних декад.
3. Натиснувши кнопку "Сброс", переведіть усі схеми приладу у початковий стан.

Увімкніть перемикач "Проверка", перемикач "N-T" встановіть в положення «N», перемикач "Экспозиция – Число импульсов" – в положення «1 с», перемикач "Генератор" – в положення "Внутренний".

ПРИМІТКА: Натиснене положення кнопки перемикача відповідає режимові роботи, умовно позначеному написом під відповідною кнопкою.

4. Натисніть кнопку "Пуск". Тоді автоматично прилад зупиниться через 1 с, а лічильник з індикацією повинен набрати число імпульсів $n = 100$.
5. Проведіть аналогічні вимірювання за усіх інших положень перемикача "Экспозиция-Число импульсов", причому повинні одержатися наступні значення набору імпульсів (таблиця 1).

Таблиця 1.

Положення перемикача	«3»	«10»	«30»	«100»	«300»	«1000»
Число імпульсів на індикаторі	300	1000	3000	10000	30000	100000

В процесі роботи приладу повинна горіти лампочка індикації роботи лічильника. Після набору числа потрібно натиснути кнопку «Сброс», а новий процес перевірки починається натисканням кнопки «Пуск».

6. Після проведення перевірки в режимі «N» проводять перевірку в режимі «T»:

перемикач «N-T» встановіть в положення "T";

перемикач "Экспозиция - Число импульсов" – в положення "1x100 мп";

натисніть кнопку "Пуск".

При цьому робота приладу автоматично зупиниться після того, як на таймерні декади потрапить 100 імпульсів, а на лічильнику буде зафіксовано число 100;

Проведіть подібні виміри для інших положень перемикача "Експозиція - Число імпульсів", одержавши наступні числа імпульсів (таблиця 2).

Таблиця 2

Положення перемикача	"3x100"	"10x100"	"30x100"	"100x100"	"300x100"	"1000x100"
Число імпульсів на індикаторі	300	1000	3000	10000	30000	100000

Завдання 2. Вивчення статистичних закономірностей радіоактивного розпаду.

1. Увімкніть установку (блок живлення високовольтний, низьковольтний, лічильний прилад).

2. Підготуйте лічильник ПС02-2еМ до роботи:

увімкніть перемикач "Сеть";

натисніть кнопку "Сброс", переведіть усі схеми приладу у вихідний стан;

перемикач "N-T" встановіть в положення «N»;

перемикач "Експозиція-Число імпульсів" – в положення "3 с";

перемикач "Генератор" в положення – "Внешний".

3. Натиснувши кнопку "Пуск", провести вимірювання числа імпульсів за 3 с. Через 3 с лічильник автоматично зупиниться. Паузи між вимірюваннями 10 с (по секундоміру). Після кожного вимірювання натиском кнопки "Сброс" лічильник ставиться на нуль. Всього потрібно провести 250-300 відліків, кожного разу фіксуючи число відліків лічильника.

4. Підготувати координатні осі для побудови графіка. По осі абсцис відкласти число відліків лічильника на один інтервал, а по осі ординат відкласти інтервали 0, 1, 2,….. Результати вимірювань занеси на графік таким чином: на ординаті виставленій в тій точці осі, що відповідає кількості зареєстрованих імпульсів, на висоті однієї клітинки (1 інтервал) ставиться точка. Якщо при наступних вимірюваннях повториться таке ж число імпульсів, то відмітка ставиться та тій же абсцисі, але на клітинку вище.

Наприклад, коли під час вимірювання число імпульсів *n* повториться *k* разів, то для абсциси, що дорівнює *n* виставляється ордината, що має *k* одиниць.

5. Через крайні верхні точки на графіку проводять плавну криву. Ця крива дає експериментальну криву залежності числа інтервалів від числа імпульсів на інтервал.

6. Порівняти експериментальні дані з теоретичними, що обчислюються за формулою Пуассона (4.8). Число інтервалів, в яких ймовірна поява 0, 1, 2.... імпульсів, розраховується за формулою

$$N = N_0 W_n = \frac{x^n}{n!} e^{-x} N_0 \qquad (4.11)$$

де $x = \frac{\sum x_i}{k}$ - середнє число імпульсів на інтервал, *n* – число імпульсів, для яких проводиться підрахунок, *k* – загальне число інтервалів (250-300), а N_0 загальне число імпульсів, $\sum x_i$ - число інтервалів, що відповідає даному *n*, береться з графіка.

Завдання 3. Визначення періоду піврозпаду радіоактивного ізотопу

1. Підготувати до роботи установку (див. вище).

2. Подати напругу на ФЕП величиною 1200 В і увімкнути лічильний пристрій.

3. Увімкнути кнопку "*N-T*" в положення «*N*», а перемикач "Экспозиция-Число импульсов" в положення "30".

4. Натисканням кнопки "Пуск", вмикають лічильний прилад і протягом 30 с реєструють імпульси. Одночасно з увімкненням лічильного приладу запускають секундомір чи інший таймерний пристрій. Через 30 с лічильник автоматично зупиняється, а секундомір продовжує працювати.

5. Записують покази індикатора лічильника, а потім натиском кнопки "Сброс" лічильник ставлять на нуль.

6. Через 5 с після першого вимірювання знову вмикають лічильний пристрій (кнопка "Пуск") і протягом 30 с знову реєструють імпульси. Такі вимірювання проводяться протягом 40-80 хвилин, потім установку вимикають.

7. Користуючись значеннями зареєстрованого числа імпульсів N за час *t = 30 с*, обчислюють активність препарату в даний момент часу за формулою $A = \frac{N}{t}$ (середня активність), а також будують графік залежності активності препарату $A = f(t)$ для даного зразка.

8. За результатами вимірювань будують графік залежності $\ln N = f(t)$, де N - число імпульсів, зареєстрованих лічильником за один і той самий проміжок часу (за 1 с, наприклад). Використавши цей графік, визначають константу радіоактивного розпаду і обчислюють період піврозпаду Т.

Контрольні запитання

1. Що таке радіоактивність?
2. Назвіть фізичні величини і основні співвідношення розпаду і закони радіоактивного розпаду.
3. Що називається константою розпаду і періодом піврозпаду?
4. Що таке активність радіоактивного препарату? Якими величинами вона вимірюється?
5. Що таке характерний ядерний час та час життя радіоактивних ядер?
6. В чому полягає фізичний зміст закону радіоактивного розпаду?
7. Чому постійна радіоактивного розпаду не залежить від зовнішніх факторів (температури, тиску, напруженості полів і т.д.)?
8. Чим характерні динамічні і статистичні закономірності, чим вони відрізняються між собою?
9. В чому суть методу визначення флуктуацій в процесі радіоактивного розпаду?
10. Пояснити принцип роботи сцинтиляційного лічильника.

Лабораторна робота №5
ДОСЛІДЖЕННЯ ФЕРОМАГНЕТИКІВ

Обладнання і *матеріали:* балістичний гальванометр, досліджуваний тороїд, нормальний соленоїд, амперметр, реостати, джерело постійного струму, комутатор. перемикач, з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

В роботі виконується завдання: визначити залежність індукції феромагнітної речовини, як функції напруженості поля *B(H),* криву намагнічення *I(H)* і криву магнітної проникності $\mu(H)$.

Визначити залежність індукції, намагнічення і магнітної проникності від *H* - це означає знайти для кожного значення внутрішнього поля *H* відповідні значення *B, I* та μ. Тому що ці криві не можуть бути обчислені теоретично, їх необхідно визначити експериментально. Одним зі способів визначення залежності *B = B(H), I = I(H),* $\mu = \mu(H)$ є розроблений О.Е. Столєтовим балістичний метод, заснований на вимірюванні кількості електрики, що протікає по намотаній на досліджуваний зразок обмотці, внаслідок виникнення в ній електрорушійної сили при швидкій зміні потоку магнітної індукції в зразку феромагнетики.

Зразок виготовляється обов'язково у вигляді тороїда, на нього намотується обмотка намагнічення з великим числом витків. Напруженість поля в зразку визначається за відомою формулою

$$H = \frac{N_1}{L} I, \qquad (5.1)$$

де *I* – сила струму намагнічення в амперах, N_1 - число витків котушки намагнічення, L - довжина середньої лінії тороїда. Для визначення відповідного значення індукції *B* у зразку на котушку намагнічення L_1 одягається пробна котушка L_2, що вмикається в коло балістичного гальванометра.

Балістичний режим гальванометра - це режим, коли покази гальванометра пропорційні не тільки силі струму, але й часу його протікання, тобто заряду, що пройде за цей час через обмотку.

При проходженні по котушці намагнічування струму, в зразку виникає потік магнітної індукції *Ф=BS*, де *S* – площа перерізу зразка. Цей потік пронизує кожен виток пробної котушки.

Повний потік індукції через пробну котушку $\Phi = BSN_2$, де N_2 - число витків пробної котушки. Коли змінити струм намагнічення на протилежний, то змінюється напруженість поля *H*, індукція *B*, потік індукції змінюється на

величину $\Delta\Phi$. Тоді через балістичний гальванометр, увімкнений в коло пробної котушки (балістична обмотка), пройде кількість електрики (згідно закону електромагнітної індукції Фарадея):

$$Q = -\frac{\Delta\Phi}{R} \qquad (5.2)$$

де R - опір кола гальванометра.

З іншого боку, $\Delta\Phi = \Delta BSN_2$, тоді $Q = -\frac{\Delta BSN_2}{R}$, звідки одержуємо

$$\Delta B = -\frac{QR}{SN_2} \qquad (5.3)$$

З теорії балістичного гальванометра відомо, що при досить швидкому процесі зміни індукції в зразку кут відхилу рамки гальванометра пропорційний кількості електрики, що пройшла по ній, тобто

$$\varphi = C_G Q,$$

де φ - кут відхилу рамки гальванометра, C_G- балістична постійна, яка залежить від параметрів кола гальванометра.

Підставивши значення Q в формулу для ΔB(5.3), одержимо

$$\Delta B = -\frac{C_G R}{SN_2}\varphi. \qquad (5.4)$$

Для визначення балістичної сталої гальванометра пропускаємо через гальванометр певну кількість електрики і визначаємо кут повороту рамки гальванометра φ_0. Очевидно: $Q_0 = C_G\varphi_0$, звідки

$$C_G = \frac{Q_0}{\varphi_0} \qquad (5.5)$$

Відому кількість електрики можна одержати різними способами, наприклад за допомогою так званої нормальної котушки. Нормальна котушка – довгий прямий соленоїд без осердя з тісно розміщеними витками, в якого довжина значно більша за діаметр. На середині нормальної котушки поверх обмотки намагнічування надіта вимірювальна котушка. Вимірювальна котушка, включена послідовно з рамкою гальванометра та пробною котушкою, що забезпечує сталість опору в колі гальванометра.

Напруженість поля в нормальній котушці визначається за формулою

$$H_0 = n_0 I_0 \qquad (5.6)$$

де n_0 число витків на 1 см довжини нормального соленоїда, I_0 - сила струму в нормальній котушці, в амперах. Оскільки магнітна проникність повітря

$\mu = 1$, індукція поля в соленоїді $B_0 = \mu_0 H_0$. Тоді повний потік індукції через вимірювальну котушку

$$\Phi_0 = \mu_0 S_0 n_0 N_3 \qquad (5.7)$$

де S_0 - площа перерізу нормальної котушки, N_3 число витків вимірювальної котушки нормального соленоїда. При зміні напряму струму в соленоїді зміна потоку індукції

$$\Delta\Phi_0 = -\Phi_0 - \Phi_0 = -2\Phi_0 \quad .$$

Отже,

$$\Delta\Phi_0 = -2\mu_0 S_0 n_0 N_4 \ .$$

При зміні потоку індукції рамка гальванометра відхиляється на кут φ_0 і балістична стала установки

$$C_G = \frac{Q_0}{\phi_0} = -\frac{\Delta\Phi_0}{R\phi_0} = \frac{2\mu_0 S_0 H_0 N_4}{R\phi_0}, \qquad (5.8)$$

де H_0 - визначається за формулою (5.6).

Балістичну сталу можна не обчислювати, якщо звернути увагу на те, що у формулу (5.4) для визначення B входить добуток $C_B R$, який знайдемо з формули (5.8) і підставимо у (5.4).

$$C_B R = \frac{2\mu_0 S_0 H_0 N_4}{\varphi_0} \qquad (5.8^*)$$

Одержимо

$$B = \frac{\mu_0 S_0 H_0 N_4}{S N_2 \varphi_0}\varphi \qquad (5.9)$$

Якщо прийняти до уваги, що $H_0 = n_0 I_0$, то одержимо остаточну формулу

$$B = \frac{\mu_0 n_0 S_0 N_4 I_0}{S N_2 \varphi_0}\varphi; \qquad \text{або} \qquad B = k\varphi, \qquad (5.10)$$

де $k = \dfrac{\mu_0 n_0 S_0 N_4 I_0}{S N_2 \varphi_0}$.(5.11)

Для виконання завдання важливо знати, що значення напруженості поля однозначно не визначає величини індукції, вона залежить від передісторії зразка феромагнетику. Через це вимірювання необхідно здійснювати з певного вихідного стану, за який береться стан повного розмагнічування феромагнетику. Для цього перед початком вимірювання через обмотку намагнічення зразка пропускають змінний струм, сила якого

за допомогою реостатів зменшується до нуля. Розмагнічування можна здійснювати також за допомогою постійного струму шляхом комутації цього струму (зміни напрямку і поступового зменшування струму до нуля).

Якщо повністю розмагнітити зразок і внести його в магнітне поле напруженості *H*, то індукція магнітного поля в нього буде *B*; після зміни напрямку поля (досягається зміною напрямку струму в обмотці намагнічування) індукція також буде рівна *B*.

Тоді зміна індукції ΔB= - B - B = -2B, причому для напруженості поля *H* індукція *B* визначається за формулою (5.10). Маємо на увазі, що більш точну відповідність величини *B* даному полю *H* можна одержати лише шляхом багаторазової (8-10 разів) швидкої зміни напряму поля *H* (гальванометр вимкнений !!!). тобто перемиканням комутатора К.

Змінюючи струм в обмотці намагнічування ($I_1, I_2, I_3, ..., I_n$) одержимо ряд значень поля $H_1, H_2, H_3, ..., H_n$ з формули (5.1).

З формули (5.10) визначаємо $B_1, B_2, B_3, ..., B_n$.

За формулами $I = \frac{B}{\mu_0} - H$; $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ обчислюємо ряд значень $I_1, I_2, I_3, ..., I_n$ та $\mu_1, \mu_2, \mu_3, ..., \mu_n$.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Складаємо схему за рис. 1.

L_1 , L_2 - обмотка намагнічування і пробна котушка досліджуваного зразка; L_3, L_4 - відповідні обмотки нормальної котушки; *r* – додатковий опір, що забезпечує майже критичний режим роботи гальванометра;

БГ – балістичний гальванометр;

K_1 - перемикач для вмикання струму в обмотку досліджуваного зразка або в обмотку нормального соленоїда;

К – комутатор;

А - міліамперметр та амперметр;

R_1, R_2, R_3 - реостати для регулювання струму.

Освітлювач гальванометра живиться від джерела струму напругою 6 В.

2. В коло перемикачем К1 вмикається нормальний соленоїд (гальванометр вимикаємо). Підбирається реостатами необхідна сила струму (від 0,5 до 3 А). Потім гальванометр вмикається і визначається його нульове положення.

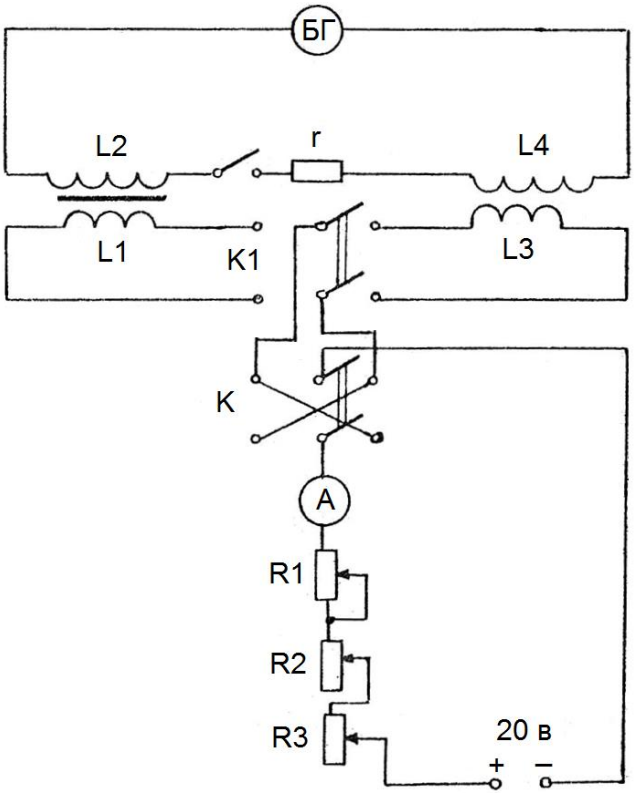


Рис.1

Різким рухом проводимо перемикання (комутацію) струму за допомогою комутатора К і відмічаємо відхилення рамки гальванометра φ.

Такі вимірювання виконуються кілька разів при даному значенні I_0 і різних значеннях I_0. У формулу (5.11) входить $\frac{I_0}{\varphi_0}$ тому визначаємо середнє значення цієї величини, а потім обраховуємо балістичну постійну *k*.

3. Розмагнічуємо зразок (гальванометр вимкнено!!!) шляхом комутації струму і зменшення його до 0, увімкнувши ключем К досліджуваний зразок в коло.

4. Встановлюємо мінімальне можливе значення струму *I* в колі реостатами *R*.

Нагадуємо, що дослідження магнітної властивості зразка, потрібно розпочинати при найслабшому магнітному полі (тому в початковий момент всі реостати повинні бути включені на максимальний опір, а в амперметрі вибрати найчутливіші межі вимірювання).

5. Вмикаємо гальванометр, відмічаємо його нульове положення різким рухом проводимо комутацію струму комутатором К і відраховуємо максимальний кут відхилу рамки гальванометра φ. Аналогічні операції (пп. 4, 5) проводимо для значень струму $I_1, I_2, I_3, ..., I_n$ (через кожні 10-20 мА до 3-5 А).

6. Обчислюємо значення напруженості поля H_1, H_2, H_3,...., H_n користуючись формулою (5.1). Відповідне значення індукції B_1, B_2, B_3,...., B_n шукаємо з формули (5.10), а також вектор намагнічення та магнітну проникність за формулами $I = \frac{B}{\mu_0} - H$; $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$.

7. Результати вимірювань та обчислень заносимо в таблицю 1.

Таблиця 1

№	I	φ	H	B	μ

11. За даними таблиці будуємо графіки *B=f(H), I=f(H),* $\mu = f(H)$.

В роботі використовується досліджуваний зразок з такими даними:

N_1 - обмотка намагнічування зразка *450* витків, *l*=0,08 м, *S*=1.5 см^2;

N_2 - пробна котушка досліджуваного зразка (1 виток);

N_3 - нормальна котушка ($n_0 = 1070$ В/м, $S_0 = 3{,}14$ см^2);

N_4 - число витків вимірювальної котушки нормального соленоїда (470 витків); R=21,6 Ом.

Контрольні запитання

1. В чому полягають характерні властивості феромагнетиків?
2. Чому виникає феромагнітний стан речовини? Як феромагнітний стан залежить від температури?
3. Який стан називається антиферомагнітним?
4. Як відбувається процес намагнічування феромагнетика?
5. Поясніть наявність магнітного гістерезису.
6. Який фізичний зміст величини $\vec{B}$, $\vec{H}$ і якими одиницями вони вимірюються?
7. Що таке магнітна проникність? Від чого вона залежить?
8. Чим балістичний гальванометр відрізняється від звичайного гальванометра?
9. Від чого залежить кількість електрики, яка пройде через балістичний гальванометр, під’єднаний до котушки, якщо в останній змінити напрям струму?
10. Для чого перед початком вимірювання через обмотку намагнічення зразка пропускають змінний струм?

Лабораторна робота №6

ВИВЧЕННЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ І ВИЗНАЧЕННЯ РЕЛАКСАЦІЙНОГО ЧАСУ ЖИТТЯ НОСІЇВ ЗАРЯДУ

Обладнання і матеріали: осцилограф ЕО-7, випрямляч ВУП-2, електродвигун з обтюратором, джерело світла.

Теоретичні відомості

Джерелом енергії, яка сприяє виникненню вільних носіїв заряду в напівпровідниках, крім теплової дії, можуть бути і інші процеси: зіткнення з швидкими електронами, α-частинками, іонізація під дією світла (фоторезист орний ефект), іонізація під дією сильного поля та ін. Електрони чи дірки провідності (вільні носії заряду), які не знаходяться в термодинамічній рівновазі (як по концентрації, так і по енергетичному розподілу), називаються нерівноважними носіями заряду.

Виникнення нерівноважних носіїв заряду приводить до зміни провідності (опору) напівпровідника $\sigma = \sigma_T + \Delta\sigma$, де σ_T – теплова провідність, σ – нерівноважна провідність (фотопровідність).

Зміна електричного опору напівпровідників, обумовлена виключно дією електромагнітного випромінювання і не зв'язана з його нагріванням, називається *фоторезисторним* ефектом.

При поглинанні квантів світла можливі такі типи переходів, які приводять до появи фотопровідності (рис. 1).

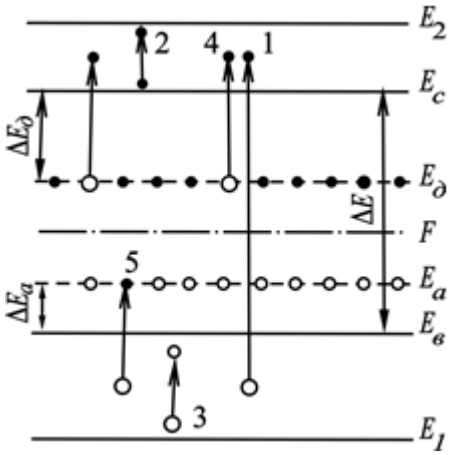


Рис. 1

1) перехід **1** (із валентної зони $E_в$ в зону провідності E_c) відповідає власному поглинанню світла (основними атомами кристала), що приводить до утворення вільного електрона і вільної дірки на кожен поглинутий фотон *(власна фотопровідність,* $\Delta n = \Delta p$);

2) переходи **2** та **3** (переходи всередині зон) не призводять до зміни концентрації носіїв, але можуть змінювати їхню рухливість, а отже електропровідність;

3) перехід **4** (з домішкового рівня $E_д$ у зону провідності E_c) відповідає поглинанню світла локальною недосконалістю в кристалі (наприклад, донорами), при цьому на кожен поглинений фотон утворюється вільний електрон і дірка, пов'язана з відповідним центром;

4) перехід **5** (з валентної зони $E_в$ на акцепторний рівень E_a) відповідає випадку, коли поглинутий фотон переводить електрон на незайнятий локальний рівень (акцепторний), унаслідок чого утворюється вільна дірка, і зв'язаний електрон.

При фотоіонізації локальних станів типу домішкових атомів (переходи 4 і 5) зростає концентрація носіїв заряду тільки одного типу (*домішкова фотопровідність*).

При збуренні власних атомів напівпровідників (перехід 1) фотон повинен мати енергію $h\nu_1 \geq \Delta E_n$, $h\nu_4 \geq \Delta E_D$, $h\nu_5 \geq \Delta E_a$ ($\Delta E_n, \Delta E_D, \Delta E_a$ – відповідно енергії активації власних, донорних, акцепторних рівнів; ν_1, ν_4, ν_5 – відповідні частоти поглинутого світла).

Якщо електрони і дірки в результаті поглинання фотона стануть вільними, то вони будуть залишатися вільними до тих пір, поки не будуть захоплені яким-небудь дефектом решітки чи перейдуть з кристала в електроди.

Час життя τ вільного носія – це час, протягом якого носій вносить вклад у провідність, тобто час, протягом якого збурений електрон знаходиться у зоні провідності (τ_n) чи збурена дірка – у валентній зоні (τ_p). Час життя вільного носія обмежується моментом рекомбінації цього носія чи моментом екстракції (витягування) його із кристала електричним полем, коли при цьому із протилежного електрода не поступає такий же носій.

При освітленні напівпровідника світлом з енергією кванта $h\nu \geq \Delta E$, чи $h\nu \geq \Delta E_{пр}$ поглинання світла супроводжується виникненням вільних електронів і дірок. По мірі зростання концентрації нерівноважних носіїв заряду зростає зворотний процес рекомбінації. Оскільки швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду залишається постійною при постійній інтенсивності освітлення, то швидкість рекомбінації швидко досягне швидкості генерації носіїв і установиться стаціонарний стан нерівноважної концентрації фотоносіїв.

Розглянемо процеси нарощування нерівноважної концентрації після початку освітлення і процеси падіння її після вимкнення освітлення, тобто

явища релаксації нерівноважної концентрації носіїв заряду у двох найпростіших часткових випадках фотопровідності.

Лінійна рекомбінація. Цей випадок має місце, наприклад, в напівпровіднику р-типу з великою концентрацією дірок, з якими рекомбінують нерівноважні електрони, причому концентрація дірок практично не залежить від освітлення. Швидкість рекомбінації електронів в цьому випадку пропорційна концентрації нерівноважних носіїв заряду Δn. Фотопровідність при освітленні напівпровідника зростає за законом

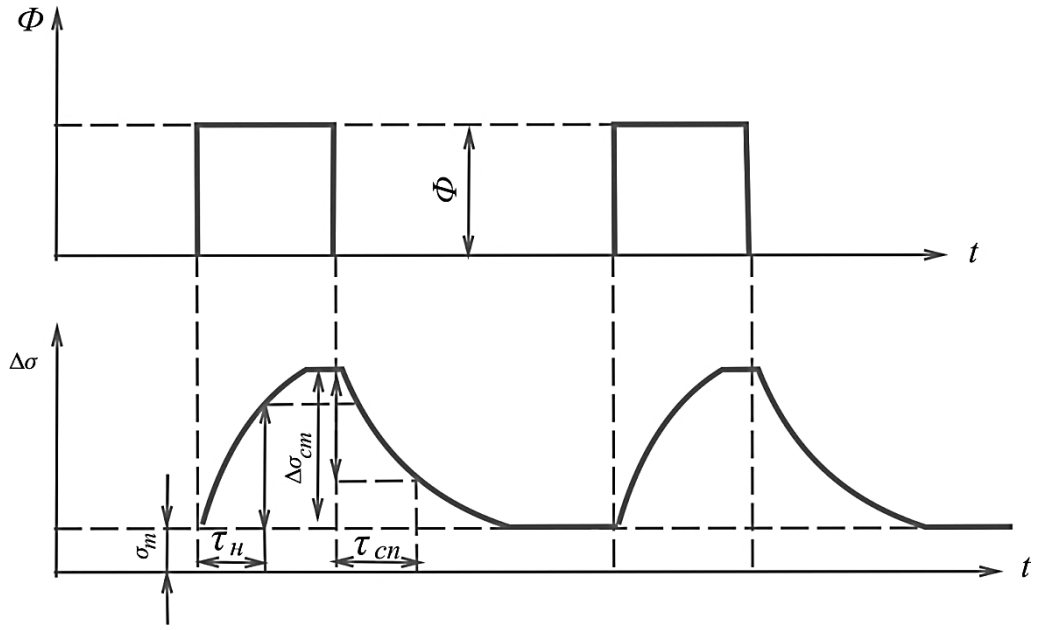
$$\Delta\sigma = \tau_n \eta K L q_0 u_n (1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}) \qquad (6.1)$$

Якщо припинити освітлення напівпровідникового зразка, то генерація носіїв припиниться. Зміна фотопровідності описується у цьому випадку виразом

$$\Delta\sigma = \tau_n \eta K L q_0 u_n e^{-\frac{t}{\tau_n}} \qquad (6.2)$$

де τ_n – середній час життя електрона, η – квантовий вихід, K – коефіцієнт поглинання світла, L – інтенсивність світла, q_0– елементарний заряд, u_n– рухливість електронів.

Криві нарощування (1) і спаду (2) нерівноважної провідності називаються *кривими релаксації фотопровідності* (рис. 2).



.

Рис. 2

Таким чином, релаксація нерівноважної концентрації носіїв заряду і фотопровідність у випадку лінійної рекомбінації при миттєвому вимиканні

світла змінюється по експоненціальному закону з постійною часу τ_n, яка відповідає часу життя пари нерівноважних носіїв заряду. Це дає просту можливість по дослідженню релаксаційних кривих безпосередньо визначити величину $\tau = \tau_n = \tau_p$

У випадку *квадратичної рекомбінації* концентрація фото носіїв зростає і спадає по різних законах і її неможливо охарактеризувати постійним часом релаксації. Цей випадок має місце, наприклад, для власного напівпровідника з дуже малою тепловою провідністю, тобто коли концентрація рівноважних носіїв майже рівна нулеві та під час іонізації, коли електрони переходять із валентної зони у вільну, при цьому концентрація нерівноважних електронів і дірок однакова. В цьому випадку швидкість рекомбінації пропорційна квадрату концентрації нерівноважних носіїв.

Фотоелектричний напівпровідниковий прилад, дія якого основана на використанні фоторезисторного ефекту (фотопровідність), називається *фотоопором* чи *фоторезистором.* Фоторезистори являють собою напівпровідникові пластинки чи плівки, які нанесені на ізоляційну підкладку. На напівпровідниковий шар накладають електроди і всю систему закріплюють в спеціальному патроні.

Фоторезистори одержали широке практичне використання в різних галузях науки і техніки завдяки простоті й надійності, високій чутливості та малим розмірам. Вони можуть використовуватись як фотоелектричні перетворювачі (приймачів випромінювання), фотоелектричні реле і регулятори (автоматичне сортування деталей і ін.).

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Для визначення величини τ методом затухання фотопровідності, досліджуваний зразок розміщують на підставці з ізоляційного матеріалу і вмикають згідно зі схемою, зображеною на рис. 3, де

1 – лампа освітлювача; 2 – конденсорна лінза; 3 – переривач світла; 4 – щілина; 5 – електродвигун; 6 – фоторезистори; 7 – магазин опорів R_n; 8 – вакуумний фотоелемент; Е0 – електронний осцилограф.

2. Вмикають осцилограф і прогрівають його протягом 3-5 хв.

3. Вмикаємо перемикач П1 в положення *а*, тобто вмикаємо в коло вакуумний безінерційний фотоелемент.

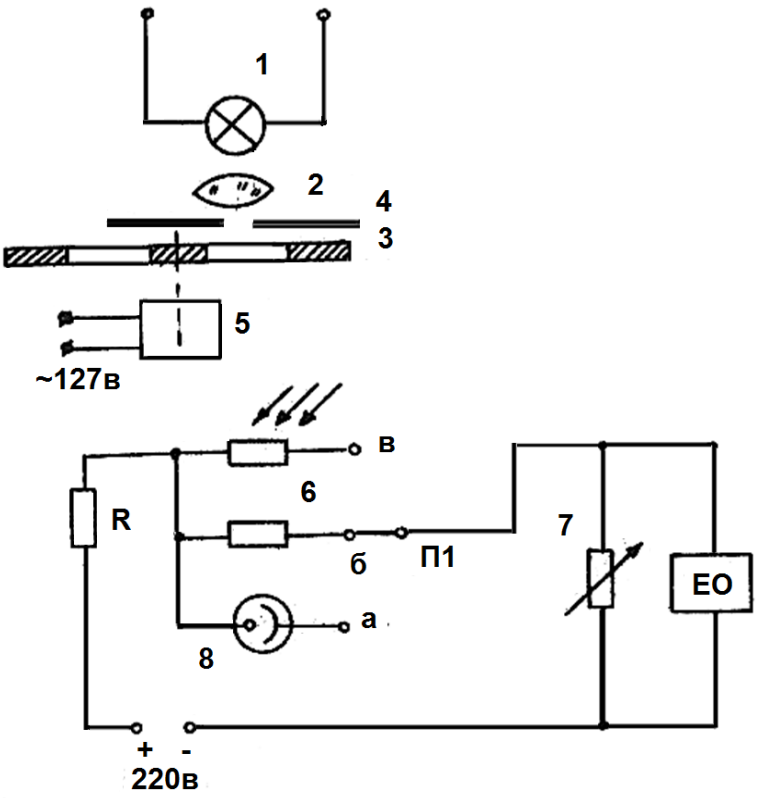


Рис.3

4. Вмикаємо освітлювач та електродвигун, а також живлення на схему і одержуємо на екрані осцилографа стійку картинку прямокутних імпульсів, які в подальшому використовуються для градуювання осі ОХ в одиницях часу.

5. Перемальовуємо ці імпульси (рис.4).

6. Проробляємо те саме при положенні перемикача П1 *б* і *в* (у випадку *б* і *в* у коло вмикаються досліджувані зразки й на екрані осцилографа замість прямокутних імпульсів одержується зображення експоненціальної кривої спаду напруги на послідовно увімкненому з фоторезистором опорі R_n). Проробити дослідження для двох зразків.

7. Вимикаємо живлення, схеми і проводимо ***обробку результатів***:

Падіння напруги на опорі R_n при затемненні змінюється приблизно за законом

$$U_H = IR_H = U_{CT} e^{-\frac{t}{T}} \qquad (6.3)$$

Якщо $\frac{U_{ст}}{U_н} = 2$ (зменшилось у 2 рази), то релаксаційний час життя

$$\tau = t_1 / \ln 2 \quad , \qquad (6.4)$$

де t_1 – час, протягом якого напруга на опорі R_n зменшується у два рази.

Отже, для визначення релаксаційного часу життя носіїв фотоструму потрібно визначити час t_1. Знаходимо його з накреслених графіків таким чином. Ділимо ординату 1-2 навпіл (точка 3). Проводимо пряму 3-4 паралельно вісі часу. З точки перетину цієї прямої з релаксаційною кривою 4 опускаємо перпендикуляр на вісь часу. Відрізок 2-5 рівний відрізку 3-4, дорівнює часу t_1 у вибраному масштабі (тобто часу протягом якого напруга спадає в 2 рази).

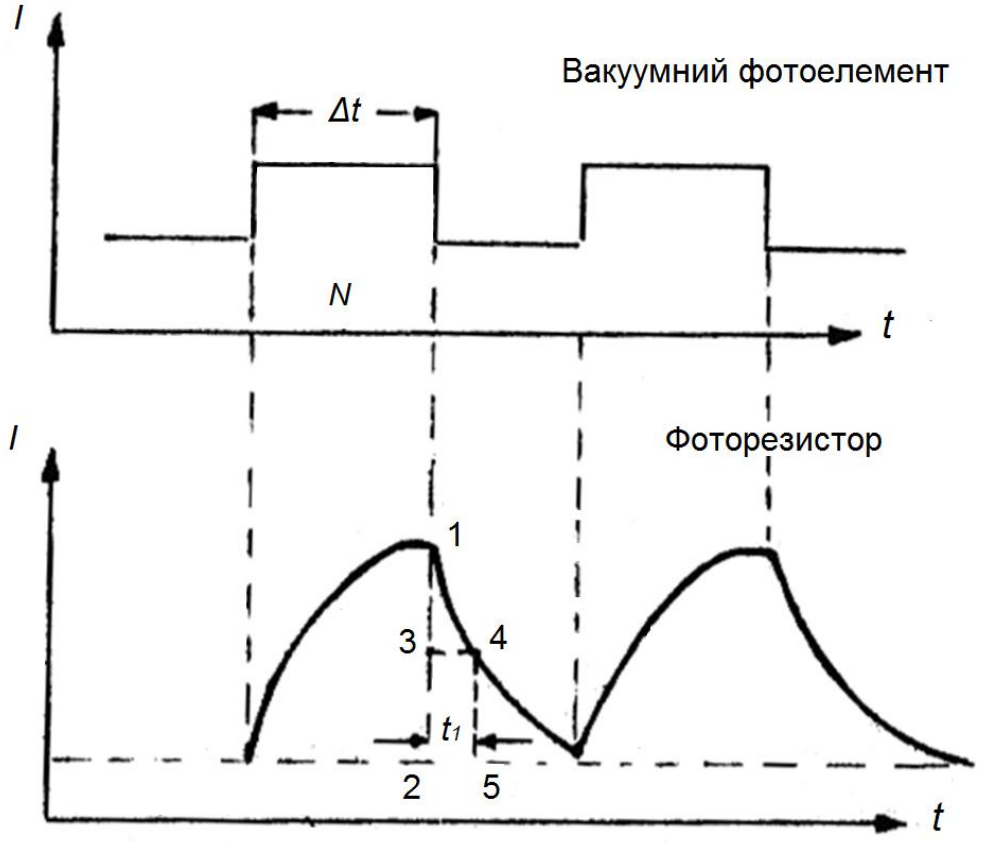


Рис. 4

Для градуювання осі ОХ в одиницях часу використовуємо графік прямокутних імпульсів (рис.4).

Знаючи число обертів двигуна n=2 об/с, а також враховуючи конструкцію обтюратора, розрахуйте час, протягом якого один виріз обтюратора проходить повз щілину. Цей час відповідає на графіку Δt. Поділивши Δt на кількість поділок шкали осцилографа N у цьому відрізку, знаходимо ціну поділки по вісі ОХ в одиницях часу. Помноживши цю величину на кількість поділок у відрізку 2-5, знаходимо t_1. Далі за формулою (6.4) розрахуємо τ.

Контрольні питання

1. Які носії заряду називають рівноважними і нерівноважними?

2. Поясніть можливі переходи електронів при поглинанні квантів світла і рекомбінації.

3. Що таке прямі і непрямі переходи електронів?

4. Що таке час життя нерівноважних носіїв заряду?

5. В чому суть лінійної рекомбінації? Квадратичної рекомбінації?

6. Якими виразами виражається червона границя фотопровідності для власних і домішкових напівпровідників?

7. Які криві називають кривими релаксації фотопровідності? Який вони мають вигляд?

8. Поясніть процеси релаксації фотопровідності при освітленні прямокутними імпульсами світла.

9. Що таке фоторезистор?

10. Поясніть фізичний зміст постійного часу τ. Який метод використовується для експериментального визначення τ?

Лабораторна робота №7
ДОСЛІДЖЕННЯ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ

Обладнання і матеріали: термостат, прилад для вимірювання малих ємностей типу Е-12-1А, міст постійного струму типу УМВ, вольтметр, реостат, гальванометр з фотоприймачем, випрямляч змінного струму, реле, з'єднувальні провідники, керамічний конденсатор.

Теоретичні відомості

Сегнетоелектрики відрізняються від діелектриків усіх інших класів наявністю у них спонтанно поляризованих макроскопічних областей, які утворюються і існують при відсутності зовнішнього електричного поля.

В силу причин, які до кінця ще нез’ясовані, в сегнетоелектриках відбуваються самочинні порушення симетрії у розташуванні заряджених частинок, що утворюють елементарну комірку, внаслідок чого у такій комірці виникає електричний момент. Взаємодія частинок сусідніх комірок така, що зміщення відповідних зарядів у різних комірках відбувається узгоджено в одному напрямку, а тому наведені диполі орієнтуються паралельно один одному і таким чином макроскопічна область кристалу буде спонтанно поляризованою. По аналогії з областями спонтанного намагнічення у феромагнетиках області спонтанної поляризації сегнетоелектриків називаються доменами. У прозорих кристалах титану Барію (BaT_10_3) сегнетоелектричні домени можна спостерігати оптичним методом, оскільки показник заломлення вздовж тетрагональної осі домена і перпендикулярної до неї осі неоднаковий. При дотриманні спеціальних умов можна виростити кристал, весь об’єм якого займає один домен. Але в реальних тілах внаслідок неоднорідного розподілу домішок по кристалу, внаслідок дефектів в решітці створюються механічні напруги, які приводять до появи доменної структури.

При відсутності поля електричні моменти доменів орієнтовані хаотично, тому сумарний момент кристала рівний нулю і він лишається неначе неполяризованим. В електричному полі сегнетоелектрик поляризується, причому цей процес носить досить специфічний характер. Поляризацію сегнетоелектриків обумовлюють три механізми.

1. Посилення поляризації у самих доменах;
2. Переорієнтація доменів у напрямку поля;
3. Ріст найбільш вигідно орієнтованих доменів, тобто доменів, електричний момент яких утворює найменший кут із напрямком поля за рахунок інших менш вигідно орієнтованих доменів.

Кожний з цих процесів вносить свій внесок у поляризацію кристала. Сегнетоелектричний стан діелектрика пов'язаний з цілком певною

кристалічною структурою. Тому при фазових переходах, які супроводжуються зміною структури цей стан зникає. Температури переходу сегнетоелектриків поляризованого стану у неполяризований (або навпаки) називають *сегнетоелектричною точкою Кюрі.*

Сегнетоелектричний стан зберігається при температурах, нижчих від верхньої точки Кюрі. При більш високих температурах тепловий рух атомів руйнує направлені зміщення іонів у сусідніх комірках. У сегнетової солі, наприклад, існує дві температури Кюрі (+24° і -18°С), тому існування сегнетоєлектричного стану у цьому матеріалі обмежене вузьким температурним інтервалом.

Існування у сегнетоелектриків областей постійної спонтанної поляризації пояснює унікальність їх діелектричних властивостей. Діелектрична проникність сегнетоелектричних матеріалів може набувати аномально великих значень (див. табл.1).

Таблиця 1

Назва матеріалу	T_c, (0°С)	E_c, В/м	P_S, Кл/м	ε
Сегнетова сіль	+24 -18	20000	$0{,}27 \cdot 10^4$	9000
Фосфат калію	-140		$5{,}3 \cdot 10^4$	10^5
Титанат барію	118	50000	$26 \cdot 10^4$	10000
Ніобат калію	435		$26 \cdot 10^4$	

Особливо важливим є той факт, що величина ε залежить від напруженості електричного поля. Для кожного сегнетоелектрика існує таке значення напруженості поля E_c. при якій спостерігається насичення. Це виникає тоді, коли всі домени максимально орієнтовані по полю.

На рис.1 представлений графік залежності поляризації сегнетоелектрика P від напруженості зовнішнього поля E. Якщо після досягнення насичення (лінія OA) напруженість зовнішнього поля E зменшити до нуля (лінія AB_1), то переважна орієнтація доменів не зникає із діелектрика, зберігається залишкова поляризація P_s для усунення якої потрібно накласти поле протилежного знаку. Поле протилежного напрямку спочатку знімає залишкову поляризацію, а потім переполяризовує кристал. Якщо поле цього напряму збільшувати до досягнення насичення, а потім змінювати його в протилежному напрямі до великих додатних значень E, то зміна поляризації опише замкнену криву, яка називається ***петлею гістерезису.***

Ця властивість сегнетоелектриків називається *електричним гістерезисом*. Напруженість поля протилежного знаку, яка потрібна для усунення залишкової поляризації називається *коерцитивною силою, в*еличина якої визначається напруженістю поля в точках C_1 і C_2, при якій поляризація сегнетоелектрика дорівнює нулю.

Із сказаного виходить, що діелектрична проникність сегнетоелектрика не є однозначною характеристикою. При даній напруженості поля вона залежить від передісторії матеріалу, тобто від того, яка напруженість поля в кристалі існувала до цього.

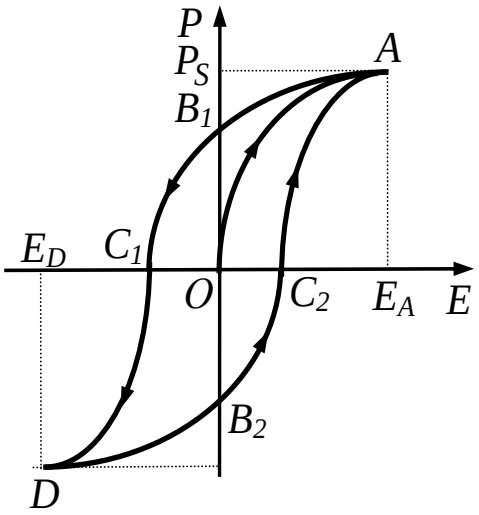


Рис. 1

При періодичній зміні поляризації сегнетоелектрика на подолання тертя під час повертання електричних моментів витрачається електрична енергія, яка йде на нагрівання сегнетоелектрика. Площа петлі гістерезису пропорційна до електричної енергії, що перетворюється у внутрішню енергію в одиниці об’єму сегнетоелектрика за один цикл.

На цій кривій чітко видно відставання процесу деполяризації від зміни напруженості поля *E*, що свідчить про релаксаційний характер процесу переорієнтації доменів. Енергія, одержана сегнетоелектриком від зовнішнього поля при поляризації, віддається при деполяризації не повністю. Частина цієї енергії необоротно розсіюється в кристалі. Тому діелектричні втрати в сегнетоелектриках у високочастотних полях можуть бути значними.

Унікальність діелектричних властивостей сегнетоелектриків забезпечила їх широке застосування. Завдяки великій електричній проникності вони використовуються як діелектрики у конденсаторах. Нелінійна залежність поляризації сегнетоелектриків від напруженості поля використовується у радіоелектроніці для виготовлення діелектричних

підсилювачів, стабілізаторів струму і напруги, елементів логічних схем та елементів пам'яті електронних лічильних машин. Сегнетоелектрики з гарними п'єзоелектричними властивостями (титанат барію сегнетокераміка) застосовуються як електромеханічні перетворювачі.

Другою різновидністю поляризації діелектриків, яка не приводить до появи сумарного електричного моменту в макроскопічних областях кристала, є антисегнетоелектрика. В антисегнетоелектриках елементарна комірка домена надструктурна, тобто складається з однакових підкомірок з антипаралельною орієнтацією електричних моментів, а тому її сумарний момент рівний нулю.

Антисегнетоелектричні властивості виявляють деякі іонні кристали: фосфат амонію ($NH_4H_3PO_4$), ніобат натрію (NaN_8O_3), цирконат свинцю (PbZ_2O_3) і т.д. Вони характеризуються антисегнетоелектричними температурами Кюрі, вище яких ефект не існує. Діелектрична проникність антисегнетоелектриків трохи більша ніж у нормальних діелектриків (ε = 50-150).

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Вимірювання ємності керамічного конденсатора виконується за допомогою містка Е 12-1А. Будова його та правила користування містяться в інструкції, яка додається до роботи.

Підтримання сталої температури здійснюється за допомогою спеціального терморегулятора, схема якого наведена на рис.2.

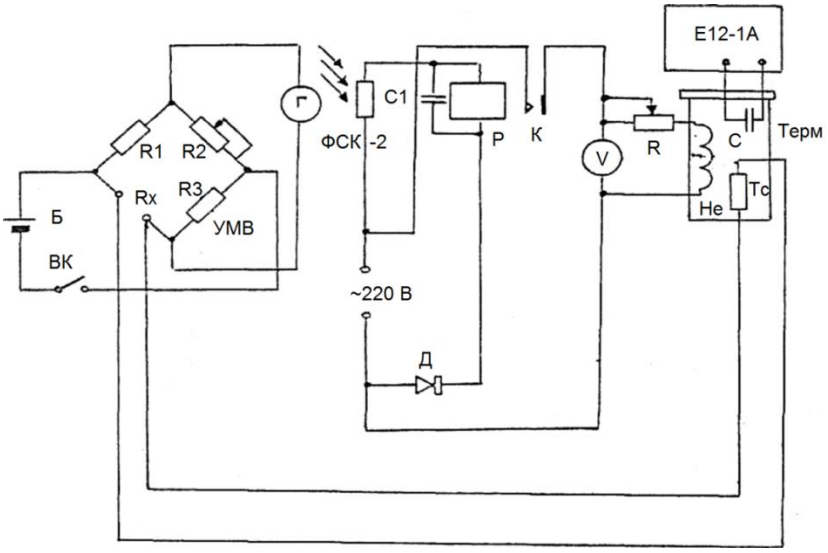


Рис.2

Спіраль T_c термометра опору вміщується в термостаті Т і підключається до клем "Х" містка постійного струму УМВ. В одну діагональ містка вмикається джерело постійного струму – батарея акумуляторів на 6 В.

У другу діагональ містка вмикається чутливий гальванометр. На шкалі гальванометра зроблено прямокутний виріз, під яким всередині розмішено фоторезистор ФСК-2. Крізь щілину на шкалі фотоопір освітлюється лампочкою, яка живиться від шестивольтової обмотки звичайного шкільного трансформатора.

Фотоопір є складовою частиною реле, яке складається з випрямляча ДІ, електромагніту Р. До клем навантаження реле підключається нагрівна спіраль H_c термостата Т. Спіраль через реостат живиться змінним струмом напругою 220 В.

Підтримання постійної температури здійснюється в такий спосіб:

а) проводиться балансування містка;

б) магазинним резистором містка стрілка гальванометра відводиться на кілька поділок вліво, тобто місток розбалансовується. За відношення плечей порівняння N= 1:10, кожні 10 Ом магазина відповідає зміні температури на 10°С, а кожний 1 Ом магазина -1°С.

в) коли стрілка гальванометра перестає перекривити щілину, на фотоопір падає світло від лампочки, опір його знижується, спрацьовує електромагнітне реле і контакти К вмикають зовнішню напругу в коло нагрівника H_c. В термостаті підвищується температура, збільшується опір спіралі T_c., кінці якої підключені до клем "Х" містка. Стрілка гальванометра починає поволі пересуватися вправо до щілини. Коли місток буде знову збалансований, стрілка стане проти щілини і перекриє доступ світла до фоторезистора. Контакти реле розмикаються і відключають термостат від джерела змінної напруги. Під час охолодження термостата опір P_c зменшиться, місток знову буде розбалансований, стрілка гальванометра відкриє доступ світла від лампочки до фоторезистора, спрацює реле і знову потече струм через нагрівник.

Отже, схема буде автоматично підтримувати в термостаті постійну температуру з точністю близько 0,1°С (залежить від теплової інерції термостата).

Для подальшого підвищення температури необхідно знову перевести ручку магазина містка УМВ на відповідну кількість поділок.

Вимірявши для кожного значення температури величину С, необхідно обчислити величину ε , скориставшись формулою

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$$

де C – ємність сегнетоелектрика, ε – діелектрична проникність , ε_0- електрична стала, S - площа сегнетоелектрика, *d* - відстань між пластинами конденсатора.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Скласти схему згідно рис.2.
2. Перевірити її робочий стан.
3. Увімкнути і прогріти прилад типу Е-12-1А для вимірювання ємності.
4. Виставити відношення плечей на містку N =1:10, збалансувати місток за температури в термостаті, що дорівнює кімнатній.
5. Виміряти за цієї температури ємність конденсатора.
6. Виводять місток з рівноваги, збільшивши опір магазина на 10 Ом. Реле включає нагрівну спіраль термостата, що приводить до підвищення температури в термостаті.
7. Коли місток автоматично зрівноважиться, визначають наступне значення ємності конденсатора.
8. Таким способом продовжують вимірювання C до температури 115 °C.
9. Далі виводять місток зі стану рівноваги збільшуючи опір не на 10, а на 1 Ом, тобто температуру задають з інтервалом в 1 °C, і продовжують вимірювання температури і ємності. Процес вимірювання закінчують тоді, копи величина ємності перейшла через максимум і починає різко падати (t = 130 °C).
10. Скориставшись формулою

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$$

підрахувати $$\varepsilon = \frac{Cd}{\varepsilon_0 S}$$

маючи на увазі, що *d*= 0,125 мм;

$S = \frac{\pi D^2}{4}$, де *D* = 1см = 10 мм; $\varepsilon_o = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

11. Побудувати графік $\varepsilon = f(T)$, за яким визначити точку Кюрі для даного сегнетоелектрика.

Контрольні запитання

1. Які особливості сегнетоелектричного стану речовини?
2. Чим відрізняються сегнетоелектрики від звичайних діелектриків?
3. Які механізми обумовлюють поляризацію сегнетоелектриків?
4. Як відбувається процес поляризації сегнетоелектрика?

5. Який зв'язок між векторами $\vec{D}$, $\vec{P}$ і $\vec{E}$ у сегнетоелектриків?
6. Чому виникає доменна структура сегнетоелектриків?
7. Що таке сегнетоелектрична точка Кюрі?
8. Від чого залежить діелектрична проникність сегнетоелектрика?
9. Що таке електричний гістерезис?
10.Що називається коерцитивною силою? залишковою поляризацією?
11.Які речовини називають антисегнетоелектриками?
12.Перелічити області застосування сегнетоелектриків.

Лабораторна робота №8
ОДЕРЖАННЯ СПЕКТРОГРАМ ТА ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ ВОДНЮ І ГЕЛІЮ

Обладнання і матеріали: спектрограф ИСП-51, прилад живлення безелектродних ламп типу ППБЛ-3М, безелектродні лампи типу ВСБ-2, вимірювальний мікроскоп або мікроскоп з препаратоводієм та гвинтовим окулярним мікрометром, спектропроектор, атлас спектральних ліній.

Теоретичні відомості

Спектроскопічні методи можна класифікувати як відповідно до властивостей електромагнітного випромінювання, що відрізняються для різних діапазонів довжин хвиль і частот, так і виходячи з властивостей атомних систем, що дають спектри (в залежності від природи цих систем і типів характерних для них енергетичних рівнів).

Вчення про спектри випромінювання базується на квантових постулатах Н. Бора:

1. Електрон в атомі може знаходитись тільки в певних, так званих, стаціонарних станах; в стаціонарних станах атом не випромінює світло.
2. Випромінювання відбувається лише під час переходу електрона із стаціонарного стану з більшою енергією E_2, в стаціонарний стан з меншою енергією E_1, причому випромінюється квант світла.

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 \qquad (8.1)$$

де ώ – циклічна частота кванта світла.

Будь-яка елементарна система (ядерна, атомна, молекулярна), поглинаючи енергію, переходить з більш низького енергетичного стану (рівня) в більш високий (збуджений) стан. При переході з більш високого енергетичного стану в більш низький частина поглиненої енергії випускається у вигляді квантів світла. Внаслідок випускання фотонів з різними енергіями, що відповідають різним переходам утворюється енергетичний спектр системи.

Спектр випромінювання (емісійний) речовини залежить від її складу та агрегатного стану.

Якщо речовина перебуває у газоподібному стані при низькому тиску (атомарна структура), то її спектр складається з певної кількості окремих ліній, розміщених на певних відстанях одна від однієї. Тому такий спектр називають *лінійчастим*. Лінійчасті спектри оптичного діапазону обумовлені електронними переходами між зовнішніми енергетичними рівнями в атомах речовини (рис.1). За невеликих тисків атоми газоподібної речовини, яка випромінює світло, практично не взаємодіють між собою. Тому зовнішні

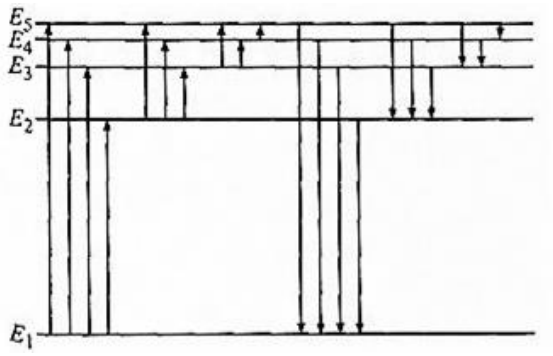


Рис.1.

електронні оболонки атомів не зазнають спотворень. Відповідні енергетичні рівні залишаються однаковими, і при переходах між ними електронів, усі атоми випромінюють однакові набори хвиль.

Якщо речовина перебуває під великим тиском, має молекулярну структуру, то її спектральні лінії помітно розширюються і утворюють спектральні смуги певної ширини. Такі спектри називають *смугастими*. Так само, як і атом, молекула може існувати тільки в певних енергетичних станах, що відповідають енергетичним рівням (орбіталям). При отриманні енергії ззовні або її втраті молекула переходить з одного енергетичного рівня на інший. У молекул, як і у атомів, найбільш збудливими є зовнішні, так звані валентні (оптичні) електрони. Але енергетична будова молекули складніше, ніж у атома. Поряд з рухом електронів відбувається коливальний рух ядер атомів і обертання молекули як цілого. Тому в будь-якому стаціонарному стані енергія молекул складається з електронної, коливальної та обертальної енергій. До того ж, при великий тисках молекули речовини наближаються на малі віддалі і взаємодіють між собою, що збільшує кількість енергетичних станів. Число енергетичних станів молекул велике , а енергії окремих переходів бувають настільки близькі, що розрізнити їх неможливо. Тому в молекулярних спектрах спектральні лінії з близькими довжинами хвиль (частотами) зливаються в окремі смуги. Отже, спектральну смугу можна розглядати як сукупність вузьких спектральних ліній.

Якщо речовиною, що випромінює світло є конденсована система (рідина або тверде тіло), то її спектр має вигляд однієї суцільної широкої смуги. Такий спектр називають *суцільним.* Виникнення суцільного спектра пояснюється утворенням в таких системах внаслідок сильних взаємодій між атомами та молекулами енергетичних зон, в межах яких енергія змінюється неперервно.

Для проведення якісного і кількісного спектрального аналізу використовують лінійчасті спектри речовин, які відбивають відмінності в будові атомів хімічних елементів і, отже однозначно характеризують їх. Тому за спектром можна судити про наявність в даній сполуці чи суміші того чи іншого хімічного елемента. Цим користуються при *якісному спектральному аналізі* .

Інтенсивність спектральних ліній даного хімічного елемента в спектрі залежить від процентного вмісту цього елемента в сполуці чи суміші, тобто від кількості атомів або молекул певного хімічного елемента, які випромінюють ці лінії (*кількісний спектральний аналіз*).

Для аналізу спектрів у даній роботі використовується спектрограф типу ИСП-51, оптична схема якого з коліматором і двома змінними камерами подана на рис.1.

Тут 4- вхідна щілина коліматора, 5 – об'єктив коліматора, 6 - диспергуюча система, що складається з трьох призм з кутами заломлення 63° і загальною базою 210, 7 - діафрагма, 8 – об'єктив фотокамери з фокусною віддаллю 270 мм, 9 - площина зображення спектра, 3 – призма порівняння, 2 - конденсор, 1 - джерело світла, 10 - джерело спектра порівняння.

Загальний вигляд ИСП-51 наведено на рис.2. Спектрограф складається з трьох самостійних частин: коліматора, системи призм і фотокамери. В фокальній площині об'єктива коліматора (2) встановлена щілина (1). Зміна фокусування коліматора проводиться обертанням кільця, відлік установки проводиться на шкалі, ціна поділки якої 0,09 мм.

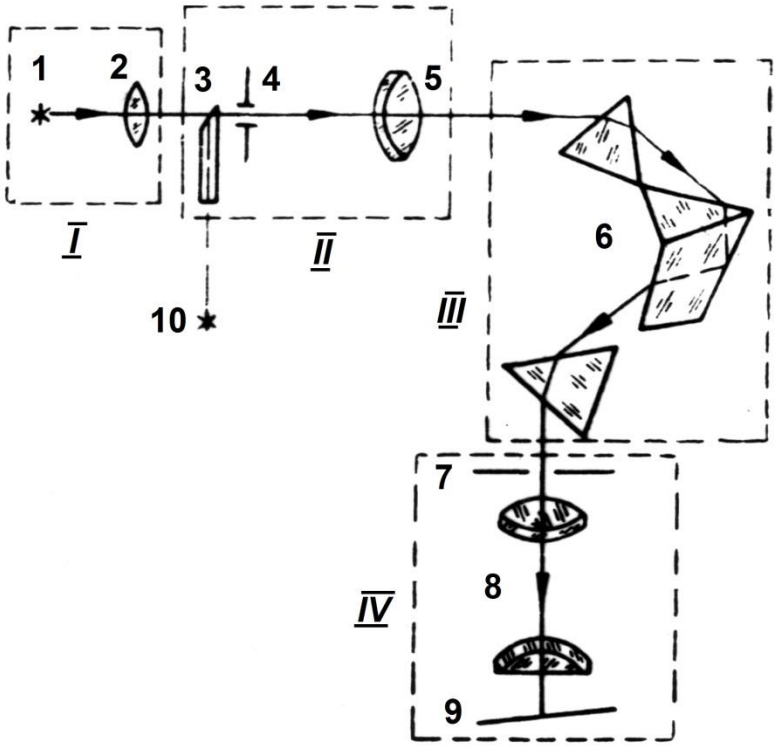


Рис. 1

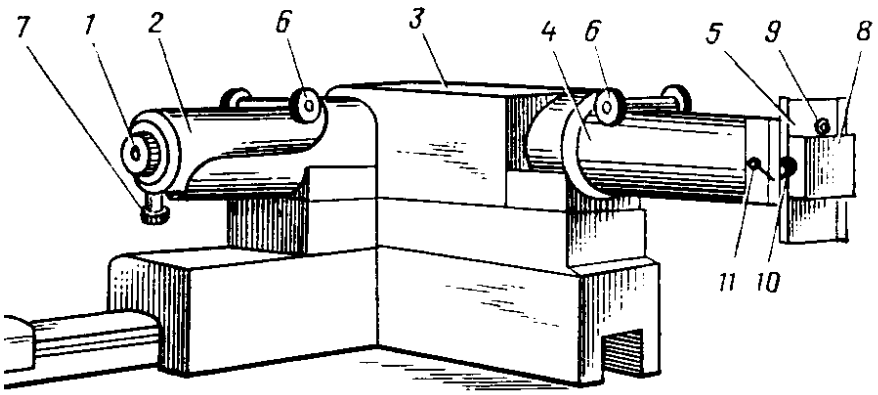


Рис.2

Вхідною щілиною є щілина шириною розкриття від 0 до 0,4 мм, відлік проводиться по барабану 1 з точністю 0,001 мм. На щілину спектрографа надівається насадка з лінзою або без неї.

Призми спектрографа встановлені так, щоб при будь-якому їх положенні промінь, що співпадає з віссю камери, проходить через них з мінімальним відхилом. Поворот призм здійснюється рукояткою мікрометричного гвинта, при цьому крайні призми обертаються з однаковою швидкістю, а середня - з швидкістю, втричі більшою. Поворот призми фіксується по двох шкалах барабана: шкала має 27 поділок, кожна з яких відповідає певному оберту гвинта, ліва - 100 поділок, кожна з яких відповідає 0,01 повороту гвинта.

На оправах об’єктивів камер поміщені діафрагми, що можуть зніматись для збільшення світлосили об'єктива. Фокусування об'єктива на різне зображення спектра проводиться маховиками 6. Установка об'єктива відраховується через вікно 4 в трубі камери по шкалі з ноніусом з точністю до 0,1 мм.

Для максимального використання світлового потоку джерела спектру і рівномірного освітлення щілин застосовується трьохлінзова конденсорна система. Конденсори можуть переміщуватися вздовж рейки, по висоті, а також в напрямі, поперечному оптичній осі системи з допомогою маховика.

До щілини додається діафрагма з фігурними вирізами (фігурна діафрагма) (рис.3).

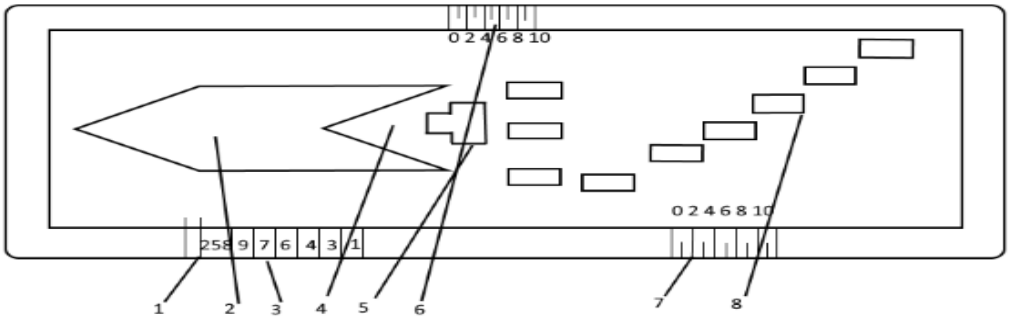


Рис.3

Лівий виріз діафрагми (2) служить для обмеження щілини по висоті. Ліва частина вирізу обмежує щілину зверху і знизу, залишаючи відкритою середню частину, положення вирізу перед щілиною контролюється по верхній шкалі (6), одна поділка якої відповідає зміні висоти щілини на 1,2 мм. Права частина фігурного вирізу (4) закриває середню частину щілини, залишаючи відкритою верхню і нижню частини, положення цього вирізу контролюється по правій нижній шкалі (7). Відліки в обох шкалах читаються проти краю корпусу щілини.

Два вирізи (5), розмішених в середній частині діафрагми, служать для обмеження щілин в її центральній частині. Висота меншого вирізу - 0,65 мм. більшого – 1.7 мм. Установка вирізів проводиться по двох довгих штрихах в лівій нижній частині діафрагми (1).

В правій частині діафрагми є ступінчаті вирізи (8). Встановлюючи ступені перед щілиною по шкалі в нижньому лівому краю, можна одержати на фотоплівці дев'ять спектрів однакової висоти, що дотикаються. При роботі зі ступінчатим вирізом діафрагму треба повернути на 180° і читати відліки проти краю корпусу щілини. $S = \frac{\pi d^2}{4}$

Оскільки промені з щілини йдуть паралельними пучками, то геометричне місце точок перетину променів різник ділянок спектра (фокальна крива) є опуклою кривою лінією. Тому на плоскій фотопластинці можна одержати різке зображення лише малої частини спектра.

Щоб одержати велику ділянку спектра найбільш контрастною та яскравою, пластинку встановлюють під гострим кутом до осьового променя спектрографа. Інколи застосовують не плоскі, а викривлені фотопластинки, або ж висувають коліматорний об’єктив; тоді змінюється положення додаткових фокусів і фокальна крива випрямляється.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Рис.3

Для живлення безелектродних ламп використовують спеціальний генератор (генератор живлення безелектродних ламп) типу ППБЛ-3М.

Прилад ППБЛ-3М складається з двох окремих блоків: стабілізованого випрямляча ППБЛ-3МВ та генератора ППБЛ-3МГ. Випрямляч призначений для живлення високочастотного генератора ППБЛ-3МГ. На його панелі встановлено такі органи керування та контролю:

1. Міліамперметр, інтервали струмів 0...500 мА.
2. Тумблер "накал"-"откл".
3. Тумблер "анод"-"откл".
4. Індикаторна лампа "накал".
5. Ручки регулювання струму генератора "регулировка тока", "точно", "грубо".

УВАГА! Випрямляч живиться від кола змінного струму 220 В!

Генератор ППБЛ-3МГ призначений для живлення ламп типу ВСБ-2, живиться від випрямляча через кабель, поміщений в захисний екран. Генератор поміщений в металевий циліндр, в якому є отвори для охолодження генераторних ламп. Для закріплення генератора на оптичній лаві є спеціальна стійка, яка кріпиться до корпусу генератора в двох положеннях. Між стійкою і корпусом генератора закріплений електричний вентилятор для охолодження генераторних ламп. На перехідній частині генератора є отвір для виходу світлового пучка

Лампа ВСБ-2 поміщається в спеціальну кварцову касету, що закріплюється в спеціальний пристрій з фіксатором в середині індикатора високочастотного генератора.

УВАГА! ГЕНЕРАТОР ГЕНЕРУЄ ВИСОКОЧАСТОТНІ КОЛИВАННЯ ЧАСТОТОЮ 100 МГц, А ТОМУ З НИМ ПОТРІБНО ПОВОДИТЬСЯ ОБЕРЕЖНО, БО ТАКІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ШКІДЛИВІ ДЛЯ ЛЮДИНИ!

ЗАБОРОНЯЄТЬСЯ: ВІДКРИВАТИ КРИШКУ ГЕНЕРАТОРА, КОЛИ ЖИВЛЕННЯ ВКЛЮЧЕНЕ! ПІД'ЄДНУВАТИ ЧИ ВІД'ЄДНУВАТИ КАБЕЛЬ ЖИВЛЕННЯ ПРИ УВІМКНЕНОМУ ВИПРЯМЛЯЧІ В КОЛО ЗМІННОГО СТРУМУ!

ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

Завдання 1. Одержання та фотографування спектрів.

1. Перевірити надійність усіх з'єднань приладу, особливо заземлення (занулення).
2. Тумблери "анод"-"откл" і "накал"-"откл" виставити в положення "откл".
3. Закріпити касету з лампами в тримачі.
4. Встановити потрібну лампу напроти отвору для виходу світла в генератор.
5. Встановити перемикачі "точно" і "грубо" положення "1".
6. Увімкнути прилад до мережі змінного струму.
7. Встановити тумблер "накал"~"откл" в положення "накал".
8. Через 2-3 хвилини тумблер "накал"-"анод" встановити в положення "анод".
9. Перемикати ручку "грубо" в положення 1, 2... поки не загориться лампа, причому струм генератора не повинен перевищувати 220 мА; час розжарення лампи до 30 хв. і більше.
10. Ручками "грубо" і "точно" встановити струм, що відповідає робочому режиму лампи ВСБ-2 (дізнатись про величину струму у лаборанта).
11. Одержати спектрограму на спектрографі. Для цього виконати такі операції:

   1) Включають джерело світла: водневу трубку, що живиться від високовольтного індуктора.

   2) Розміщують конденсори так, щоб на кришці щілини одержати зображення джерела (положення конденсорів і джерела встановлюється згідно пункту 3 - освітлювальна система).

   3) Розкривають щілину до 0,1-0,15 мм (обертати барабан мікрометричного механізму обережно, без зусиль!), поставити на камеру матове скло, одержати спектр. Звужуючи щілину, знайти її нульове

положення (3-4 рази). Спектр з боку матового скла можна розглядати з допомогою лупи. Сфотографувати спектр.

4) Аналогічно одержують і фотографують спектр гелію.

5) Встановлюють щілину для спектра заліза (0,008). Спектр заліза одержують за допомогою безелектродної кулькової лампи типу ВСБ-2.

Після закінчення роботи встановити тумблер "анод" і "накал" в положення "откл", вимкнути випрямляч з мережі змінного струму.

ПРИМІТКА: Фігурну діафрагму потрібно встановити таким чином, щоб висота спектра була рівна 2-2,5 мм і потім положення діафрагми не змінювати.

Завдання 2. Визначення довжин хвиль спектральних ліній водню і гелію

1. В «Атласі спектральних ліній» знайти спектральні лінії заліза та визначити ділянку, де знаходиться лінія водню чи гелію з невідомою довжиною хвилі.

Червона ділянка спектру розмішена в інтервалі довжин хвиль від 660-780 нм, оранжева - 620-660 нм, жовта - 550-620 нм, зелена - 460-550 нм, голуба - 425-460 нм, фіолетова - 400-425 нм.

2. Знайти лінії заліза в атласі і лінії заліза на одержаній спектрограмі. Для цього користуються спектропроектором (ПСП-2).

Спроектувавши спектр, знаходять той, що відповідає спектру заліза в атласі (атлас спектральних ліній заліза складається із 22 листків) і порівнюють спектр на спектрограмі з спектром атласу. Таке порівняння дає змогу ототожнити спектральні лінії заліза на спектрограмі і встановити їх довжину.

Для цього просто встановлюють, що спектральна лінія з довжиною λ_x лежить між двома спектральними лініями заліза з довжинами λ_1 і λ_2, причому λ_1 і λ_2 повинні як найменше відрізнятись від λ_x. Так відшукують місцезнаходження усіх спектральних ліній, довжини хвиль яких потрібно визначити.

Відзначимо, що в книзі "Атлас спектральних ліній" приведено спектр заліза, що одержаний за допомогою електричної іскри чи дуги. В роботі спектр заліза одержують за допомогою джерела типа ВСБ-2, в якому світіння атомів заліза одержують за допомогою високочастотного електромагнітного поля. Тому деякі лінії в спектрі заліза не будуть збуджуватись і їх на спектрі не буде.

3. Дані заносять в таблицю:

№ лінії	Водень		Гелій	
	λ1	λ2	λ1	λ2
1.				
2.				
3.				
4.				

Завдання 3. Визначення довжин хвиль спектральній ліній.

За допомогою мікроскопа визначають положення спектральних ліній, що невідомі. На предметному столику мікроскопа закріплено препаратоводій типу "СТ-5". Препаратоводій служить лише для того, щоб вводити в поле зору мікроскопа необхідну ділянку спектрограм.

Спектрограма закріплюється в лапки препаратоводія, мікроскоп фокусується на спектральній лінії за допомогою гвинта грубого фокусування. Освітленість спектрограм регулюють з допомогою дзеркала і конденсора мікроскопа. Далі вимірюють віддаль між лініями, не переміщаючи спектрограму, за допомогою гвинтового окулярного мікрометра "М0В-1-15Х".

Окулярний гвинтовий мікрометр служить для вимірювання величини зображення об’єкта або віддалі між окремими частинками об'єкта. В фокальній площині 15-кратного окуляра мікрометра розміщена нерухома скляна пластинка з шкалою (від 0 до 8 мм), кожна поділка якої рівна 1 мм. В цій же площині розміщена друга рухома скляна пластинка з перехрестям та індексом у вигляді двох паралельних рисок (дивись паспорт "МОВ--1-15х").

Ця пластинка пересувається точним мікрометричним гвинтом так, що при обертанні мікрогвинта перехрестя та індекс за повний оберт гвинта переміщаються на 1 мм. Повний відлік складається з відліку по шкалі мікрометра та відліку по шкалі гвинта.

Вводимо в поле зору мікроскопу досліджувану лінію та відомі лінії спектра заліза так, щоб перехрестя переміщалось по спектру заліза, а індекс – по спектру водню чи гелію (або навпаки).

(Слід пам'ятати, що центр перехрестя співпадає з лінією, проведеною точно посередині між лініями індекса).

Наведемо перехрестя (індекс) на ліву (праву) лінію заліза з довжино λ_1 (λ_2) і робимо відлік d_1 (d_2).

Довжина λ_x обчислюється за формулою:

$$\lambda_x = \lambda_2 + \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{d_1 - d_2}(d_1 - d_x)$$

Проводимо вимірювання d_1, d_2 , d_x для всіх невідомих спектральних ліній. Отримані результати заносимо в таблицю. Визначення λ_x проводять 3-4 рази і заносимо в таблицю середні значення.

Після обчислення знаходимо точні значення довжин хвиль *H* і *He* за таблицями спектральних ліній і встановлюємо точність вимірювання.

Елемент	№ лінії	λ_1	λ_2	d_1	d_2	d_x	$\lambda_1 - \lambda_2$	$d_x - d_2$	$d_1 - d_2$	λ_x

Завдання 4. Визначення сталої Рідберга, маси електрона та радіуса першої орбіти для атома водню.

У видимій частині спектра атома водню розміщується серія Бальмера, причому вона має такі найбільш яскраві лінії:

1.Червона $H_a(n_2 = 3)$; 2. Голуба $H_\beta(n_2 = 4)$; 3. Фіолетова $H_\gamma(n_2 = 5)$; 4. Фіолетова Hγ ($n_2 = 6$).

1. За формулою

$$\frac{1}{\lambda_{21}} = Rz^2\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad (n_1=2)$$

обчислюємо значення *R* для n_2=3, 4, 5, 6. Значення λ_{21} беремо із завдання 3. Знаходимо середнє значення R.

2. Користуючись формулою:

$$R = \frac{me^4}{64\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^3 c}$$

обчислюємо масу електрона.

3. Обчислити радіус першої стаціонарної орбіти електрона для атома водню.

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{mze^2}n^2$$

Контрольні запитання

1. Як утворюються спектри випромінювання речовин? Чим відрізняються лінійчатий, смугастий та суцільний спектри випромінювання?

2. Як утворюються спектри поглинання? Коли їх доцільно використовувати?

3. На якому фізичному явищі базується якісний спектральний аналіз?

4. Чи можна спектрографічним методом провести кількісний аналіз суміші чи сплаву і яке явище лежить в основі кількісного спектрального аналізу?

5. В чому полягають недоліки теорії Бора?

6. Чи однакова постійна Рідберга для водню і однократно іонізованого гелію?

7. З яких основних частин складається спектрограф? В чому полягає основне призначення цих частин?

8. Що таке кутова і лінійна дисперсії спектрографа?

9. Як працюють безелектродні спектральні лампи?

10. Що таке лінійна інтерполяція?

Лабораторна робота №9
ФОТОМЕТРУВАННЯ СПЕКТРОГРАМ ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОФОТОМЕТРА

Обладнання і матеріали: спектрограми, одержані за допомогою спектрографа ИСП-512, мікрофотометр МФ-2.

Теоретичні відомості

Фотографічний метод широко використовується для вимірювання інтенсивності світла. Особливо він зручний під час вимірювання малих інтенсивностей, бо фотографічна пластинка діє як інтегральний прилад, тоді як фотоелементи дають покази, що пропорційні потужності світового потоку, що падає на них.

Основа фотографічної фотометрії полягає в тому, що почорніння, яке з'являється на освітленій фотопластинці, залежить від інтенсивності світла, що падає.

Кількісною мірою почорніння є спеціальна величина *S,* яка так і називається "почорніння". Вона визначається співвідношенням:

$$S=lg\ \frac{I_0}{I} \qquad (9.1)$$

де I_0 - інтенсивність світла, що пройшло через не почорнілу частину фотопластинки, I – інтенсивність того ж пучка світла, що пройшов через ту ділянку фотопластинки, яка почорніла під дією світла. Таким чином, виключається дія самої підложки фотопластинки (скло, целулоїд та ін..), а також неекспонованого, але проявленого і закріпленого фотошару.

Розглянемо, як почорніння залежить від інтенсивності світла, що діє на фотопластинку. Для цього різні ділянки досліджуваної фотопластинки освітлюють так, щоб час експозиції залишився однаковим, а інтенсивності цих сусідніх ділянок відрізнялись між собою в певних співвідношеннях. Для цього можна скористатись спеціальним фізичним приладом – ступінчатим послаблювачем світла.

Якщо тепер таку пластинку проявити і зафіксувати, а потім проміряти на мікроінтерферометрі, то одержимо різні значення почорніння, що відповідає різним інтенсивностям світла, яке діяло в різних частинах фотопластинки до проявлення. Як правило, почорніння і інтенсивність I виражаються у вигляді графіка такої функції:

$$S=S(lg\ I) \qquad (9.2)$$

Такі графіки називаються кривими почорніння. Вид такої кривої наведено на рис.1, де по осі абсцис відкладено $lg\ I$ а по осі ординат почорніння S.

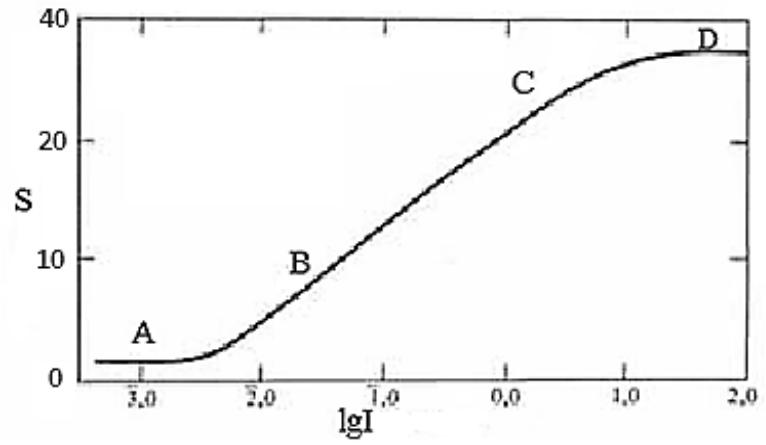


Рис. 1

На цьому графіку можна виділити три ділянки. Ділянка ВС дає лінійну залежність почорніння S від логарифма інтенсивності *lgI*. Вона називається *областю нормальної експозиції фотопластинки*. В області нормальних експозицій залежність $S=S(lg\ I)$ може бути представлена лінійною функцією: $S=a+j(lg\ I)$ (9.3), де j – коефіцієнт контрастності фотопластинки.

Зазначимо, що характер кривої почорніння в значній мірі залежить від типу пластинки, від способу проявлення, тривалості експозиції, довжини хвилі падаючого світла тощо. Для кожного типу фотопластинки вид цієї кривої визначається окремо.

Важливе питання про інтенсивність спектральних ліній чи про розподіл інтенсивностей для суцільного спектру в основному розв’язується методом спектральної фотометрії. В даній роботі ознайомлення з фотографічною спектральною фотометрією виконується шляхом вимірювання відносних інтенсивностей ліній спектра ртуті.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Вимірювання відносної інтенсивності спектральних ліній відбувається за допомогою ртутного спектра, що знятий на спектрографі ИСП-51 за допомогою ступінчатого послаблювача. Платиновий ступінчатий послаблювач – скляна пластинка, на яку методом розпилення у вакуумі нанесені тонкі шари платини різної товщини. Шари утворюють сім ступенів різної товщини платини та дві крайні ділянки, які не містять платини, тобто на пластинці маємо всього дев'ять ступенів різної товщини.

Сусідні області різної товщини відокремлені одна від одної непрозорими смужками. Пропускання крайніх областей рівне 100 %. Пропускання окремих семи областей (ступенів) наведені в таблиці, що додається до приладу. Ступінчатий послаблювач закріплено на спеціальній металевій шторці, яка вільно входить в пази перед вхідною щілиною спектрографа (як і фігурна діафрагма).

Для аналізу використовуються лінії синього триплету ртуті:

$I - \lambda = 433{,}9 нм$; $II - \lambda = 434{,}8 нм$; $III - \lambda = 435{,}8 нм$.

ПРИМІТКА: Студенти для фотометрування одержують готові проекспоновані і проявлені фотопластинки.

Кожна з ліній одержаного таким чином спектра може використовуватись для побудови кривої почорніння. Для цього цю лінію потрібно фотометрувати на усіх ступенях на фотометрі МФ-2. Потім будують графік залежності почорніння *S* від логарифма інтенсивності $lg\ I$.

Визначення відносних інтенсивностей будь-яких спектральних ліній проводиться двома різними методами в залежності від того, як близько розміщені (за довжиною хвилі) лінії, які ми порівнюємо.

Якщо спектральні лінії, які порівнюють, розташовані близько (за довжиною хвилі) настільки, що при їх дослідженні залежність почорніння фотопластинки від довжини хвилі можна не враховувати (гомохроматична фотометрія), то в цьому випадку досліджувані лінії фотографують через ступінчатий послаблювач. Для кожної лінії вимірюють почорніння усіх ступенів і на одному графіку будують криві почорніння порівнюваних спектральних ліній. Масштаби по осях координат для обох кривих одні і ті ж, він задається градуювальною характеристикою послаблювача (рис .2).

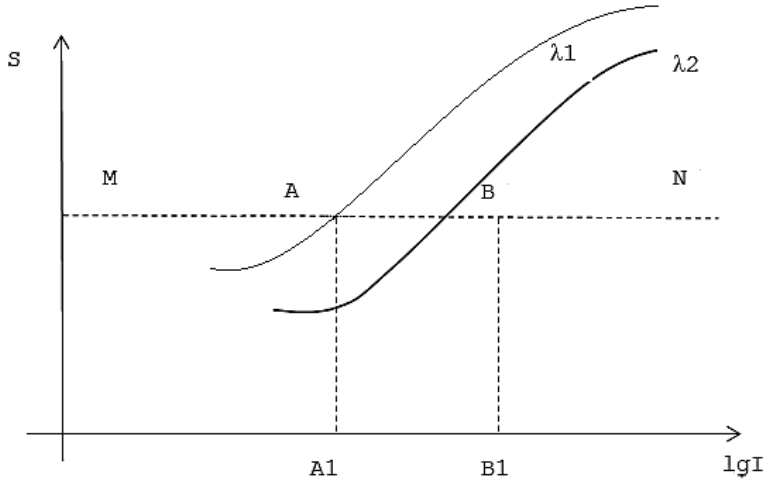


Рис.2

Нехай, наприклад, інтенсивність першої лінії більша за інтенсивність другої, тобто $I_1 > I_2$. Значить, крива почорніння для першої лінії буде лежати вище від кривої почорніння для другої. Прямолінійні ділянки обох ліній повинні бути паралельними. Для переходу від почорнінь до інтенсивностей скористаємося основним принципом фотографічної спектроскопії: за однакового спектрального складу та однаковій експозиції на одній і тій же фотопластинці, за однакових умов проявлення рівні почорніння викликаються однаковими інтенсивностями.

Проведемо на графіку пряму, паралельну до вісі абсцис, так, щоб вона перетинала обидві криві на прямолінійній ділянки (пряма MN на рис.2). Очевидно, що відношення інтенсивностей цих двох ліній буде дорівнювати оберненій величині відношення пропускань клина мікрофотометра, що приводять до одного й того ж почорніння S. Оскільки по осі абсцис відкладені логарифми пропускання клина, то легко бачити, що відрізок *AB*, рівний відрізку A_1B_1 і рівний. $lgI_2 - lgI_1 = lg\ \frac{I_2}{I_1}$

Таким чином, при наявності, двох паралельних характеристичних кривих почорніння для двох близьких спектральних ліній логарифми відносної інтенсивності цих ліній визначаються віддаллю між лініями на відповідному графіку.

Якщо спектральні лінії, які ми порівнюємо розміщені в областях різної спектральної чутливості та різного контрасту фотопластинки (гетерохромна фотометрія), то в цьому випадку фотографують на одній і тій же фотопластинці в однакових умовах досліджуваний спектр (внизу) і спектр порівняння (вгорі) деякого стандартного джерела світла з відомим розподілом енергії по спектру. Звичайно, фотографування проводиться на спектрографі через ступінчатий послаблювач. Як стандартне джерело може бути використана вольфрамова нитка розжарення, "колірна" температура якої 2000ºС. (колірна температура – це температура абсолютно чорного тіла, за якої це тіло дає такий же розподіл енергії, що й дана вольфрамова нитка розжарення).

Вимірювання відносної інтенсивності лінії проводиться так. Визначають відношення інтенсивностей кожної досліджуваної лінії до інтенсивності суцільного спектру тим же способом, що розглянуто вище. При фотометруванні суцільного спектра його інтенсивність відноситься до деякого інтервалу довжин хвиль $\Delta\lambda$, що поміщається на ширині зображення щілини спектрографа ΔI; ця інтенсивність розраховується за формулою:

$$E_{\lambda_T} = b\frac{d\lambda}{dI}dI \qquad (9.4),$$

де E_{λ_T} - функція, що характеризує розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла за температури *T*, $\frac{d\lambda}{dI}$ - лінійна дисперсія спектрографа.

Порівнюють криву почорніння кожної спектральної лінії з кривою почорніння відповідної ділянки суцільного спектра визначають відношення:

$$r_\lambda = \frac{I_\lambda}{E_{\lambda_T} \cdot b \frac{d\lambda}{dI} \Delta I} \qquad (9.5),$$

де r_λ - відносна інтенсивність. Для відшукання відносної інтенсивності двох спектральних ліній, що порівнюються, визначаємо:

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_1} E_{\lambda_1} \frac{d\lambda_1}{dI_1} \Delta I_1}{r_{\lambda 2} E_{\lambda 2} \frac{d\lambda_2}{dI_2} \Delta I_2} \qquad (9.6)$$

Відношення величин $\frac{E_{\lambda_1}}{E_{\lambda 2}}$ беруть з таблиці, що є в лабораторії, його також можна визначити самостійно, використавши формулу Планка. Значення $\frac{d\lambda}{dI}$ для досліджуваних ліній беруть з графіка лінійної дисперсії спектрографа (в інструкції до спектрографа ИСП-5I). Відношення $\frac{\Delta I_1}{\Delta I_2}$ дорівнює відношенню ширини зображень щілини спектрографа в потрібних довжинах хвиль (це відношення можна взяти із таблиці, що є в лабораторії).

Таким чином, у другому випадку спочатку виконують фотометрування суцільного спектру, а потім порівнюють інтенсивності досліджуваної лінії з відповідною ділянкою суцільного спектру.

Фотометрування спектрограм відбувається за допомогою мікрофотометра МФ-2.

Мікрофотометр МФ-2 - це прилад, в якому вузький світловий пучок, проходячи через спектрограму, попадає на фотоелемент, збуджує в ньому струм. Під дією цього струму рамка дзеркального гальванометра буде відхилятись на кут, пропорційний фотоструму, що пропорційний інтенсивності світла, яка падає на фотоелемент, а інтенсивність світла залежить від почорніння ділянки спектрограми, що досліджується. Отже, при зміні щільності почорніння спектрограми змінюється відлік по шкалі мікрофотометра. *Опис конструкції та правила роботи з мікрофотометром подані в додатку 2.*

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Оптична схема складається з двох частин: вимірювальна частина і відлікова частина. Джерелом світла для обох частин є кінопроекційна лампа. Світло від лампи 1 (рис.3) проходить через конденсор 2, освітлювальну

щілину 3, що утворена двома пластинками зеленого скла, прямокутну призму 4 і нижній мікро об'єктив 5, що проєктує зображення освітлювальної щілини на емульсійний шар фотопластинки 6. На фотопластинці зі спектрограмою одержується зображення освітлювальної щілини у вигляді яскраво освітленої білої смужки, що оточена зеленим полем. Далі спектрограма і зображення освітлювальної щілини за допомогою верхнього мікро об’єктива 7, призми 8, додаткової лінзи 9 проєктується на екран з вирізом в центрі.

Лінза 9 використовується для зміни збільшення проєкційної системи.

Безпосередньо за вирізом в екрані розміщена вимірювальна щілина 10, що обмежує фотометровану ділянку спектрограми за шириною та висотою. Далі світло проходить лінзу 11, сірий круговий клин 12 і потрапляє на фотоелемент 13.

Від лампи світло проходить трьохлінзовий конденсор 14, освітлює шкалу 15, що встановлена у фокусі об’єктива 16, і, відбившись від дзеркала 17 гальванометра, знову проходить об’єктив, відхиляється призмою 18, утворюючи зображення шкали перед об'єктивом 19. За допомогою об’єктива 19, лінзи 20 і дзеркала 21 зображення шкали, збільшене в 20 разів проєктується на матовий екран 22.

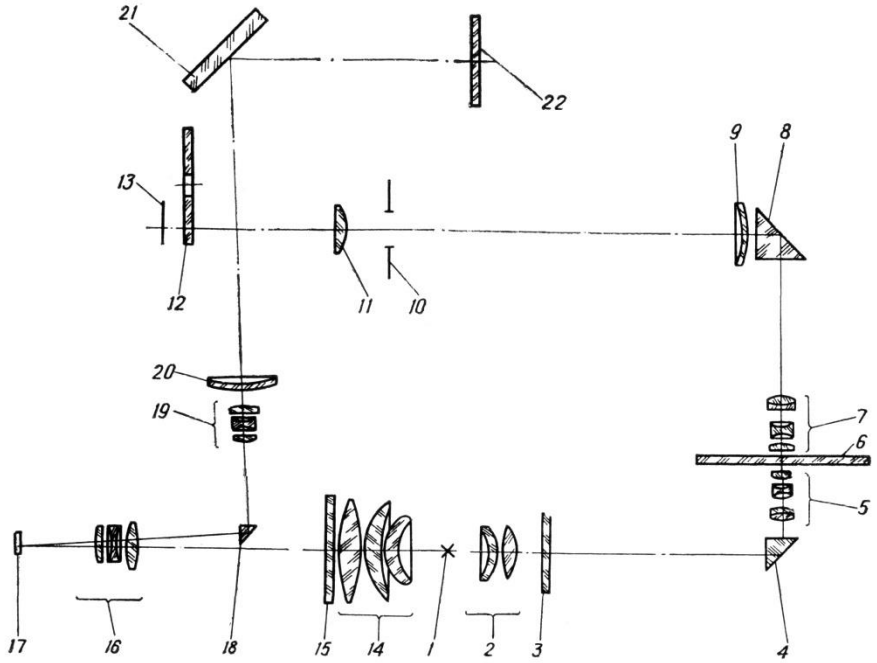


Рис.3

Електрична схема розділяється на дві частини: відлікову частину (фотоелемент і гальванометр) і частину, яка служить для живлення мікрофотометра. Фотоелемент 13 (рис. 4) і гальванометр 23 використовуються для вимірювання світлового потоку, що пройшов ту ділянку спектрограми, яка почорніла.

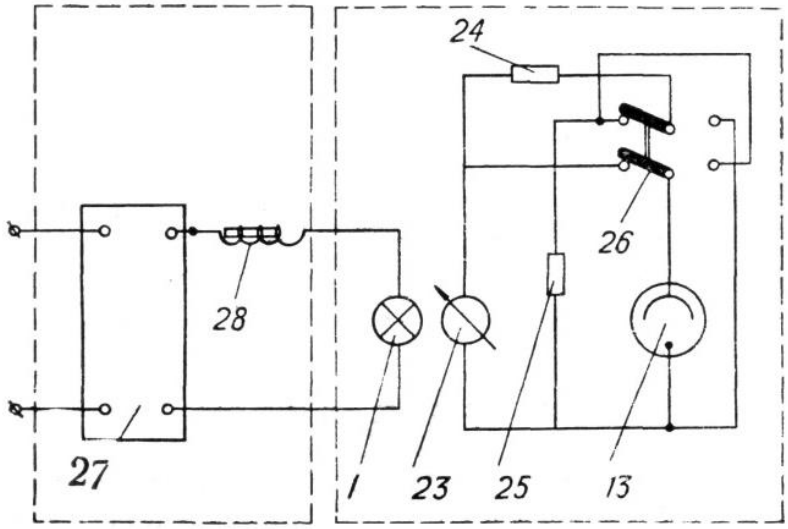


Рис. 4.

Перемикач 26 використовується для відключення фотоелемента від гальванометра при установці початку шкали на індекс. Лампа 1 живиться від сітки змінного струму 127 В через двохступеневий стабілізатор, що складається із ферорезонансного стабілізатора напруги 27 та соленоїда 28.

На стабілізаторі є три пари затискачів: затискачі 29 (рис.5) з написом "Сітка 127 В" для підключення сітки змінного струму, затискачі 30 для живлення лампи і затискачі 31 для підключення соленоїда. Крім того, стабілізатор має вимикач 32 та запобіжник 33. Стабілізатор забезпечує постійність світлового потоку лампи з точністю 0,2% при коливаннях напруги на 10%.

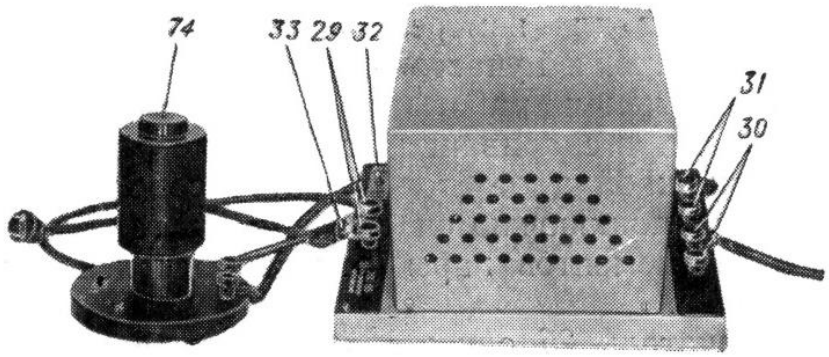


Рис.5

ПРОВЕДЕННЯ ВИМІРЮВАНЬ.

Встановити вимірювальну щілини паралельно до ліній, що фотометруються (правила встановлення щілини дивіться у додатку 2). Сфокусувати на екран для спостереження зображення освітлювальної щілини і розмістити її паралельно і симетрично до вимірювальної.

Встановити ширину вимірювальної щілини, рівну 2/3 ширини зображення ліній, що фотометруються. Висоту вимірювальної щілини встановити так, щоб щілина повністю перекривалась лінією. Освітлювальну щілину розкрити, щоб ширина її зображення була рівною ширині зображення ліній, які вимірюються.

Далі потрібно підвести під об'єктив непочорнівшу ділянку пластинки і, якщо відхил дзеркала гальванометра вийшов за межі шкали, ввести клин і добитись того, щоб кінець шкали співпадав з індексом на матовому екрані.

Лише після цього можна перейти до вимірювання!

Вимірювання густини почорніння розпочинати через 15-20 хв. після увімкнення лампи, коли встановиться стаціонарний режим її роботи

1. Підводять під падаючий промінь мікрофотометра ту спектральну лінію на спектрограмі, яка буде фотометруватись. Висоту вимірювальної щілини беруть такою, щоб щілина повністю перекривалась лише одним ступенем послаблювача. Потім роблять відлік по одній із шкал і визначають почорніння для даної ступені.

Міліметрова шкала приладу призначена для визначення коефіцієнтів пропускання різних ділянок пластинки. Коли встановити відлік "1000" для прозорої ділянки пластинки, то для тієї ділянки, яка поглинає світло, одержимо по цій шкалі відлік у відсотках пропускання, помножений на 10.

Логарифмічна шкала призначена для вимірювання оптичної густини. Залежність між показами *A* за міліметровою шкалою і *B* за логарифмічною шкалою для однієї і тієї ж ділянки почорніння встановлюють так. Якщо відлік за міліметровою шкалою для незасвіченої ділянки фотопластинки A_0, то почорніння для досліджуваної ділянки фотопластинки можна визначити за формулою:

$$S = lg\ \frac{Ao}{A} \qquad (9.7)$$

Якщо ми обрали, що $A_0 = 1000$, то

$$S = 3 - lg\ A \qquad (9.8)$$

Поділки логарифмічної шкали нанесені таким чином, що відлік *B* дає величину почорніння фотометрованої ділянки, помножену на 100, тобто $B = S \cdot 100$, коли відлік незасвіченої ділянки фотопластинки $B_0 = 0$.

Тоді шукану залежність можна визначити формулою:

$$B = 300 - 100 \lg A \qquad (9.9)$$

Якщо при фотометруванні двох спектральних ліній одержано відліки A_1 та A_2 при одному й тому ж відліку A_0 для незасвіченої ділянки фотопластинки, то різниця почорнінь для цих ліній буде рівною:

$$S_1 - S_2 = \lg\frac{A_0}{A_1} - \lg\frac{A_0}{A_2} = \lg\frac{A_2}{A_1}$$

Звідки видно що:

– Різниця почорнінь спектральних ліній при відліку по логарифмічній шкалі не залежить від початкового відліку A_0;

– При відліку по міліметровій шкалі різниця почорнінь визначається як логарифм відношення відліків для другої і першої ліній.

Щоб визначити почорніння спектральної лінії, треба відлік незасвіченої ділянки спектрограми встановити на поділку "0" логарифмічної шкали. Це досягається зміною ширини щілини чи обертанням сірого клина. Потім треба спроектувати на вимірювальну щілину лінію, що фотометрується, одержаний при цьому відлік по шкалі дає значення почорніння. Якщо ж відхил для незасвіченої ділянки не досягає кінця шкали, то значення почорніння одержується як різниця відліків, що відповідають лінії, що фотометрується, і незасвіченій ділянки.

Різницю почорнінь можна одержати безпосередньо, якщо відлік попередньо установлено на "0" для лінії, що почорніла слабо; тоді відлік при установці на більш чорну лінію після ділення на 100 дасть різницю почорнінь обох ліній.

Шкала перетворень почорнінь призначена для роботи в області недотримок. Залежність між показами по цій шкалі і міліметрової шкали для однієї і тієї ж ділянки почорніння визначається формулою :

$$C = 100\cdot(\lg\frac{A_0}{A_1} - 1) \quad (9.10),$$

де C - відлік по шкалі перетворення почорнінь;

А - відлік по міліметровій шкалі для тієї ж ділянки;

A_0 - відлік по міліметровій шкалі, що відповідає ділянки, що не почорніла.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ.

Завдання 1. Визначення відношення інтенсивностей ліній ртуті, що близько розташовані.

$\lambda_1 = 433{,}9$ *нм* і $\lambda_2 = 434{,}8$ *нм*

1. Готову пластинку з лініями, що сфотографовані через ступінчатий послаблювач, встановлюють на столик мікрофотометра МФ-2.

2. Вмикають живлення мікрофотометра, витримують кілька хвилин для прогрівання деталей установки, регулюють ширину щілини (правила дивись у додатку 2), а потім проводять фотометрування усіх ділянок ліній (операцію проводять кілька разів і беруть середнє значення відповідного почорніння

для даної ділянки лінії).

3. Після фотометрування будують характеристичні криві $S = f(\lg I)$ і за цими кривими визначають відношення інтенсивностей спектральних ліній (як це описано в першому способі).

Завдання 2. Визначення відношення інтенсивностей ліній ртуті, які віддалені.

λ_1*=546,0 нм* і λ_1*=435,83 нм*.

1. Готову пластинку з двома спектрами (лінійчатим і суцільним) встановлюють на столик мікрофотометра.

2. Проводять фотометрування вказаних ліній і відповідних ділянок суцільного спектра.

3. Після фотометрування будують дві пари характеристичних кривих для двох довжин хвиль (як це описано в першому випадку) і визначають r_{λ_1} і r_{λ_2}.

4. Вимірюють ширину двох досліджуваних ліній ртуті на пластинці за допомогою вимірювального мікроскопа, визначають відношення $\frac{\Delta I_1}{\Delta I_2}$

5. Значення $E_{\lambda T}$ беруть з таблиці розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла для температури T = 2600°C. Можна визначити відношення $E_{\lambda_1 T}$ до $E_{\lambda_2 T}$ за допомогою формули Планка :

$$E_{\lambda T} = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda} - 1}}$$

Звідки:

$$\frac{E_{\lambda_1 T}}{E_{\lambda_2 T}} = \frac{\lambda_2^5}{\lambda_1^5} \cdot \frac{e^{\frac{hc}{kT\lambda_2} - 1}}{e^{\frac{hc}{kT\lambda_1} - 1}} \qquad (9.11)$$

Значення $\frac{\Delta I}{\Delta \lambda}$ беруть з графіка, що є в інструкції до спектрографа.

Знаючи ці величини, за формулою (9.6) визначають відношення інтенсивностей.

Контрольні запитання.

1. Для чого використовують спектральну фотометрію?
2. Що називають почорнінням фотопластинки? Як визначається ця величина? Від чого залежить?

3. Для чого вимірюють почорніння? Яким способом?

4. З якою метою будується крива почорніння? Яку залежність вона показує?

5. Які є способи порівняння інтенсивностей спектральних ліній? Чим вони відрізняються?

6. Принцип роботи мікрофотометра.

7. Що і як вимірюють мікрофотометром?

8. Які спектральні лінії досліджуються в роботі?

9. Як визначити відношення $\frac{\Delta I_1}{\Delta I_2}$?

10. Як можна визначити $\frac{E_{\lambda_1 T}}{E_{\lambda_2 T}}$?

Лабораторна робота №10
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА РІВНЯННЯ ЕЙНШТЕЙНА ДЛЯ ФОТОЕФЕКТА, ВИЗНАЧЕННЯ ПОСТІЙНОЇ ПЛАНКА І РОБОТИ ВИХОДУ ЕЛЕКТРОНА

Обладнання і матеріали: монохроматор УМ-2, джерела живлення, електрична лампа розжарення, електронний міст на лампі 6Н1П, фотоелемент СЦВ-3, мікроампер метр, вольтметр.

Теоретичні відомості

Фотоелектричним ефектом, або фотоефектом називається вибивання електронів речовиною під дією світла.

Визначені основні закони фотоефекту:

1) Максимальна початкова швидкість фотоелектронів визначається частотою світла й не залежить від його інтенсивності.

2) Число фотоелектронів, що вириваються з катода за одиницю часу (струм насичення $I_н$), прямо пропорційне інтенсивності світла.

3) Для кожної речовини існує червона межа фотоефекту, тобто така найменша частота світла ω_0, при якій ще можливий фотоефект.

4) Явище фотоефекту безінерційне.

Зіткнення електронів з фотонами приводить до виривання електронів з фотокатода. Це явище, в якому чітко проявляється корпускулярна природа світла. Взаємодія фотонів і електронів описується законом збереження енергії та імпульсу, які одночасно описують і інші процеси: поглинання і випромінювання атомами світла, розсіювання квантів частинками. Ці закони можна записати так:

$$E_ф + E = E_ф^{/} + E^{/} \qquad (10.1)$$

$$\vec{p}_ф + \vec{p} = \vec{p}_ф^{/} + \vec{p}^{/} \qquad (10.2)$$

де $E_ф$, E, $E_ф^{/}, E^{/}$, - енергія фотона і електрона до і після взаємодії, а $\vec{p}_ф, \vec{p}, \vec{p}_ф^{/}, \vec{p}^{/}$ - відповідні імпульси.

Процес фотоефекта на вільних електронах в кристалі характерний тим, що фотони повністю поглинаються електронами, а тому:

$$E_ф^{/} = 0,$$

а значить і $\vec{p}_ф^{/} = 0$. Тоді:

$$E_ф + E = E^{/}$$

$$\vec{p}_ф + \vec{p} = \vec{p}^{/}$$

Якщо вважати, що електрони в зоні провідності металу рухаються з малими швидкостями ($\vec{p}$=0), то $\vec{p}_{\phi} = \vec{p}^{/}$. Але електрон, вилітаючи з кристалу, одержує лише частину цього імпульсу, а основну його частину забирає кристал. Тому для обрахунку енергії електрона закон збереження імпульсу можна не враховувати.

Крім того, необхідно враховувати, що електрон в зоні провідності металу не є повністю вільним. Для його виривання з металу необхідно йому надати енергію, рівну за величиною роботі виходу з металу. Інакше кажучи, для електрона $E = -A$.

З рівняння Ейнштейна для фотоефекту можна записати:

$$\hbar\omega - A = \frac{m\upsilon^2}{2} \qquad (10.3)$$

Навіть при монохроматичному освітленні енергія електронів, що вилітають з фотокатода, є різною. Електрони в зоні провідності мають різну енергію, знаходячись на різних енергетичних рівнях.

Робота виходу A – це енергія, яку необхідно витрати, щоб вирвати електрон, який знаходиться на найвищих енергетичних рівнях, з кристалу. Щоб вирвати електрони з більш глибоких енергетичних рівнів, необхідно витрати більшу енергію, а тому кінетична енергія таких електронів після вильоту з кристалу буде меншою. Крім того, електрони можуть втрачати частину своєї енергії на шляху до поверхні фотокатода. Тоді, співвідношення (10.3) визначає кінетичну енергію не усіх, а лише найбільш швидких електронів.

Якщо маємо повністю вільний електрон (у вакуумі), то фотоефект в такому разі неможливий. В такому разі закони збереження мають вигляд (за умови, що електрон будемо вважати нерухомим):

$$\hbar\omega + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\frac{\hbar\omega}{c} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Ця система є несумісною, а це значить, що поглинання повністю вільним електроном всього фотона неможливе.

Для перевірки співвідношення (10.3) користуються методом затримуючого потенціалу. Для цього поблизу фотокатода розміщують другий електрод – анод. На цей електрод накладають від’ємний по відношенню до катода потенціалу U. Електрони, що вилетіли з катода, мають

різні кінетичні енергії. Ті електрони, енергія яких задовольняє умову $\frac{m\upsilon^2}{2} = eU$ (де e – заряд електрона), не можуть досягнути анода. Тому при зростанні напруги U анодний струм при постійній інтенсивності і частоті падаючого світла буде спадати. При деякому значенні $U=U_з$ (затримуючий потенціал) навіть найшвидші електрони не досягають анода, а тому анодний струм припиняється.

Тому максимальна кінетична енергія фотоелектронів $T_{\max} = \frac{m\upsilon_{\max}^2}{2}$ зв'язана з затримуючим потенціалом U очевидним співвідношенням:

$$T_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_з \qquad (10.4)$$

На досліді, як правило, вивчають залежність електронного анодного струму в фотоелементі від величини U.

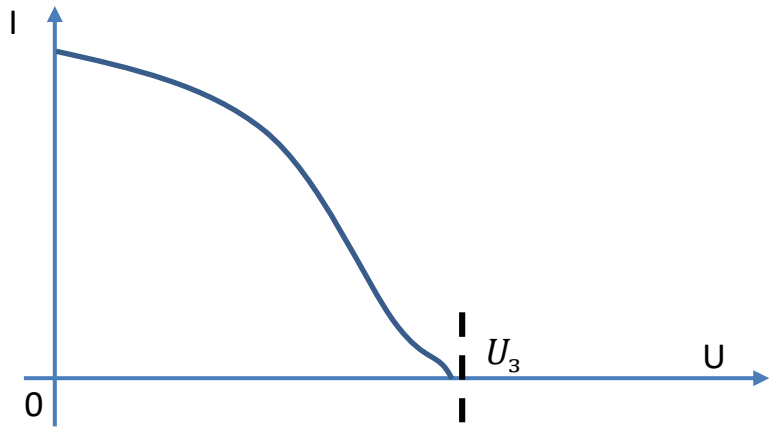


Рис.1

Залежність I=I(U) визначається матеріалом і товщиною фото шару, від форми електродів і умов освітлення. Точка перетину кривої з віссю напруг ($I=0$) визначає потенціал запирання $U_з$ (рис.1).

Якщо співвідношення (10.4) підставити у рівняння (10.3), то одержимо:

$$\hbar\omega = eU + A$$

Або, поділивши обидві частини рівняння на величину заряду e, одержимо:

$$U_з = \frac{\hbar}{e}\omega - \frac{A}{e} \qquad (10.5)$$

Експериментальна перевірка рівняння Ейнштейна передбачає доведення лінійної залежності $U_з$ лише від частоти світла ω (рис.2).

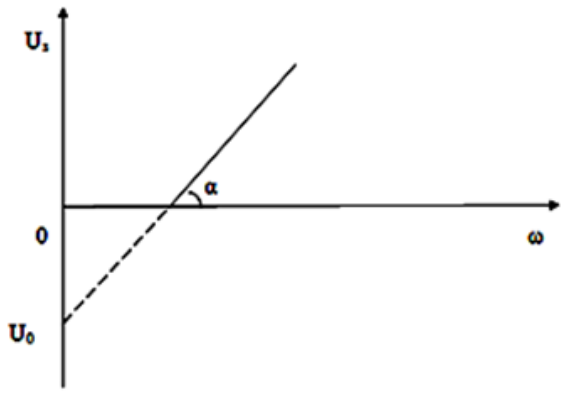


Рис. 2

Визначивши тангенс кута нахилу α прямої $U_з(\omega)$ до осі частоти, визначають сталу Планка:

$$tg\alpha = \frac{dU_з}{d\omega} = \frac{\hbar}{e}$$

отже,

$$\hbar = e\ tg\alpha \qquad (10.6)$$

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Загальний вигляд установки та її схема наведені на рис.3 та 4.

Для підвищення чутливості вимірювальної системи і точності вимірювань використовують електронний місток опорів. Плечима містка в такому випадку є опори R_1 і R_2 і внутрішні опори лампи (подвійного тріода 6Н1П). Електронні лампи здатні змінювати свій внутрішній опір в залежності від потенціалу на керуючій сітці. Оскільки малі зміни потенціалу керуючої сітки сильно змінюють внутрішній опір лампи, така схема має високу чутливість. Зміна потенціалу сітки на одній половині подвійного тріода 6Н1П здійснюється за допомогою фотоелемента. Рівновага містка фіксується мікроамперметром. Для визначення сталої Планка використовують сурм'яно-цезієвий фотоелемент СЦВ-3. Опори R_1 та R_2 порядку 1000 Ом.

Схема електронного містка працює таким чином: коли фотоелемент затемнений, його внутрішній опір дуже великий. Але, оскільки фотоелемент увімкнений в коло керуючої сітки тріода $Л_1$, то при затемненні фотоелемента на сітці цього тріода будуть нагромаджуватись електрони, що летять від катода до анода. Ці електрони зарядять сітку до деякого від'ємного потенціалу. Через ділянку кола: тріод $Л_1$ і опір R_1 потече слабкий струм. На сітці тріода $Л_2$ в цей час електрони не будуть нагромаджуватись, бо ця сітка через опір R_5 з'єднана з батареєю сітки U_c. Тому струм, що тече через R_2 і лампу $Л_2$ не буде рівний струмові, що тече через R_1 і лампу $Л_1$. Тоді точки a_1 і

a_2 будуть знаходитись при різних потенціалах (R_1= R_2), тому через мікроамперметр потече деякий струм.

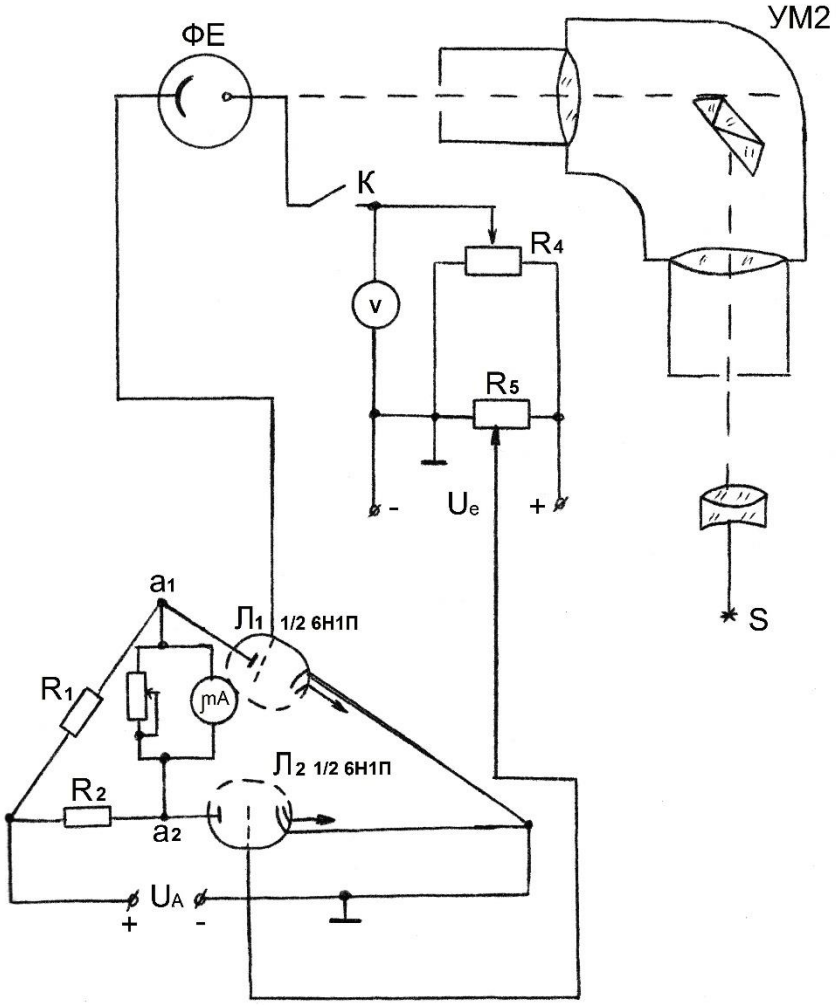


Рис.3

Регулюючи потенціометром R_5, що увімкнений в сіткове джерело живлення, ми встановлюємо на керуючій сітці тріода $Л_2$ такий потенціал, при якому через тріод тече такий же струм, як і через $Л_1$ при затемненому фотоелементі. Міст зрівноважиться, струм через мікроамперметр не тече при напрузі гальванометра U_0.

Направимо на фотоелемент світло частотою ω від монохроматора. Фотони виривають з катода фотоелемента електрони, по колу тече струм і потенціал сітки $Л_1$ підвищиться. Рівновага містка порушиться. Відбалансуємо місток, подаючи на фотоелемент за допомогою потенціометра R_4 затримуючу різницю потенціалів. В той момент, коли через фотоелемент струм припиниться, на сітці лампи $Л_1$ встановиться попередній потенціал. Місток знову приходить в рівновагу. Вольтметр показує значення U_1. Затримуюча різниця потенціалів вимірюється по різниці показів вольтметра $U= U_1 - U_0$.

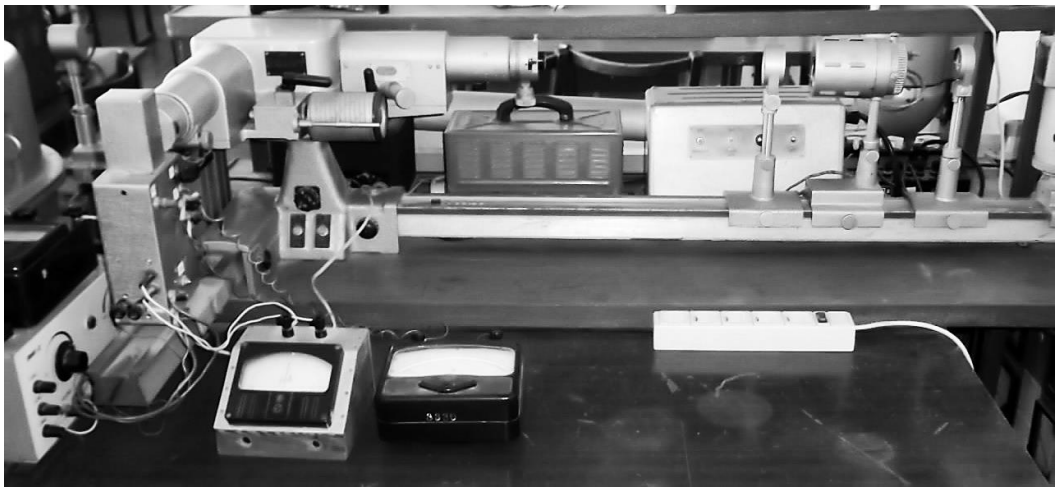


Рис.4

Вимірювання зводиться до визначення залежності затримуючого потенціалу від частоти світла, що падає на фотоелемент. Але точне вимірювання цього потенціалу викликає ряд труднощів: залежність *I(U)* підходить до вісі абсцис під невеликим кутом, в деяких випадках заходить в область від'ємних значень *I* (рис.6).

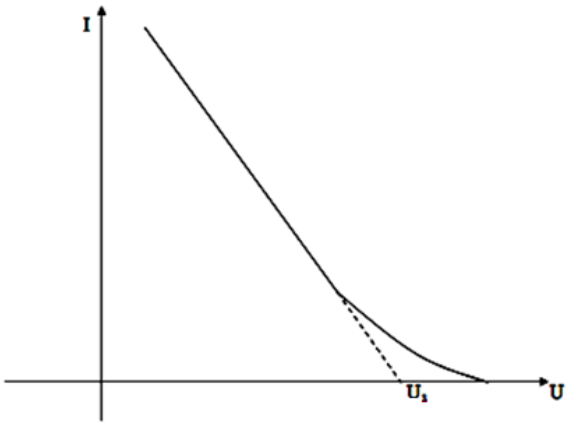


Рис.6

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Складіть схему (рис. 3) і зрівноважте міст. Зрівноваження містка розпочинають при мінімальному опорі R_3, що шунтує мікроамперметр. Збільшуючи R_3 , зрівноважте міст при більшій чутливості мікроамперметра (до максимальної чутливості).

2. Увімкніть джерело світла S та підберіть частоту монохроматора. Прогрійте монохроматор і схему містка.

3. Замкніть ключ К та освітіть фотоелемент пучком світла частоти ω_1 від монохроматора.

4. Змінюючи напругу U_1 на сітці за допомогою потенціометра R_4 зніміть покази мікроамперметра I. Результати оформіть у вигляді таблиці.

5. За цими результатами побудувати криву $I=f(U_1 - U_0)$. З її допомогою знайти $U_з$ для частоти ω_1.

6. Обертаючи барабан монохроматора, збільшити частоту. Аналогічно провести вимірювання та визначити затримуючий потенціал для частот ω_2, ω_3, ω_4, ω_5.

7. На основі визначених значень $U_з$ і ω побудувати графік залежності $U_з=f(\omega)$.

8. Оскільки в градусній таблиці монохроматора задається довжина хвилі обрахуйте частоту за формулою:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

9. З графіка $U_з=f(\omega)$ визначить $tg\alpha$ для будь-якої пари значень U_3 та ω. Для цього обрахуйте:

$$tg\alpha = \frac{U_{32} - U_{31}}{\omega_2 - \omega_1}$$

10. Визначте постійну Планка $\hbar = e \cdot tg\alpha = e \cdot \frac{U_{32} - U_{31}}{\omega_2 - \omega_1}$, порівняйте отримане значення з табличним та обрахуйте похибки вимірювань.

11. Визначить роботу виходу електрона A.

Контрольні запитання

1. В чому полягає явище фотоефекту?
2. Сформулюйте закон Столєтова для зовнішнього фотоефекту.
3. Поясніть механізм зовнішнього фотоефекту, наявність червоної межі і затримуючої напруги, використовуючи рівняння Ейнштейна.
4. Як визначається робота виходу електрона з металу?
5. Чи можна пояснити явище фотоефекту на основі класичної електродинаміки?
6. Чому у вакуумних фотоелементах існує струм насичення? Чи можливий струм насичення в газонаповнених фотоелементах?
7. Яка залежність визначається в експериментальному дослідження?
8. Для чого в роботі використовується місток опорів?
9. Як визначити роботу виходу А, якщо відома затримуюча різниця потенціалів для різних частот?

Лабораторна робота №11
ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИН ТА КОНЦЕНТРАЦІЇ НЕЗАБАРВЛЕНИХ РОЗЧИНІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА

Обладнання і матеріали: інтерферометр лабораторний ИТР-1, знижувальний трансформатор Т4- 220В/8В, тримач з двокамерною скляною кюветою довжиною 10 мм для рідин, колби з еталонними рідинами (дистильована вода, етиловий спирт, 1%, 5%, 7% та х% розчин етилового спирту у воді).

Теоретичні відомості

До основних оптичних характеристик речовин належить показник заломлення світла.

Абсолютний показник заломлення – це характерне для середовища число, яке визначає в скільки разів швидкість розповсюдження світла в середовищі менша за швидкість світла у вакуумі.

Відносний показник заломлення – відношення абсолютних показників заломлення другого середовища до першого.

Показник заломлення середовищ можна визначити інтерференційним методом.

Нехай маємо два когерентні промені від джерел S_1 та S_2, які збігаються на екрані в точці А. При цьому вони проходять відстані d_1 і d_2 в оптично неоднакових середовищах n_1 та n_2 (рис.1).

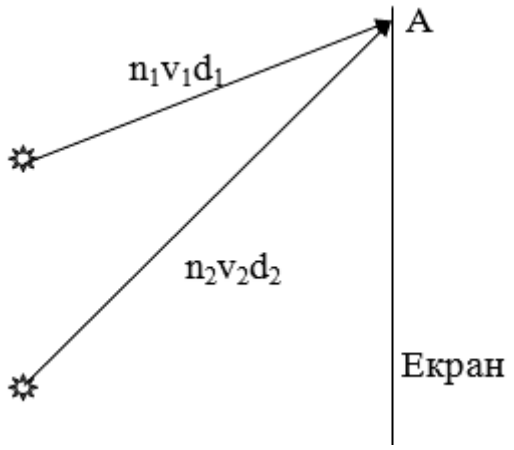


Рис.1

Нехай фронт хвилі плоский, то для кожного пучка рівняння хвилі в точці А матиме вигляд:

I: $x = a\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda_1}\right)$

II: $x = a\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda_2}\right)$

Відповідні фази цих хвиль:

$$\varphi_1 = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_1}{\lambda_1}\right)$$

$$\varphi_2 = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_2}{\lambda_2}\right)$$

Різниця фаз цих пучків: $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\left(\frac{d_2}{\lambda_2} - \frac{d_1}{\lambda_1}\right)$

Оскільки $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}$; $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n_2}$;

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(d_2 n_2 - d_1 n_1\right)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} = const$$

Тому різниця фаз двох когерентних променів, зведених у будь-яку точку екрана, залежить від геометричної довжини шляху та від абсолютного показника заломлення середовищ, в яких поширюються ці промені.

Якщо промені проходять в одному середовищі і їх геометричні шляхи рівні, різницю фаз можна утворити, ввівши на шляху одного з променів прозору пластинку чи кювету з рідиною, що має відмінний від основного середовища абсолютний показник заломлення.

Такий спосіб утворення різниці фаз використовується в інтерферометрі ИТР-1.

Добуток абсолютного показника заломлення середовища на геометричну довжину шляху променя в цьому середовищі називають *оптичною довжиною шляху* $D = nd$

Формула $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta D$ встановлює зв'язок між різницею ходу двох променів, зібраних в дану точку екрана, з відповідною різницею фаз.

Нерівномірну освітленість, що є наслідком інтерференції когерентних променів, називають *інтерференційною картиною*.

При поширенні променів в одному середовищі (n_1=n_2=n), різниця ходу виникає в результаті неоднакових геометричних відстаней від джерел променів до різних точок екрана (рис. 2).

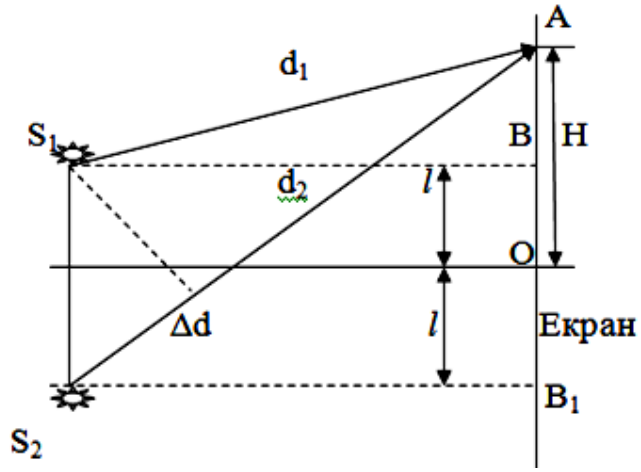


Рис.2

Для центральної точки екрана шляхи SO_1 та SO_2 однакові. Оскільки n=const, то $\Delta\varphi$=const, тому центральна частина екрана в цьому випадку буде яскраво освітленою, незалежно від середовища, в якому поширюються промені. Симетрично по обидва боки від центральної світлої смуги розмістяться перші темні смуги, далі за ними спостерігатимуться світлі смуги і т.д.

Для визначення результату інтерференції променів у точці А потрібно виразити різницю ходу ΔD через відстані, які можна виміряти експериментально.

З ΔS_1BA та ΔS_2B_1A маємо:

$$d_1^2 = L^2 + (H - l)^2 \quad \text{та} \quad d_2^2 = L^2 + (H + l)^2$$

Різниця квадратів відстаней d_1 і d_2:

$$d_2^2 - d_1^2 = \left(L^2 + H^2 + 2Hl + l^2\right) - \left(L^2 + H^2 - 2Hl + l^2\right) = 4Hl$$

Різниця квадратів двох відстаней може бути представлена як:

$$d_2^2 - d_1^2 = (d_2 - d_1)(d_2 + d_1)$$

Оскільки $L = 2l$, $d_2 + d_1 \approx 2L$

Звідси

$$2L(d_2 - d_1) \approx 4Hl$$

$$(d_2 - d_1) \approx \frac{2Hl}{L}$$

Оптична різниця ходу променів $\Delta D = n(d_2 - d_1)$ рівна $\Delta D = \dfrac{2nHl}{L}$

Тоді різниця фаз променів, що інтерферують, визначається як:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi nH2l}{L\lambda_0},$$

де *2l*- відстань між когерентними джерелами світла (в інтерферометрі ИТР-1 це відстань між щілинами, від яких утворюються два паралельні світлові потоки); *L* – відстань від джерела світла до екрана (довжина інтерферометра); *H* – відстань від центра екрана до розглядуваної точки на екрані; λ_0 - довжина хвилі світла, що використовується в інтерферометрі.

Когерентні промені, зібрані в одну точку екрана, інтерферують. Якщо вони мають однакові фази (Δφ=π, 2π, …, 2πk, де k=0, 1, 2), то вони підсилюють одна одну і освітленість екрана зростає – максимум інтерференції. Якщо промені прийшли в точку А екрана в протифазах (Δφ=π, 3π, 5π …, (2k+1)π, k=0, 1, 2), вони послаблюють одне одного і освітленість екрана зменшується – мінімум інтерференції.

Тобто, умову максимуму можна подати як:

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{2\pi nH2l}{L\lambda_0} = 2\pi k$$

$$\text{або } \frac{2nH2l}{L\lambda_0} = 2k\frac{\lambda_0}{2}$$

Умова мінімуму: $$\frac{2nH2l}{L\lambda_0} = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2}$$

За сталих значень *l, L, k і* λ_0 величина *H* змінюється (інтерференційна картина зміщується при зміні показника заломлення середовища). Величина зміщення інтерференційної картини вздовж екрана пов’язана з величиною зміни показника заломлення середовища на шляху одного з променів.

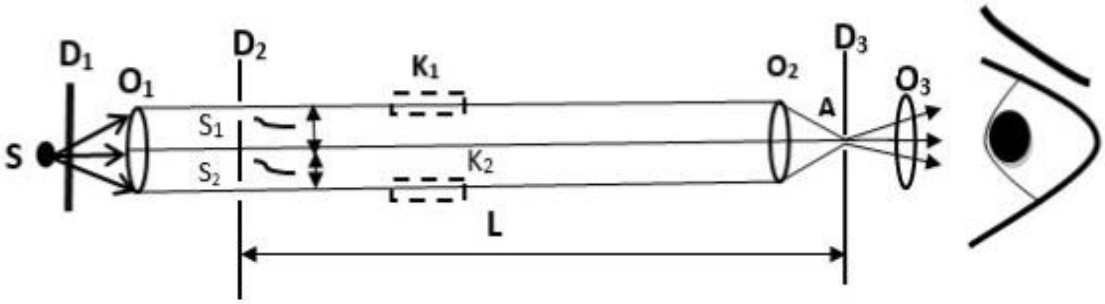
З умови максимуму випливає, що різним значенням λ_0 відповідають різні значення *H*. Тобто, при освітленні щілин інтерферометра немонохроматичним світлом в результаті інтерференції повинен утворитись спектр. Кожен інтерференційний максимум, що спостерігається в інтерферометрі ИТР-1, є суцільним спектром, повернутим короткохвильовою частиною до центральної світної смуги. Ця смуга є максимумом нульового порядку. В нульовому максимумі світло всіх довжин хвиль підсилюється в тій самій точці екрана. Тому центральний максимум незабарвлений.

Забарвлені максимуми 1-го та 2-го порядку практично неможливо розрізнити, тому при переміщенні рухомої інтерференційної картини в початкове положення можна помилково сумістити максимум 1-го порядку рухомої картини з максимумом 2-го порядку нерухомої інтерференційної картини і припустити помилку в одну смугу. Отже, суміщення інтерференційних картин слід контролювати за центральним незабарвленим максимумом.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Інтерферометр ИТР-1 – універсальний лабораторний прилад, за допомогою якого можна виміряти різницю абсолютних показників заломлення рідин, газів та газових сумішей. В приладі за зміщенням верхньої (рухомої) інтерференційної картини відносно нижньої (нерухомої), визначають різницю показників заломлення рідин в кюветах.

Оптична схема інтерферометра збігається зі схемою інтерферометра Релея (рис. 3*а*, 3*б*).



Р

Рис.3*а*

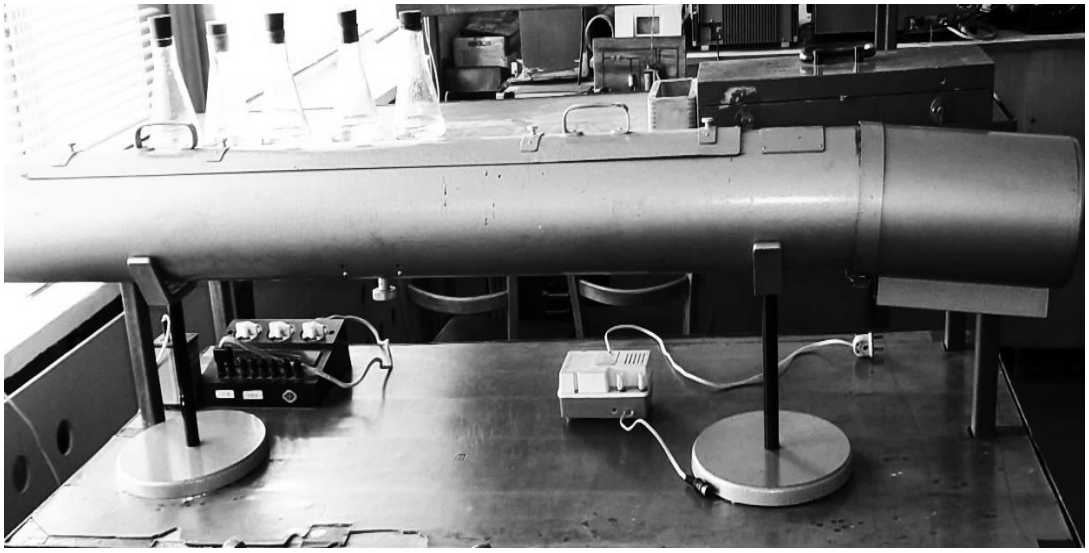


Рис.3*б*

Розбіжний пучок світла від лампочки розжарення S проходить через вузьку щілину $Д_1$ і потрапляє на об’єктив O_1, за допомогою якого утворюється паралельний пучок шириною *2l*. Цей пучок освітлює діафрагму $Д_2$ з двома вузькими вертикальними щілинами, в результаті чого утворюються два паралельні пучки, які поширюються в корпусі інтерферометра на відстані *2l* один від одного. Отже, щілини діафрагми $Д_2$ можна розглядати як два джерела плоских хвиль. На шляху цих променів у

корпусі приладу установлюють тримач з кюветою, яка має дві однакові камери, наповнені досліджуваною ($К_1$) та еталонною ($К_2$) рідинами. Після проходження через кювету промені збираються об'єктивом $О_2$ в одну точку А, що лежить в площині діафрагми $Д_3$ з вертикальною щілиною. З іншого боку точка А лежить у фокальній площині циліндричного окуляра $О_3$, від якого промені паралельним пучком надходять в око спостерігача і після заломлення у кришталику утворюють на сітківці інтерференційну картину.

При проходженні променів через кювети $К_1$ і $К_2$, наповнені рідинами з неоднаковими показниками заломлення, утворюється додаткова різниця ходу. Це призводить до зміщення інтерференційної картини, яка спостерігається через циліндричний окуляр $О_3$, в лівий чи правий бік, залежно від співвідношення показників заломлення рідин в лівій та правій камерах кювет. Щоб можна було визначити величину зміщення інтерференційної картини, кювету встановлено в корпус інтерферометра так, що вона перетинає лише верхні половини променів. Нижнім половинам кювета не перешкоджає, тому вони поширюються в повітрі і утворюють нижню нерухому інтерференційну картину в порівнянні з якою визначається зміщення верхньої інтерференційної картини.

Щоб повернути рухому (верхню) інтерференційну картину в початкове положення, тобто сумістити її з нижньою (нерухомою) системою інтерференційних смуг, в інтерферометрі передбачено компенсатор, який складається з двох скляних пластинок однакової товщини. Ліву відносно спостерігача пластину встановлено на шляху лівого променя нерухомо, друга пластинка – рухома. За допомогою важеля і барабана рухому пластинку в оправі можна нахиляти і змінювати оптичну довжину шляху правого променя в цій частині. При збільшення кута нахилу рухомої пластинки до горизонту довжина шляху світла в ній зменшується (рис.4)

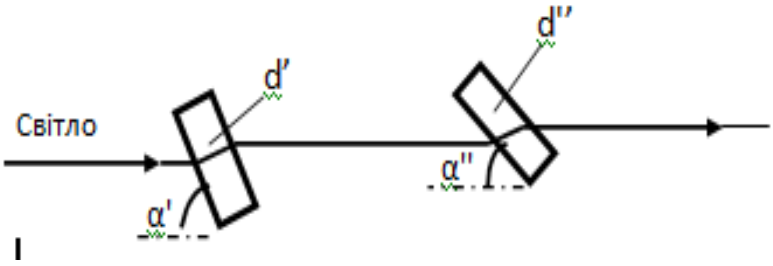


Рис.4

Можна підібрати такий кут нахилу рухомої пластинки, при якому додаткова різниця ходу, створена рідинами з різними показниками заломлення, буде скомпенсована різницею ходу, утвореною при зміні нахилу рухомої пластинки. При цьому верхня інтерференційна картина суміститься з

нижньою. Максимальна зміна кута нахилу рухомої пластинки компенсатора становить близько 8^0.

Градуювання шкали компенсатора здійснюється у відносних безрозмірних одиницях $[c] = \frac{1}{поділка}$ Колова шкала барабана має 100 поділок, вертикальна шкала – 30, отже, компенсатор розраховано на 3000 поділок. За паспортними даними приладу відомо, що при використанні кювет довжиною 8 см максимальна різниця абсолютних показників заломлення, яку можна виміряти на приладі Δn=0,00063. При цьому барабан компенсатора буде встановлено на кінці шкали. Ціна поділки $c = \frac{0{,}00063}{3000} = 2{,}1 \cdot 10^{-7}\, под^{-1}$

ЗАВДАННЯ РОБОТИ

1. Перевірити на дослідах, що показник заломлення рідин – розчинів залежить від домішок, які в них є. Встановити і сформулювати якісно зв'язок між зміною концентрації розчину та зміною його показника заломлення.

2. Знайти ціну поділки шкали барабана компенсатора, для кювет довжиною 1 см.

3. Знайти різницю показників заломлення дистильованої води (еталонна рідина) та чотирьох розчинів малих концентрацій етилового спирту у воді і обчислити їх абсолютні показники заломлення.

4. Побудувати калібрувальний графік інтерферометра (метод трьох еталонів) для кювет довжиною 1 см (вісь ОХ – концентрація розчинів с%, вісь ОУ – поділки шкали компенсатора N).

5. Знайти невідому концентрацію четвертого розчину етилового спирту у воді.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути живлення інтерферометра.

2. Спостерігаючи в зорову трубу, добийтесь найчіткішого зображення інтерференційної картини (обертанням алюмінієвої шайби з накаткою біля окуляра лінзи).

3. Установіть тримач з чистою порожньою кюветою довжиною 1 см у термостат, закрийте кришку корпуса інтерферометра, і сумістіть нульові (незабарвлені) максимуми верхньої і нижньої інтерференційних картин, обертаючи барабан компенсатора.

4. Вийміть кювету з термостата, встановіть на дерев’яну підставку і наповніть обидві камери на ¾ дистильованою водою.

5. Установіть кювету в термостат і при зміщенні інтерференційної картини встановіть компенсатор так, щоб картини співпадали. Це значення умовний нуль. Зніміть відлік N_0 на шкалі компенсатора.

6. З паспортних даних приладу ціна поділки компенсатора $C = \frac{\Delta n}{N}$, $\Delta n = 0,005$ – максимальна різниця абсолютних показників заломлення; N=3000 – максимальна поділка компенсатора.

7. Знайдіть абсолютні показники заломлення чотирьох розчинів різних концентрацій етилового спирту у воді. Для цього воду з правої кювети по черзі замініть на розчин спирту різної концентрації.

8. Зніміть відлік на шкалах компенсатора після компенсації оптичної різниці ходу між рідинами.

9. Покази занесіть в таблицю.

Речовини в кюветі		Покази шкали		Різниця показників заломлення $\Delta n = CN$	Абсолютний показник заломлення води (t=20^{0}C)	Абсолютний показник заломлення розчину $n = n_в + \Delta n$
Камера «Л»	Камера «П»	Відлік по шкалі N'	Відлік від умовного нуля $N = N' - N_0$			
Вода	2%				1,33299	
	5%					
	7%					
	x%					

10. За трьома еталонними розчинами (2%, 5%, 7%) побудуйте калібрувальний графік (ОУ – концентрації розчинів, ОХ – абсолютний показник заломлення розчину).

11. Визначте концентрацію невідомого розчину.

ПРИМІТКИ:

1. Під час підготовчих робіт, лампочку освітлювача рекомендується вимикати.

2. Камери кювет та корпус інтерферометра під час вимірювань повинні бути закриті кришками.

3. Забороняється братися руками за оптичні поверхні камер (брати за спеціальні тримачі).

4. Кювети заповнювати на ¾ їх глибини.

5. Кожний відлік робити 3 рази, підходячи до суміщення картинки з одного і з іншого боку.

6. Після закінчення вимірювань потрібно обов’язково помити і просушити кювети.

Контрольні запитання

1. Який фізичний зміст абсолютного показника заломлення середовища? Відносного показника заломлення? Як пов’язані між собою ці величини?

2. Що таке інтерференція? Яка умова спостереження інтерференційної картини?

3. Що таке оптична різниця ходу?

4. Від чого залежить різниця фаз променів, що накладаються?

5.

6. Чому інтерференційні максимуми, які спостерігаються в приладі ИТР-1, виявляються забарвленими? Відповідь обґрунтуйте формулами.

7. Принцип роботи інтерферометра ИТР-1.

8. Чому в інтерферометрі ИТР-1 не користуються монохроматичним світлом, яке дуже легко дістати за допомогою світлофільтра?

9. Яке призначення компенсатора? Якими повинні бути його пластинки?

10. Які висновки можна зробити з таких прикладів:

а) умовний нуль, визначений без кювети і при встановленні кювети з проміжними камерами не збігається?

б) умовний нуль, визначений при встановленні кювети з проміжними камерами і при заповненні обох камер дистильованою водою, виявляється різним?

Лабораторна робота №12
ВИВЧЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ, ЩО ВИНИКАЮТЬ В ПРОЦЕСІ ВИМІРЮВАНЬ

Обладнання і матеріали: звуковий генератор типу Г3-34, лічильник імпульсів типу ПСТ-100 чи ПСО2-08, секундомір.

Теоретичні відомості

В процесі будь-якого вимірювання одержується значення вимірюваної величини, що відрізняється від істинного значення цієї величини. В переважній більшості випадків точність вимірювань обмежується недосконалістю вимірювальних приладів, недосконалістю органів чуття людини, а також статистичним характером явищ, що вивчається. Коли вимірювання непрямі і кінцевий результат відшукується шляхом підстановки величин, що вимірюються безпосередньо, в деяку формулу, то точність одержаних результатів може залежати також і від ступеня наближення цією формулою залежності величини, що вивчається, від величин, що вимірюються.

За характером походження похибки вимірювань можна розділити на три типи:

1. Грубі помилки, промахи, що пов'язані з недостатньою уважністю експериментатора.

2. Систематичні помилки, пов'язані з тим, що виміряне значення постійно відхилене відносно істинного значення. Коли причину такого зсуву вдається відшукати і встановити величину зсуву (наприклад, при зважуванні на аналітичних терезах вдалось відшукати вагу витісненого повітря), то систематичну помилку можна виключити. Універсальних правил, що дозволяють відшукати систематичні помилки, не існує. Встановлення, оцінка і усунення цих помилок – справа досвіду та інтуїції експериментатора. Систематичну похибку, обумовлену вимірювальним приладом, можна зменшити, використавши більш точний прилад. Найбільш дієвий метод виявлення систематичних похибок, пов’язаних з методом вимірювання – порівняння результатів вимірювання однієї і тієї самої величини, що одержуються принципово різними методами.

3. Випадкові похибки, які проявляються в тому, що результати вимірювань проведених в однакових умовах, одержуються дещо різними. Випадкові похибки обумовлені факторами, що змінюються під час вимірювань (наприклад, при точному зважуванні – коливання повітря, тертя в осях терезів тощо). Дію цих факторів практично не можна врахувати. Якщо вимірювати навіть електричний струм приладом в тому ж електричному колі, то одержується неоднаковий результат. Тут випадковий розкид результатів

обумовлено нестабільністю контактів в ключах, реостатах, неоднаковістю умов, в яких працюють вимірювальні системи приладів тощо.

Виконавши серію вимірювань і використавши результати теорії похибок, можна дати кількісну оцінку випадкової похибки і вказати ймовірність, при якій істинне значення вимірюваної величини знаходиться всередині деякого інтервалу.

Але потрібно пам'ятати, що використання теорії випадкових похибок виправдано лише в тому випадку, якщо повторні вимірювання дають результати, що помітно відрізняються. Часто чутливості лабораторних приладів не досить, щоб визначити випадкові похибки. Крім того, інструментальні похибки (похибки приладів), як правило, значно більші від випадкових похибок.

Існують різні способи зменшення випадкових похибок. Найпростіший спосіб – багаторазове повторення вимірювань. Інший спосіб – поліпшення методики вимірювань.

Методи обробки результатів вимірювань, що містять випадкову похибку, базуються на теорії ймовірностей. В роботі розглядається метод, який зводиться до наступного.

Нехай в одних і тих же умовах виконано n вимірів, а x_i – результат i-го вимірювання. Найбільш ймовірне значення вимірюваної величини – це середнє арифметичне значення (при нормальному законі розподілу випадкових похибок):

$$\bar{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i \qquad (12.1)$$

Величина $\bar{x}$ прагне до істинного значення вимірювальної величини x_0 при $n \to \infty$ тобто

$$x_0 = \lim_{n\to\infty} \bar{x} \qquad (12.2)$$

Похибка окремого i-го виміру рівна $\Delta x_i = \bar{x} - x_i$

Щоб оцінити вірогідність результатів вимірювань можна спробувати усереднити відхилення Δx_i. Насправді середнє значення відхилень дорівнює нулеві для будь-якого набору результатів вимірювань, бо вже саме означення середнього значення $\bar{x}$ веде до того, що $\Delta\bar{x}$ дорівнює нулю, тому що Δx_i однаково зустрічаються як додатні, так і від'ємні. Очевидно, що середнє всіх відхилень не може бути характеристикою точності результатів вимірювань.

Кращий спосіб обійти цю неприємність – піднести до квадрату усі відхилення, які в цьому випадку будуть утворювати набір додатних чисел, а потім усереднити ці числа. Якщо добути квадратний корінь із одержаного

результату, то одержимо величину, яка вимірюється в тих же одиницях, що й сама величина *x*. Для нескінченно великої кількості вимірювань (генеральної сукупності) таке число буде називатися стандартною або середньо квадратичною похибкою окремого результату вимірювання і позначається σ. Вона дорівнює

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\Delta x_i^2} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(x_i - \bar{x}\right)^2}$$

Але краще користуватися означенням середньоквадратичної похибки, в якому *n* замінено на (*n*-1), тобто

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{(n-1)}\sum_{i=1}^{n}\Delta x_i^2} \qquad (12.3)$$

Це «покращене» означення приводить до трохи більшого значення похибки і це, в деякій мірі, компенсує недооцінку похибки в результатах вимірювань, особливо у випадку, коли число вимірювань *n* мале. Наприклад, якщо ми зробили тільки одне вимірювання, тоді середнє значення $\bar{x}$ дорівнює єдиному значенню і покращене означення приводить до невизначеності типу 0/0, тобто σ– невизначена величина, що й відображає нашу повну необізнаність про похибку після виконання тільки одного вимірювання. Ділення на *n* давало б абсурдний результат: $\sigma = 0$, тобто ми одержали абсолютно точний результат за одне вимірювання.

Величина σ^2 називається дисперсією вимірювань генеральної сукупності або генеральною дисперсією. Вона є мірою розсіяння значень похибки вимірювань, яка характеризує швидкість зменшення ймовірності появи Δx із збільшенням цієї похибки.

Але із вимірювань не можна визначити величину σ, а тільки її наближене значення S_n, яке тим ближче до σ, чим більше *n* й дорівнює їй при $n \to \infty$. При обмеженій кількості вимірів *n* (вибірка) величина *S* є лише оцінкою σ й не дорівнює їй.

Величина S_n^2 – вибіркова дисперсія. Вона характеризує середню похибку результатів вимірювань $x_1, x_2, ..., x_n$, за якими вона й буде підрахована. Ця величина означає, що при повторенні вимірювання *x* тією ж апаратурою, приблизно 70%. результатів вимірювань будуть лежати у межах $\pm S_n$ від $\bar{x}$.

Дисперсія σ^2 – це основний параметр, що визначає вигляд кривої розподілу випадкових похибок. Нормальний закон розподілу похибок (розподіл Гауса) виражається формулою

$$Y = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{\left(\Delta x^2\right)}{2\sigma^2}} \qquad (12.3^*)$$

Основні властивості нормального розподілу:

1) Крива нормального розподілу має дзвоноподібну форму. На деякій віддалі від середини симетрично з двох сторін знаходяться точки перегину. Характеристиками кривої виступають висота кривої та віддаль від вісі ординат до точок перегину.

2) Вершина кривої відповідає найбільшому числу повторень, тобто найбільшій ймовірності, яка відповідає похибці $\Delta x = 0$

3) При збільшені абсолютної похибки ймовірність її появи зменшується. Крива асимптотично наближується до вісі абсцис: звідси випливає, що поява більших похибок малоймовірна.

4) Крива нормального розподілу симетрична відносно вертикальної вісі, яка проходить через максимум кривої, тобто однакові похибки, але з різними знаками мають однакову ймовірність.

5) Похибки вимірювань приймають неперервний ряд значень.

На рис.1 приведено кілька кривих розподілу при різних значеннях σ Кожному значенню вимірюваної величини відповідає точка на осі x На вісі f відкладається відносне значення частоти появи значення Δx_i . Площа під кривою Гауса рівна одиниці, тобто охоплює всі можливі похибки вимірювань, і сума ймовірностей появи будь-якого з них дорівнює одиниці

Площа криволінійної трапеції, що знаходиться між віссю x ординатами кривої в точках Δx_1 і Δx_2, а також кривою $f\left(x\right)$ чисельно рівна ймовірності того, що значення виміряної величини x_i таке, що $\Delta x_i = \overline{x} - \overline{x}_i$ попаде в інтервал (Δx_1, Δx_2) (заштрихована площа на рис.1). Можна переконатися безпосереднім вимірюванням, що вся.

Якщо повторити серії вимірювань N раз по n вимірювань в кожній і підрахувати середнє значення $\overline{x}_1, \overline{x}_2, ..., \overline{x}_n$, для кожної серії, то виявляється, що ці значення теж є випадковими числами, які нормально розподіляються біля істинного значення.

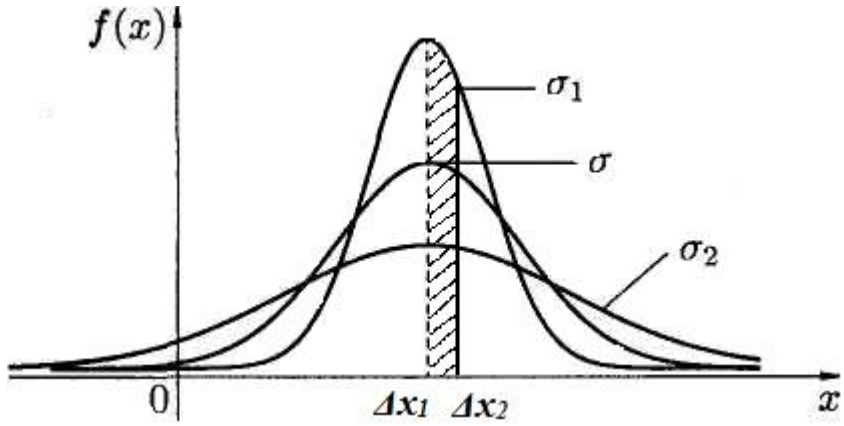


Рис.1

Середньоквадратичну похибку серії вимірювань можна було знайти, згідно теорії, із

$$\sigma_n^2 = \frac{\sigma^2}{n} \qquad (12.4)$$

Це означає, що зі збільшенням числа серій середньо квадратична похибка середнього повільно зменшується, тобто збільшується точність вимірювань.

На жаль, квадратний корінь з *n* зростає повільно із збільшенням *n*. Наприклад, якщо ми захочемо збільшити точність у 10 разів просто за рахунок збільшення числа *n*, ми повинні були б збільшити *n* в 100 разів, тобто доцільно удосконалити апаратуру.

Але при обмеженому числі *n* вимірювань наближеним значенням для σ_n^2 буде S_n^2, тобто вибіркова дисперсія. Тоді стандартна похибка середнього (або стандартна похибка результату серії вимірювань) буде рівна:

$$S_n = \sqrt{S_n^2} = \sqrt{\frac{S_n^2}{n}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)}\sum_{i=1}^{n}\Delta x_i^2} \qquad (12.5)$$

Для оцінки точності результату виміряної величини використовують такі характеристики: надійний інтервал та граничну (надійну) похибку середнього арифметичного.

Надійний інтервал – це інтервал, що містить істинне значення вимірюваної величини *x* із заданою ймовірністю *α*, що зветься надійністю (коефіцієнтом надійності).

В цьому випадку доводиться таке співвідношення:

$$P\left(\overline{x} - \Delta x \le x \le \overline{x} + \Delta x\right) = \alpha \qquad (12.6)$$

де $P(x)$– ймовірність того, що випадкова величина *x* попаде в одиничний інтервал, а $P\left(\overline{x} - \Delta x \le x \le \overline{x} + \Delta x\right)$ – ймовірність того, що випадкова величина

попадає в інтервал $\left(\overline{x}-\Delta x, \overline{x}+\Delta x\right)$, причому Δx – гранична похибка $\overline{x}$, що рівна половині надійного інтервалу.

Величина граничної похибки $\overline{x}$ визначається так:

$$\Delta x = t\left(\alpha, k\right) \cdot S_n \qquad (12.7)$$

де S_n – стандартна похибка середнього відхилення, що обчислюється за формулою (12.5), а $t\left(\alpha, k\right)$ – нормований коефіцієнт Стьюдента, причому k – число ступенів вільності, що рівне $k = n-1$, коли обробляють одну групу вимірювань з n спостережень. Значення $t\left(\alpha, k\right)$ береться з таблиці (*додаток 1*).

Наведені вище співвідношення справедливі для обробки вимірювань величин, розподілених за нормальним законом для невеликої вибірки з генеральної сукупності.

Тоді результат вимірювання знаходиться у вигляді:

$$x = \overline{x} \pm \Delta x = \overline{x} \pm t\left(\alpha, k\right) \cdot S_n \qquad (12.8)$$

Як видно, коефіцієнт Стьюдента залежить як від ймовірності, так і від кількості вимірювань.

Залежність t від α і k називається розподілом Стьюдента. Цей розподіл характерний такими рисами:

1. Розподіл Стьюдента справедливий для малого числа вимірювань $n \geq 2$, що характерно для технічних та наукових вимірювань.

2. При зростанні числа вимірювань розподіл Стьюдента прагне до нормального розподілу (уже при $n > 20$).

3. Характерна особливість цього розподілу – незалежність від параметрів $\overline{x}$ (або Δx) та σ нормальної генеральної сукупності.

4. Розподіл Стьюдента дає можливість при невеликій кількості вимірювань $n < 20$ оцінити величину похибки $\Delta x = \overline{x} - x_i$ за заданим значенням надійної ймовірності α або знайти величину α за заданим значенням Δx.

5. Розподіл Стьюдента дає змогу встановити, що при досить великому n середнє арифметичне значення $\overline{x}$ з ймовірністю, що близька до математичного сподівання, дуже мало відрізняється від істинного значення x_n.

Коли надійний інтервал збільшується, то зростає ймовірність того, що істинне значення вимірюваної величини попаде в розглядуваний інтервал. Високий ступінь надійності необхідний при відповідальних вимірюваннях. Надійна ймовірність α задається так: 0.90; 0.95; 0.98; 0.99; (останнє значення

беруть, коли вимірювання не можна повторити, в особливо відповідальних випадках).

Таким чином, для характеристики величини випадкової похибки потрібне знання двох чисел: значення самої похибки (або надійного інтервалу) та значення надійної ймовірності.

При збільшенні n (числа вимірювань) не можна одержати результат з будь-якою точністю. Точність істотно росте лише до тієї пори, доки випадкову похибку не можна порівняти за величиною з систематичною.

Подальше збільшення числа вимірювань недоцільно, бо кінцева точність одержаного результату буде залежати лише від систематичної похибки. Знаючи величину систематичної похибки, можна задати величину випадкової похибки, наприклад, взявши її рівною десяти процентам від систематичної. Для вибраного таким чином інтервалу можна, вибравши певне значення α (наприклад, $\alpha = 0{,}95$), визначити необхідне число вимірювань, що гарантує малий вплив випадкової помилки на точність результату. Для цього зручно скористатись таблицею 1, в якій інтервали дані в долях величини σ, що називається також стандартом вимірювань і є мірою точності даного досліду по відношенню до випадкових похибок.

Таблиця 1.

Необхідна кількість вимірювань для одержання випадкової похибки ε з надійністю α.

$\varepsilon = \frac{\Delta x}{\sigma}$	Значення α					
	0,5	0,7	0,9	0,95	0,99	0,999
1,0	2	3	5	7	11	17
0,5	3	6	13	18	31	50
0,4	4	8	19	27	46	74
0,3	6	13	32	46	78	127
0,2	13	29	70	99	171	277
0,1	47	169	273	387	668	1089

Все вище сказане відноситься до прямих вимірювань даної величини.

Коли мають справу з непрямими вимірюваннями, то для обчислення випадкової похибки Δz функції $z = f(x, y)$, де x, y – незалежні величини, що вимірюються безпосередньо з середньоквадратичними похибками Δx і Δy, потрібно користуватися формулою:

$$\Delta f = \Delta z = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \Delta x^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \Delta y^2} \qquad (12.9)$$

Але, коли вимірювальні прилади мають не досить високу точність, то випадковими похибками можна знехтувати порівняно з похибками вимірювального приладу. Тоді для одержання результату досить одного відліку. При цьому максимальна можлива похибка результату задається класом точності приладу.

Коли A, B, C – незалежні фізичні величини, що вимірюються безпосередньо, а $\Delta A, \Delta B, \Delta C$ – їх абсолютні похибки (але не випадкові), то максимальна абсолютна похибки для функції $D - f\left(A, B, C\right)$ буде визначатися за формулою:

$$\Delta D = \left|\frac{df}{dA}\Delta A\right| + \left|\frac{df}{dB}\Delta B\right| + \left|\frac{df}{dC}\Delta C\right| \qquad (12.10)$$

а максимальна відносна похибка:

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\left|\frac{df}{dA}\Delta A\right| + \left|\frac{df}{dB}\Delta B\right| + \left|\frac{df}{dC}\Delta C\right|}{f(A, B, C)} \qquad (12.11)$$

ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРЮВАННЯ

При обробці результатів прямих вимірювань пропонується такий порядок операцій:

1. Результати кожного вимірювання записують в таблицю (таблиця 2).

Таблиця 2.

№	x_i	$\bar{x}$	$\Delta x_i = \bar{x} - x_i$	Δx_i^2	S_x	α	Δx	σ_x	Δx_0	$\sigma = \sqrt{\frac{\sum \Delta x_i^2}{n-1}}$
1										
2										
3										
	$\sum_{i=1}^{n} \Delta x_i^2$			$\sum_{i=1}^{n} \Delta x_i^2$						

2. Обчислюють середнє значення *n* вимірів за формулою:

$$\bar{x}_i = \frac{1}{n}\sqrt{\sum_{i-1}^{n} x_i^2}$$

3. Знаходять похибку кожного виміру:

$$\Delta x_i = x - x_i$$

4. Визначають середню квадратичну похибку середнього арифметичного:

$$S_n = \sqrt{\frac{\sum \Delta x_i^2}{n(n-1)}}$$

5. При виконанні роботи надійна ймовірність $\alpha = 0{,}95$

6. Коефіцієнт Стьюдента для надійності $\alpha = 0{,}95$ і $k = 0{,}99$ дорівнює 2,0 (див. додаток 1).

7. Відшукується надійний інтервал (похибка результату вимірювання):

$$\Delta x = t(\alpha, k) \cdot S_n$$

8. Коли величина похибки результату вимірювань $\Delta x = t(\alpha, k) \cdot S_n$ виявиться рівною порядку похибки вимірювального приладу Δa (похибка) лічильника імпульсів σ_x, $\sigma_x = \pm 2$, то як границю надійного інтервалу треба взяти величину:

$$\Delta x_0 = \sqrt{t^2(\alpha, k) \cdot S_x^2 + (\sigma_x)^2}$$

9. Остаточний результат записується у вигляді:

$$x = \overline{x} \pm \Delta x \quad \text{чи} \quad x = \overline{x} \pm \Delta x_0$$

Значення величини середнього арифметичного і надійного інтервалу краще записати цілими числами, тому що лічильник, який використовується, може вимірювати лише ціле число імпульсів і його похибка дорівнює ± 2 одиниці.

10. Оцінюється відносна похибка результатів вимірювань за формулою:

$$\varepsilon = \frac{\Delta x}{x} \cdot 100\% \text{ або } \varepsilon = \frac{\Delta x_0}{x} \cdot 100\%$$

Якщо вимірювання непрямі, то обробку результатів можна проводити в такій послідовності (похибки – випадкові!)

1) Для кожної серії вимірювань, що потрібні для визначення шуканої величини, проводиться обробка так, як описано вище (для прямих вимірювань): відмітимо, що для усіх величин аргументів задається одне й те ж значення надійної ймовірності α.

2) Оцінюється точність результатів непрямих вимірювань за формулою (13.9), причому похідні обчислюються по середніх значеннях вимірюваних величин.

3) Остаточний результат записується у вигляді:

$$f = (x, y, z, ...) = f(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z}, ...) \pm \Delta f$$

4) Визначається відносна похибка результату серії непрямих вимірювань:

$$\varepsilon = \frac{\Delta f}{f} \cdot 100\%$$

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Скласти схему згідно рис.2. Ознайомитись з описом звукового генератора ГЗ=34 і лічильника імпульсів ПСТ-100 (чи ПСО2-08).

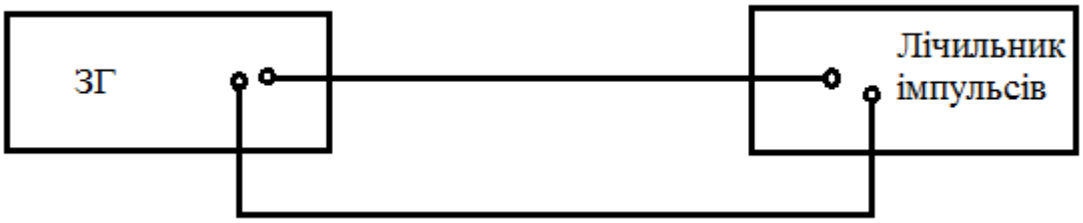


Рис.2

2. Подати на лічильник імпульсів від звукового генератора сигнал частотою 500 Гц, напругою 0,5-1 В.

3. Підрахувати число імпульсів за 5 с (час фіксувати кнопкою «стоп» і «пуск» лічильника імпульсів). Вимірювання провести 100 разів. Повторити ті ж виміри для частоти 1000 Гц.

4. Провести обробку результатів вимірювань згідно розглянутої вище методики (для прямих вимірювань). Заповнити таблицю 2.

5. Побудувати графік експериментального розподілу похибок : по вісі абсцис відкласти величину відхилу від середнього, а по вісі ординат – відносне число вимірювань в заданому інтервалі додержуючись масштабу: по осі Ох 1 см відповідатиме похибка 20 одиниць, по Оу 1 см – 1 похибці, яка попала в цей інтервал. Тому що похибки можуть бути обох знаків, то графік буде лежати в першому і другому координатних кутах.

Наприклад, ви отримали для 1000 Гц такі результати похибок окремих вимірів: 21, -11, 4, 57, 51, 42, 17, 21, -34, 9, -19. Для побудови графіка треба підрахувати, скільки похибок потрапило до інтервалу, наприклад, від 0 до 20. В даному випадку це число 3. Його і треба відкласти від середини інтервалу, тобто від 10. Скільки потрапило від -20 до 0? Ця точка буде лежати на 2 см вище над точкою -10 на осі Ох. Останні інтервали: від 140 до 160 та від -160 до -140. Експериментальні точки сполучаються прямими лініями.

При підрахунках, додатну похибку, яка дорівнює межі інтервалу, треба відносити до попереднього інтервалу, тобто, наприклад, похибка, яка дорівнює 40, відноситься до інтервалу від 20 до 40, а від'ємну – до наступного інтервалу (-40 до інтервалу від -40 до -20). Для порівняння з теоретичним розподілом похибок наносять на побудований графік гаусівську криву.

Для побудови кривої розподілу Гауса необхідно у формулу для нормального розподілу Гауса підставити замість Δx значення середини інтервалів вісі Ох попереднього графіка, величину σ, яка вже підрахована за експериментальними даними, і отримати значення *y*, його відкладають в певному масштабі від середин інтервалів.

6. Обчислити похибку вимірювання для $n = 100, 50, 10,$ використавши коефіцієнти Стьюдента, і знайдені згідно таблиці.

7. Користуючись таблицею 1, оцінити необхідне число вимірювань для одержання випадкової похибки $\varepsilon = \frac{\Delta x}{\sigma}$ з надійністю 0,95, причому σ визначити експериментально, а $\Delta x = 0{,}1 \cdot \sigma_{x_{сист}}$, де $\sigma_{x_{сист}}$ – систематична похибка вимірювань, що визначається типом приладу.

Контрольні запитання

1. Дати означення вимірювання. Як класифікуються вимірювання за різними ознаками?
2. Що називається похибкою, точністю, правильністю вимірювання?
3. Яка існує класифікація похибок вимірювання?
4. Які існують способи зменшення похибок?
5. Що таке найбільш ймовірне значення вимірюваної величини?
6. Що таке середньо квадратична похибка?
7. Що таке дисперсія? Як її визначають?
8. Які властивості має нормальний розподіл?
9. Дайте означення надійного інтервалу та граничної (надійної) похибки середнього арифметичного.
10. Дати характеристику розподілу Стьюдента для похибок, як випадкових величин.
11. Чому збільшення кількості вимірювань лише до певного значення приводить до зменшення випадкової похибки, а подальші вимірювання не впливають на її величину?
12. Охарактеризуйте методику математичної обробки прямих і непрямих вимірювань.

Лабораторна робота №13
ВИВЧЕННЯ ОПТИЧНОГО ПОГЛИНАННЯ ФІЛЬТРІВ ЗА ДОПОМОГОЮ СПЕКТРОФОТОМЕТРА СФ-14

Обладнання і матеріали: світлофільтри трьох різних кольорів, спектрофотометр СФ-14, діаграмний папір.

Теоретичні відомості

Під час проходження світла через довільне середовище внаслідок взаємодії електромагнітних хвиль з середовищем відбувається втрата енергії хвилі. Це процес називається поглинанням світла середовищем.

В класичній електродинаміці процес поглинання світла пояснюється тим, що електрони, які входять до складу середовища, під дією поля хвилі виконують вимушені коливання. Тому ці електрони стають джерелами вторинних електромагнітних хвиль, які є когерентними хвилями. Частина енергії вторинних хвиль перетворюється в інші види, які в кінцевому результаті приводять до зменшення амплітуди результуючих коливань, тобто поглинанню світла.

Згідно квантових уявлень під час проходження пучка фотонів через середовище їх частина віддає свою енергію та переводить електрони в атомі, атоми чи іони в молекулі з одного енергетичного рівня на інший, при чому зворотний перехід можливий без утворення фотонів, що і веде до втрати енергії пучка фотонів.

При поглинанні світла однорідним ізотропним середовищем його інтенсивність зменшується (рис.1).

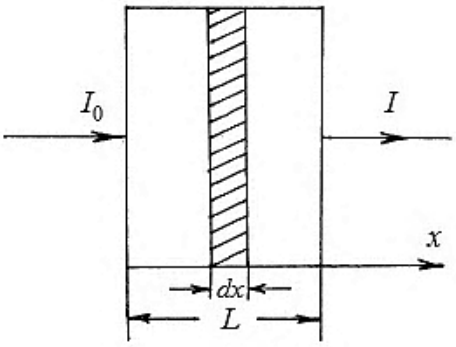


Рис.1

Коли на циліндричний зразок товщиною L падає світло інтенсивністю I_0, то інтенсивність випромінювання, що проходить через зразок, визначається законом Бугера-Ламберта:

$$I = I_0 e^{-k_\lambda L} \qquad (13.1)$$

де k_λ – коефіцієнт поглинання (в літературі позначається α).

Цей закон справедливий лише для строго монохроматичного випромінювання, що падає перпендикулярно до поверхні зразка і не зазнає відбивання на обох його поверхнях.

Інтенсивність поглинутого світла середовищем товщиною *dx* пропорційна інтенсивності падаючого випромінювання і товщині шару:

$$dI = -k_\lambda I dx \qquad (13.2)$$

де $k_\lambda = -\frac{dI}{Idx}$ – коефіцієнт поглинання середовища – фізична величина, що чисельно рівна інтенсивності випромінювання, що поглинається середовищем товщиною в одиницю, коли інтенсивність падаючого випромінювання рівна одиниці.

$$\left[k_\lambda\right] = \left[м^{-1}\right]$$

Залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі називається спектром поглинання.

Явище поглинання визначається з особливостей взаємодії квантів світла з окремими атомами. Коли взаємодія між ними відсутня або дуже мала (розріджені атомні гази), то характер поглинання визначається лише взаємодією між квантами і окремими атомами. Така взаємодія має резонансний характер і при зміні падаючого світла залежність

$$k_\lambda = f(\lambda)$$

має вигляд лінійчатого спектру.

Щоб виключити залежність спектра поглинання $I(L,\lambda)$ від спектра джерела вводять кілька величин, що характеризують лише поглинаючу речовину.

1. Коефіцієнт пропускання T (пропускання) – процес проходження випромінювання крізь тіло (середовище):

$$T(\lambda) = \frac{I(d,\lambda)}{I_0(\lambda)} = e^{-k_\lambda L}$$

Залежність $T(\lambda)$ називають спектром пропускання.

При цьому $0<T<1$ (0%<T<100%).

2. Оптична густина поглинаючої речовини *D* – міра непрозорості шару речовини для світлових променів і виражається співвідношенням:

$$D(\lambda) = \ln\frac{I_0(\lambda)}{I(L,\lambda)} = \ln\left(\frac{1}{T(\lambda)}\right) = k_\lambda L$$

$0 < D < \infty$

3. Коефіцієнт поглинання що визначається співвідношенням

$$k_\lambda = \frac{D(\lambda)}{L} = \frac{1}{L}\ln\frac{1}{T(\lambda)} = \frac{1}{L}\ln\frac{I_0(\lambda)}{I(L,\lambda)}$$

$0 < k_\lambda < \infty$

В напівпровідниках спостерігається п'ять видів оптичного поглинання: власне, екситонне, домішкове, поглинання вільними носіями, поглинання решіткою.

1. ***Власне поглинання.*** Якщо при поглинанні напівпровідником кванта випромінювання електрони валентної зони, набуваючи додаткової енергії, що перевищує чи рівна ширині забороненої зони, переходять в зону провідності, то таке поглинання називається власним.

Відомі зараз напівпровідники діляться на два типи: 1 – у них мінімум енергії в зоні провідності і максимум енергії у валентній зоні досягаються при одному і тому ж значенні хвильового вектора $\vec{k}$ (рис.2).

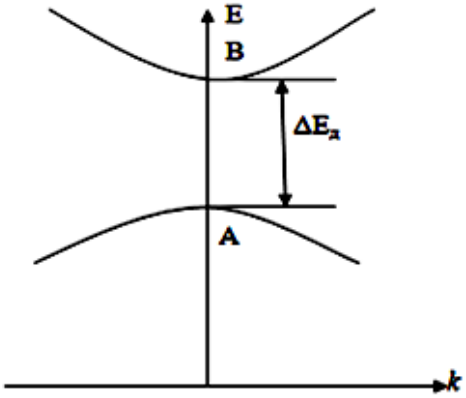


Рис.2

2 тип – це мінімум і максимум набувають своїх значень при різних значеннях $\vec{k}$, тобто $\vec{k}_{\min} \neq \vec{k}_{\max}$ (рис.3). Тому можливі переходи з валентної зони в зону провідності або без зміни хвильового вектора (прямо зонні переходи). В деяких випадках можливі непрямі (невертикальні) переходи, при яких електрон взаємодіє не лише з фотоном, але і з коливанням кристалічної решітки (фононом), а тому відбувається без збереження квазіімпульсу електрона: $\vec{k}_A = \vec{k}_B + \vec{\eta}$, де $\vec{\eta}$ - хвильовий вектор падаючого кванта.

2. ***Екситонне поглинання***. При поглинанні світла напівпровідником можливе також збудження електронів валентної зони, при якому вони не переходять в зону провідності, а утворюють з діркою, що виникає у валентній зоні, зв'язаний стан. Ця система називається екситоном. Коли просторові розміри екситона значно більші від періоду решітки, то дірка і електрон взаємодіють як два точкові заряди, що

знаходяться в середовищі з діелектричною проникністю ε. Тоді спектр енергії екситона має схожий вигляд, як і водневоподібний атом (рис.4). Коли ж ця взаємодія є кулонівською, то спектр поглинання екситона не є водневоподібним, а більш складним.

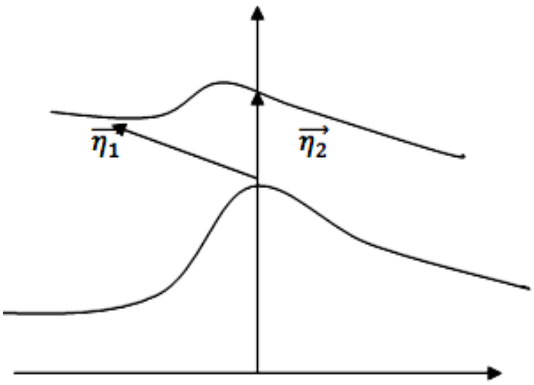


Рис.3

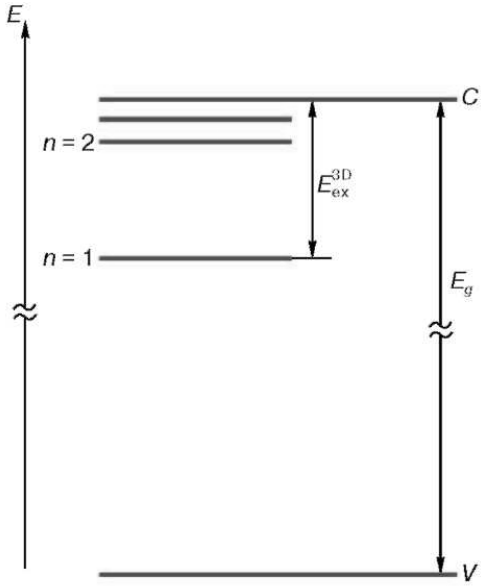


Рис.4

3. ***Домішкове поглинання***. Оптичне поглинання, що обумовлене іонізацією або збудженням домішкових центрів в кристалі, називається домішковим, якщо в напівпровіднику є донорні і акцепторні домішки, то в його забороненій зоні можуть появлятись локальні енергетичні стани чи енергетичні смуги. При освітленні такого кристалу світлом спостерігається неперервна смуга поглинання, що викликані переходами електронів з енергетичних рівнів домішок в зону провідності. Таким чином електрон валентної зони може бути переведеним при освітленні на акцепторний

рівень. Домішкові центри можуть мати і енергетичні рівні збудження. Збудження електронів домішок, тобто переведення електрона з основного стану в збуджений, проводить до появи на спектрі поглинання різких піків.

4. ***Поглинання вільними носіями.*** Під дією фононів електрони зони провідності і електрони неповністю заповненої валентної зони можуть переходити всередині зони з одного рівня на інший. Це так звані внутрішньо зонні переходи, які проходять з порушенням правил відбору. Таким чином, такі переходи можливі лише тоді, коли разом з поглинанням фотона відбувається поглинання чи випромінювання фонона.

5. ***Поглинання решіткою***. Коли оптичне поглинання напівпровідника пов'язане зі зміною коливальної енергії атомів решітки, то таке поглинання називається решітковим. У зв'язку з тим, що решітка може поглинати енергію електромагнітного поля лише при певних значеннях енергії фотона, то спектр поглинання решітки характеризується рядом піків поглинання вільними носіями. Таке поглинання не залежить від наявності домішок та інших дефектів решітки, що дає змогу виділити його з інших видів поглинання.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Оптична схема і принцип дії спектрофотометра СФ-14 описано в інструкції до приладу (*див. Додаток 3*)

Загальний вигляд установки подано на рис. 5

Рис.5

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Встановіть всі перемикачі на панелі спектрофотометра в положення «включено» і увімкніть живлення пристрою.

2. При піднятому пері встановіть рукоятку 9 (рис.1 додатку 3) на початкову поділку 400 нм шкали довжин хвиль 10.

3. Прикріпіть бланк на барабані 11 записуючого пристрою. Для цього підняти прижим 12, підсунути бланк знизу під барабан і щільно обмотати бланк навколо барабана, зсуваючи його в притик до бортика барабана справа. Опустити прижим. Якщо при опусканні пера його кінчик не співпадає з поділкою 400 нм, повернути барабан, взявшись за нього рукою так, щоб перо співпало з початком шкали довжин хвиль. Підняти перо.

4. Після того, як пристрій прогрівся (15-20 хвилин) увімкніть на панелі 7 джерело світла вимикачем «лампа».

5. Увімкнути на панелі 7 вмикачі «прерыватель» і «отработка».

6. Поставте рукоятку «усиление» 13 так, щоб воно не було занадто великим і не дуже малим. Установку підсилення варто проводити при піднятому пері.

7. Установіть шкалу запису і перевірте нуль шкали.

8. Установіть зразок в лівий канал кюветного відділення, а кювету порівняння в правий. Закрити кришку кюветного відділення.

9. Установіть на панелі 7 перемикач «скорость развертки спектра» в положення «3».

10. Увімкніть на панелі 7 вимикач «развертка спектра», попередньо опустивши перо до упору.

11. Після закінчення запису вимкнути вимикач «развертка спектра» і прокрутити барабан до поділки 400 нм в тому ж напрямі, що й вівся запис. При цьому перо автоматично піднімається і лінійка прижиму проходить під ним.

12. Поставте наступний зразок і почніть новий запис.

13. Після закінчення роботи прибрати кювети, підняти перо і вимкнути усі вимикачі справа наліво.

14. З отриманих графіків визначити коефіцієнт поглинання k_λ та оптичну густину $D(\lambda)$.

Контрольні питання

1. Що таке поглинання світла? Як цей процес пояснюється класичною та квантовою теоріями?

2. Сформулюйте закон Бугера-Ламберта.

3. Що називається коефіцієнтом поглинання середовища? Від чого він залежить?

4. Які відомі механізми поглинання світла напівпровідниками? Поясніть їх суть.

5. Що таке коефіцієнт пропускання та оптична густина поглинаючої речовини? Як коефіцієнт поглинання пов'язаний з цими величинами?

6. Яким способом можна виміряти коефіцієнт пропускання даної речовини?

7. Принцип роботи спектрофотометра СФ-14

8. В чому перевага двохпроменевого спектрофотометра від однопроменевого?

9. Яким способом ми можемо одним фотоелементом порівняти інтенсивність двох променів в спектрофотометрі СФ-14?

Лабораторна робота №14
ДОСЛІДЖЕННЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ У ДИФРАКЦІЙНОМУ СПЕКТРІ

Обладнання і матеріали: лазер, оптична лава, дифракційна та голографічна ґратки, легка тринога, фотометр ФІ-2, вольтметр В7-37, лінійка учнівська, стрічка вимірювальна.

Теоретичні відомості

Дифракцією називають процеси, пов'язані з відхиленням хвиль від прямолінійного поширення на межі непрозорих для них перешкод. Ці процеси супроводжуються інтерференційним перерозподілом енергії. Огинаючи перешкоду, хвиля заходить в область геометричної тіні. Дифракція світла супроводжується інтерференцією дифрагованих променів. Дифракція виникає в тому випадку, коли фронт хвилі не є безмежним, а частково екранований. Наприклад, поблизу кордонів непрозорих або прозорих тіл, крізь малі отвори. Інтенсивність при дифракційних явищах можна наближено розрахувати, користуючись принципом Гюйгенса - Френеля.

Розрізняють два випадки дифракції світла: дифракцію Френеля, або дифракцію в променях, що сходяться, і дифракцію Фраунгофера, або дифракцію в паралельних променях. У першому випадку на перешкоду падає сферична або плоска хвиля, а дифракційна картина спостерігається на екрані, що знаходиться за перешкодою на кінцевій відстані від нього.

У другому випадку на перешкоду падає плоска хвиля, а дифракційна картина спостерігається на екрані, який знаходиться в фокальній площині збиральної лінзи, встановленої на шляху світла, що пройшло через перешкоду. Розглянемо дифракцію Фраунгофера на щілині (рис.1).

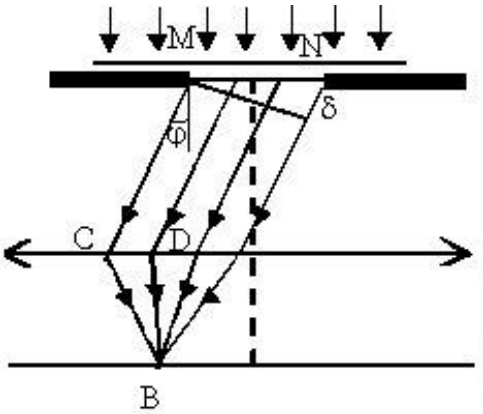


Рис.1

Для спостереження дифракції Фраунгофера необхідно точкове джерело помістити у фокусі лінзи, що збирає, а дифракційну картину можна

досліджувати у фокальній площині другої збірної лінзи, установленої за перешкодою.

Нехай монохроматична хвиля падає нормально до площини нескінченно довгої вузької щілини ($l \gg a$, l – довжина, a – ширина). Відповідно до принципу Гюйгенса – Френеля усі точки щілини є когерентними джерелами світла, що коливаються в одній фазі. Оптична різниця ходу між крайніми променями MC і ND, що йдуть від щілини в довільному напрямку φ, дорівнює $\delta = a\sin\varphi$.

Розіб'ємо щілину MN на зони Френеля, які мають вигляд смуг, паралельних ребру M щілини. Ширина кожної смуги вибирається так, щоб різниця ходу від країв цих зон була рівна λ/2, тобто всього на ширині щілини укладеться $\frac{\delta}{\lambda/2}$ зон. Оскільки світло на щілину падає нормально, то площина щілини збігається із фронтом хвилі, отже, усі точки фронту в площині щілини будуть коливатися синфазно. Амплітуди вторинних хвиль у площині щілини будуть рівні, тому що обрані зони Френеля мають однакові площі й однаково нахилені до напряму спостереження. Усі зони в заданому напрямі випромінюють світло абсолютно однаково. При інтерференції світла від кожної пари сусідніх зон амплітуда результуючих коливань дорівнює нулю, оскільки ці зони викликають коливання з однаковими амплітудами, але з протилежними фазами.

Результат інтерференції в точці B визначається тим, скільки зон Френеля вкладається в щілині. Якщо число зон парне, то

$$a \cdot \sin\varphi = \pm 2k(\lambda/2) \ (k = 1,2\ldots)$$

і спостерігається дифракційний мінімум. Якщо число зон непарне:

$$a \cdot \sin\varphi = \pm(2k + 1)(\lambda/2)$$

спостерігається дифракційний максимуму. Число k називається порядком дифракційного максимуму (мінімуму).

Вираз для кутового розподілу інтенсивності світла при дифракції на щілині:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2(\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda})}{(\frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda})^2}$$

З формули видно, що $I_\varphi = I_{-\varphi}$, тобто дифракційна картина є симетричною відносно центрального максимума.

Звуження щілини приводить до розширення головного максимуму й зменшенню його яскравості (те ж і з іншими максимумами). При розширенні

щілини (a>λ) максимуми будуть яскравіше, але дифракційні смуги стають вужче, а число самих смуг – більше.

Найбільше число спостережуваних дифракційних максимумів або мінімумів повинне бути $k \le \frac{a}{\lambda}$.

При ширині щілини, меншої довжини хвилі, мінімуми взагалі не виникають. У цьому випадку інтенсивність світла монотонно спадає від середини картини до її країв.

При a>> λ у центрі виходить різке зображення джерела світла, тобто має місце прямолінійне поширення світла.

Розглянувши дифракцію на вузьких щілинах, можна прийти до висновку, що із збільшенням числа щілин дифракційні максимуми стають більш вузькими і одночасно росте їхня інтенсивність, бо зростає кількість світла, що пропускається усією системою щілин.

На цьому заснована дія дифракційної ґратки, що являє собою прозору пластинку, на якій нанесена серія непрозорих смуг. Прозорі ділянки ґраток розглядаються як щілини.

При падінні світла на дифракційну решітку в усіх щілинах виникають вторинні когерентні хвилі, які внаслідок дифракції утворюють в фокальній площині лінзи інтерференційну картину, що складається з великої кількості максимумів і мінімумів різної інтенсивності. Ця картина відтворює інтерференцію як променів, що пройшли кожну окрему щілину, так і променів, що пройшли різні щілини і падають на лінзу під однаковими кутами. Останні і утворюють найбільш інтенсивні максимуми, що називаються головними.

Зі збільшенням числа щілин ґратки, головні дифракційні максимуми, що обумовлені співвідношенням $d\,sin\,\varphi = k\lambda$, ($d$ – період дифракційної решітки) залишаються на місцях, але стають при цьому яскравішими.

Між головними максимумами знаходяться головні мінімуми. Вони виникають у тих напрямках, у яких ні одна з щілин не випромінює світла. Тобто, умова головних мінімумів така ж, як і у випадку однієї щілини: $asin\varphi = \pm k\lambda$, k = 1,2, 3... Крім того, внаслідок інтерференції променів, які йдуть від ідентичних точок різних щілин, в деяких напрямах виникають додаткові мінімуми. Їх число залежить від кількості штрихів гратки N і визначається співвідношенням:

$d\sin\varphi = \pm n\lambda + p\frac{\lambda}{N}$, де n = 0, 1, 2, ...; p = 1, 2, ... N-1.

Ця формула є умовою додаткових мінімумів. Вона визначає, що між головними максимумами розміщаються N-1 додаткових мінімумів. Тому чим більше щілин, тим більше мінімумів між максимами і тим контрастнішою стає дифракційна картина.

Оскільки результуюча амплітуда в головних максимумах A дорівнює сумі амплітуд усіх коливань A_1, що йдуть в одну точку від кожної з N щілин ґратки, то $A = NA_1$. Враховуючи, що інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, одержуємо $I \sim N^2$. Розподіл інтенсивності світла в дифракційному спектрі буде мати вигляд, що поданий на рис. 2.

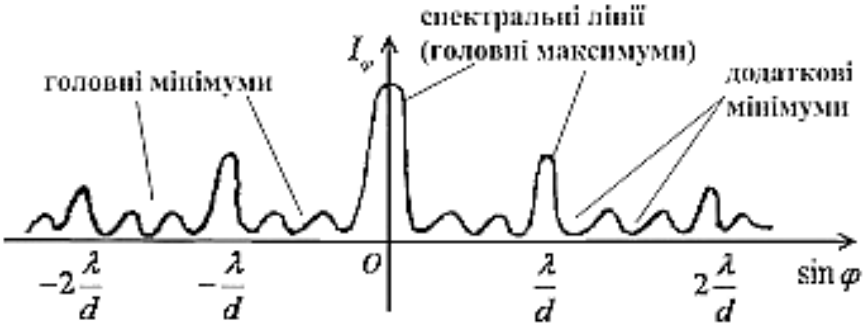


Рис.2

Відстань між головними максимумами для визначеної довжини хвилі λ залежить від періоду ґратки $d = a + b$. Розподіл інтенсивності окремих максимумів визначається співвідношенням між шириною щілини (прозорого проміжку) a і періодом ґратки d (b - непрозорий проміжок між двома щілинами). Коли d і a співрозмірні, деякі головні максимуми будуть відсутні (див. табл.).

Співвідношення між d і a	Інтенсивність максимумів, відн. од.				
	Нульового	Першого	Другого	Третього	Четвертого
$d=2a$	100	40	0	4,5	0
$d=3a$	100	67,5	17	0	4,2

Таким чином дифракційна картина від решітки залежить від N і від відношення d/a.

Виготовлення якісних дифракційних ґраток є досить складним завданням. Для цього установка монтується на глибоко уритому в землю масивному фундаменті, а в приміщенні підтримується постійна з точністю до 0,01 К температура. Виготовлення однієї ґратки триває до 7 діб за умови, що час нанесення одного штриха становить 3 с.

Незважаючи на високу досконалість промислового виготовлення ґраток, у них дуже часто спостерігаються дефекти, які викликають зміни в

розподілі інтенсивності головних максимумів і навіть до виникнення додаткових максимумів, що призводить до помилок під час аналізу спектрів.

Нині розроблена нова технологія виготовлення ґраток, яка заснована на створені періодичного розподілу результату інтерференції лазерного випромінювання на світлочутливому фотоматеріалі. Такі ґратки є голографічними, мають високу якість; виготовляються вони для видимої та ультрафіолетової ділянок спектра до 6000 штрихів на 1 мм і розмірами порядку 600х400 мм. Голографічним ґраткам не властиві дефекти, пов'язані з періодичними і випадковими помилками при нанесенні штрихів: вони не мають додаткових максимумів, майже не дають розсіяного світла, що дуже важливо для багатьох наукових досліджень.

Умова утворення максимумів у випадку голографічних, тобто синусоїдальних ґраток має вигляд $d \sin\varphi = \lambda$ на відміну від умови $d \sin\varphi = k\lambda$, що характеризує звичайні дифракційні ґратки, тобто дифракція на синусоїдальних ґратках приводить до утворення максимуму тільки першого порядку (k=±1) на відміну від звичайних, релеєвських ґраток, що дають крім нульового максимуму і максимуми ±1, ±2 та вищих порядків.

Дослідження характеру розподілу світлової енергії в дифракційному спектрі дозволяє встановити відмінність голографічних від звичайних релєєвських ґраток.

Якщо на гратку спрямувати сильний паралельний промінь лазера, то дифракційну картину можна спостерігати без лінзи на екрані, що знаходиться на великій відстані

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Для дослідження інтенсивності дифракційних максимумів прилади розташовують за схемою, зображеної на рис.3

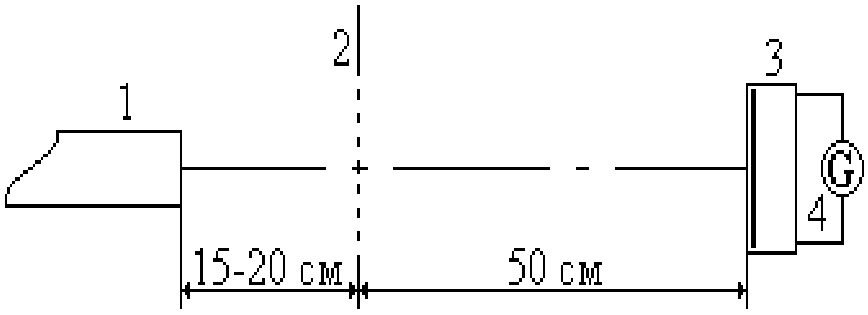


Рис.3. Схема установки: 1 – лазер, 2 – дифракційна гратка, 3 – фотометр, 4 – вольтметр В7-37.

В роботі використовується фотометр інтегральний ФІ-2. Інструкція до приладу подана в *додатку 4.*

Фотометр закривають чорним папером, у центральній частині якого прорізана щілина шириною ≈2 мм, а над нею приклеєна стрілка-покажчик. Фотометр встановлюють у легку триногу (наприклад, з набору лінз і дзеркал) і розташовують на рівні осі лазерного випромінювання. Дещо вище фотометра перпендикулярно до випромінювання розташовують лінійку, закріплену в лапці іншого штатива так, щоб нульовий головний дифракційний максимум попадав на її середину. Загальний вигляд установки подано на рисунку 4.

Рис.4

Вмикають лазер і коректують розташування усіх деталей.

Переміщуючи фотометр через кожні 5 мм, записують значення фотоструму в залежності від відстані щодо центрального /нульового/ максимуму. Тим самим досліджують розподіл світлової енергії в дифракційних максимумах.

За даними вимірювань будують графік залежності фотоструму від відстані, тобто будують криву розподілу інтенсивності лазерного випромінювання у дифракційному спектрі.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати установку за схемою, показаною на рисунку 3.

2. Під контролем викладача увімкнути лазер і розташувати деталі вздовж осі випромінювання так, щоб центральний максимум попадав у центр лінійки.

3. Встановити ґратки і записати покази гальванометра при зсуві фотометра уздовж лінійки через кожні 5 мм. При розташуванні фотоелемента

в області головних максимумів зміщення доцільно зменшити до 2...3 мм. Повторити вимірювання в зворотному напрямі.

4. За отриманими результатами вимірювань побудувати графік $I = f(r)$- криву інтенсивності дифракційних максимумів для кожної з граток.

5. Використовуючи отримані в роботі результати вимірювань, знаючи період дифракційних ґраток, визначити довжину хвилі випромінювання лазера.

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція? Які є види дифракції?
2. В чому полягає метод зон Френеля для дифракції на щілині?
3. Як розподіляється інтенсивність світла при дифракції на щілині?
4. Як зміна ширини щілини впливає на вигляд дифракційних максимумів?
5. Що таке дифракційна ґратка і яке її призначення?
6. Як розподіляється світлова енергія у спектрі утвореному дифракційною граткою?
7. Як залежить інтенсивність світла в дифракційному спектрі від кількості щілин гратки?
8. Які труднощі виникають при виготовленні звичайних релеєвських ґраток?
9. Чим відрізняється інтенсивність дифракційних спектрів для звичайної і голографічної ґраток?
10. Чому в роботі доцільно використовувати лазер?
11. Принцип роботи фотометра ФІ-2.

ДОДАТКИ

Додаток 1

Коефіцієнти Стьюдента

n	Значення α												
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99	0,999
2	0,16	0,33	0,51	0,73	1,00	1,38	2,0	3,1	6,3	12,7	31,8	63,7	63,6
3	0,14	0,29	0,45	0,62	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7,0	9,9	31,6
4	0,14	0,28	0,42	0,58	0,77	0,98	1,3	1,6	2,4	3,2	4,5	5,8	12,9
5	0,13	0,27	0,41	0,57	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	4,6	8,6
6	0,13	0,27	0,41	0,56	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	4,0	6,9
7	0,13	0,27	0,40	0,55	0,72	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	3,7	6,0
8	0,13	0,26	0,40	0,55	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	3,5	5,4
9	0,13	0,26	0,40	0,54	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,3	2,9	3,4	5,0
10	0,13	0,26	0,40	0,54	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	3,3	4,8
11	0,13	0,26	0,40	0,54	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,2	2,8	3,2	4,6
12	0,13	0,26	0,40	0,54	0,70	0,87	1,1	1,4	1,8	2,2	2,7	3,1	4,5
13	0,13	0,26	0,40	0,54	0,70	0,87	1,1	1,4	1,8	2,2	2,7	3,1	4,3
14	0,13	0,26	0,39	0,54	0,69	0,87	1,1	1,4	1,8	2,2	2,7	3,0	4,2
15	0,13	0,26	0,39	0,54	0,69	0,87	1,1	1,3	1,8	2,1	2,6	3,0	4,1
16	0,13	0,26	0,39	0,54	0,69	0,87	1,1	1,3	1,8	2,1	2,6	2,9	4,0
17	0,13	0,26	0,39	0,54	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,6	2,9	4,0
18	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,6	2,9	4,0
19	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,6	2,9	3,9
20	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,9	3,9
21	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,8
22	0,13	0,36	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,8
23	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,8
24	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,8
25	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,7
26	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,8
27	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	2,8	3,8
28	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,0	2,5	2,8	3,8
29	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,0	2,5	2,8	3,8
30	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,0	2,5	2,8	3,8
31	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,0	2,5	2,8	3,8
40	0,13	0,26	0,39	0,53	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,0	2,4	2,7	3,6
60	0,13	0,25	0,39	0,53	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	2,7	3,5
120	0,13	0,25	0,39	0,53	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	2,6	3,4

Додаток 2

Мікрофотометр МФ-2

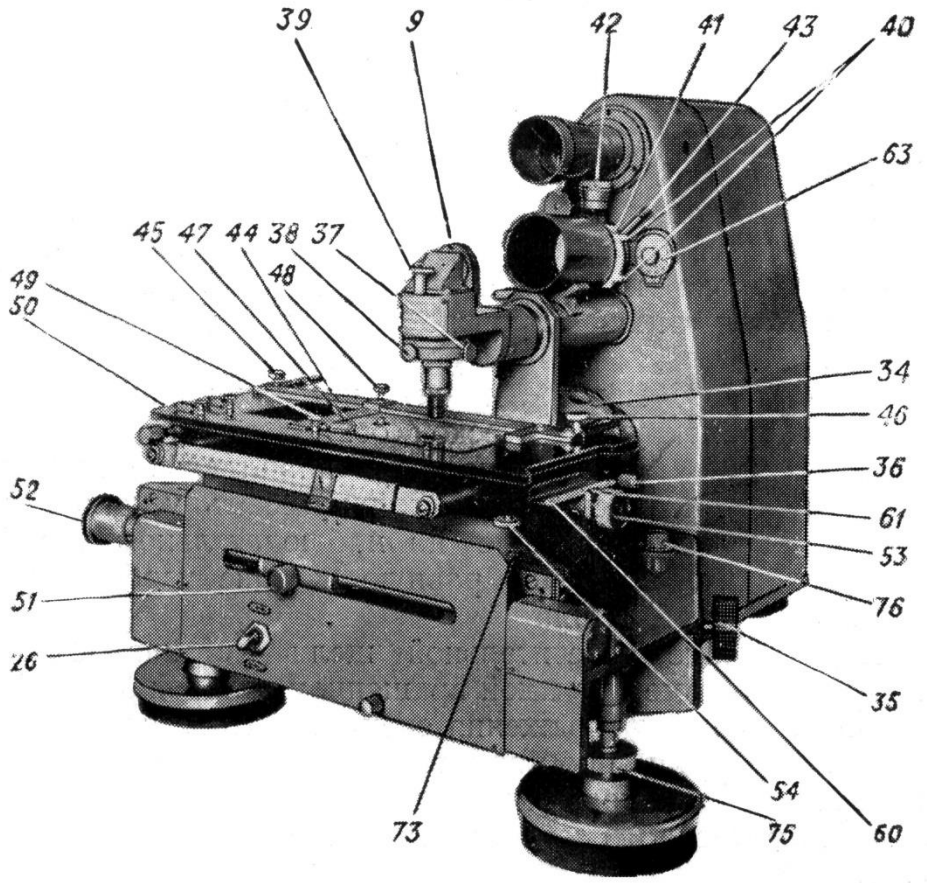


Рис. 1

Всі частини приладу змонтовані на горизонтальній основі. Ліхтар 34 (рис.1) включає в себе лампу, два конденсори і шкалу для відліку вимірювальних величин. Освітлювальна щілина служить для зменшення інтенсивності світла, що падає на фотоелемент. Фокусування зображення щілини на емульсійний шар фотопластинки проводиться обертанням маховика 35. Рукояткою 36 можна змінювати ширину щілини і обертати її навколо оптичної вісі, що дозволяє встановлювати освітлювальну щілину паралельно до вимірювальної. Освітлювальну щілину треба встановлювати так, щоб її зображення на екрані було приблизно рівне ширині лінії, що фотометрується. Зображення освітлювальної щілини встановлюється симетрично до вимірювальної щілини за допомогою обертання головок 37 і 38.

Вимірювальна (верхня) щілина служить для обмеження розмірів ділянки спектрограми, яка досліджується. Висота щілини регулюється двома планками 40. Величина переміщення кожної планки від нульового положення, (при якому планки зійдуться в центрі шкали, закривши її

повністю) визначається по шкалі 41 з ціною поділки 1 мм і досягає 10 мм. Висота щілини дорівнює сумі переміщень обох планок. Ширина щілини змінюється обертанням барабана 42. Один оберт барабана відповідає 1 мм ширини щілини; ціна поділки барабана 0,01 мм. Для нахилу щілини служить рукоятка 43. Столик для фотопластинок має спеціальне пристосування – лінійку 44 з упором, що дозволяє встановлювати зняту із столика фотопластинку на попереднє місце. Лінійка кріпиться до столика гвинтами 45 і 46. Вимірювана фотопластинка підсувається правим кінцем до упору лінійки, а лівим упором буде рухома планка 47. Переміщення цієї планки дозволяє закріплювати пластинки різної довжини. Після встановлення в потрібне положення планка фіксується гвинтом 48. Фотопластинка притискується до столика пружинними лапками 49.

Для правильної орієнтації спектрів відносно направляючого столика потрібно повернути направляючу лінійку, відпустивши гвинт 45.

В поздовжньому напрямі столик можна переміщати на 210 мм, для швидкого переміщення його потрібно звільнити гайку 51. Мікрометричне переміщення столика виконується обертанням барабана 52 після закріплення гайки 51; ціна поділки барабана – 0,01 мм, межі переміщення столика при використанні мікрометричного механізму - 25 мм. Поперечне переміщення проводиться обертанням маховика 53 в межах до 85 мм. Ці два переміщення необхідні для точної установки ділянки спектральної лінії, що фотометрується, відносно вимірювальної щілини.

Коливання плато 50 навкруги вісі, що паралельна до повздовжнього переміщення, виконується обертання головки 54, коливання навколо осі, що паралельна поперечному переміщенню, - обертанням головки 55 (рис.2). Коливання дозволяє встановлювати фотопластинку в таке положення, при якому площина емульсійного шару буде паралельна до площини обох направляючих столика, що включає потребу додаткового Фокусування системи при кожному переміщенні столика.

Плато повертається навколо вертикальної осі рукояткою 56. Цей поворот дозволяє точно встановлювати спектральні лінії відносно направляючих переміщення столика. Шкала 57 для відліку повздовжнього переміщення столика рухається разом з ним відносно нерухомого індекса 58.

У тих випадках, коли до індекса треба підвести певну поділку шкали, не змінюючи положення столика, можна переміщати лише шкалу вздовж планки 59. Установка шкали проводиться від руки, довжина шкали - 210 мм, ціна поділки - 1 мм.

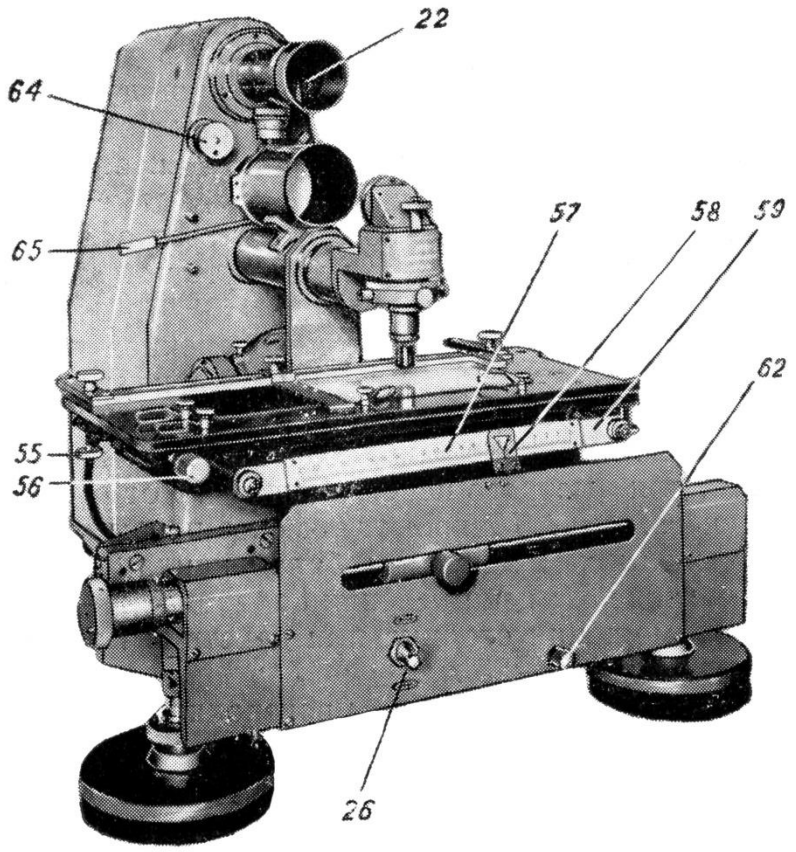


Рис.2

Мікрооб'єктиви стандартні, збільшення – 10х, апертура – 0,30. Сірий круговий клин зменшує інтенсивність світла, що падає на фотоелемент, і приводить відхил дзеркала гальванометра в межі шкали, по якій роблять відлік. Зменшити відхил можна також шляхом зменшення ширини і висоти вимірювальної щілини, але це приводить до збільшення похибок внаслідок впливу нерівностей почорніння ділянки , що фотометрується . Дякуючи змінній оптичній густині клин плавно змінює відхил. Клин обертається рукояткою 62 (рис.2). Максимальне зменшення відліку, що дається клином, - близько 96%, відлік «0" відповідає максимальному пропусканню клина, а відлік "325" – мінімальному.

Шкала відліку складається з трьох розміщених одна над однією шкал, довжина кожної шкали – 50 мм, довжина розгорнутого на матовому екрані зображення – 1000 мм. Міліметрова шкала має 1000 поділок, Із зменшенням густини почорніння ділянки, що фотометрується, відлік по шкалі збільшується. Логарифмічна шкала має поділки від "-∞" до "+∞". Із збільшенням густини почорніння відлік по шкалі збільшується.

Оскільки поле зору екрана 22 (рис.2) обмежене діафрагмою, то на ньому поміщається тільки невелика ділянка однієї з шкал. Перемикання шкал проводиться зміною нахилу дзеркала за допомогою маховичка 64 (рис.2).

Перш ніж проводити виміри, необхідно, відімкнути гальванометр від фотоелемента, поворотом рукоятки 65 добитись, щоб початок будь-якої шкали співпав з індексом на матовому екрані.

Гальванометр 23 (рис.3) і фотоелемент 13 закриті захисним кожухом 66. Для доступу до них потрібно відкинути кожух, відвівши замок 67. Гальванометр закріплений спеціальними планками 68 на підставці 69, що з'єднана з плитою мікрофотометра.

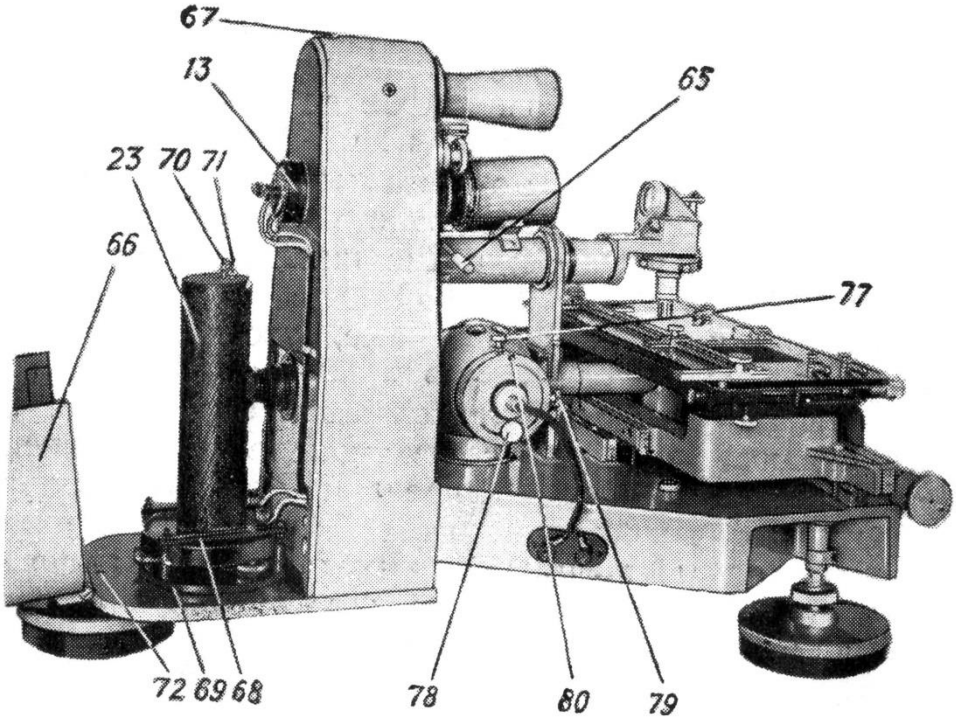


Рис.3

Гальванометр встановлено в положення, при якому прилад дає найвищу точність відліку, а тому змінювати його положення не рекомендується. У тих випадках, коли обертання рукоятки 65 недосить для того, щоб початок шкали співпав з індексом на матовому екрані, користуються коректором гальванометра; додаткове зміщення шкали досягається обережним обертанням головки 71.

Селеновий фотоелемент закріплено на задній стінці приладу. Фотоелемент відключається від гальванометра перемикачем 26 (рис.2)

Перш ніж проводити виміри, потрібно:

За допомогою гвинтів 75 (рис.1) привести бульбашку рівня на середину (76).

Обертанням головки 70 за стрілкою годинника до упору звільнити рухому частину гальванометра.

Провести юстирування спектрограми, тобто встановити фотопластинку на столик так, щоб різкість зображення спектрограми на екрані не

змінювалась при поздовжньому і поперечному переміщені і щоб при поздовжньому переміщенні зображення не зміщувалось по висоті.

Центр всіх юстувальних переміщень плато столика знаходиться в правому задньому кутку, тому при юстуванні спектрограми зручніше всього пересунути столик в крайнє ліве положення і якомога більше вперед. Тоді задній правий край фотопластинки і центр обертання юстирувальних рухів фотопластинки знаходиться під верхнім мікрооб'єктивом. Це положення і береться за вихідне при юстуванні спектрограми.

При юстуванні навколо вісі, що паралельна до поздовжнього переміщення, столик з фотопластинкою встановлюють у вихідне положення і обертанням головки 39 (рис.1) добиваються різкого зображення спектрограми на екрані; діючи маховичком 53, пересувають плато столика назад і обертанням головки 54 добиваються різкого зображення правого переднього краю спектрограми. Потім знову спектрограму повертають у вихідне положення. Якщо різкість зображення спектрограми не змінилась, то в цьому напрямі вона встановлена правильно; коли ж різкість зображення спектрограми змінилась, то вказану операцію повторюють до того часу, доки не вдасться досягти потрібного положення фотопластинки. Юстування відносно вісі, що паралельна до поперечного переміщення столика, проводиться аналогічно, але плато столика переміщають в поздовжньому напрямі, а нахил плато виконують обертаючи головку 55.

При юстуванні відносно вертикальної осі столик з фотопластинкою приводять у вихідне положення, а фотопластинку встановлюють так, щоб зображення спектральних ліній по висоті було симетричне відносно вимірювальної щілини. Потім столик пересувають в крайне праве положення; коли тепер зображення зміститься по висоті, то обертанням рукоятки 56 коректують установку плато до того часу, доки зміщення не зникне. Якщо зміщення значне і ходу рукоятки не вистачає для того, щоб повернути плато на потрібний кут, потрібно відпустити гвинт 45, звільнити направляючу лінійку і, притискуючи фотопластинку правою рукою до упора лінійки, лівою повернути лінійку разом з фотопластинкою. Остаточна установка виконується поворотом плато рукояткою 56.

Додаток 3

АВТОМАТИЧНИЙ СПЕКТОРФОТОМЕТР СФ-14

Двохпроменевий реєструючий (автоматичний) спектрофотометр СФ-14 (нова модель іде під шифром СФ-18), призначений для вимірювання коефіцієнтів пропускання, оптичної густини і коефіцієнта відбивання твердих і рідких речовин у видимій області спектра (400-750 нм).

Основні параметри спектрофотометра:

Область роботи в нм - 400-750

Монохроматор призмовий, подвійний

Відносний отвір монохроматора 1:7

Зворотна лінійна дисперсія монохроматора (нм/мм)

при довжині хвилі 400нм -	1,6
« » 500нм	4,0
« » 600нм	7,8
« » 750нм	16,5

Межі вимірювання коефіцієнтів пропускання в % 1-100

1-10

Джерело випромінювання – лампа розжарення 17 В, 170 Вт

Приймач енергії випромінювання приладу – мультилужний фотоелемент

Тривалість запису спектра в хв. від 2 до 12

Загальний вигляд спектрофотометра СФ-14 представлено на рис.1

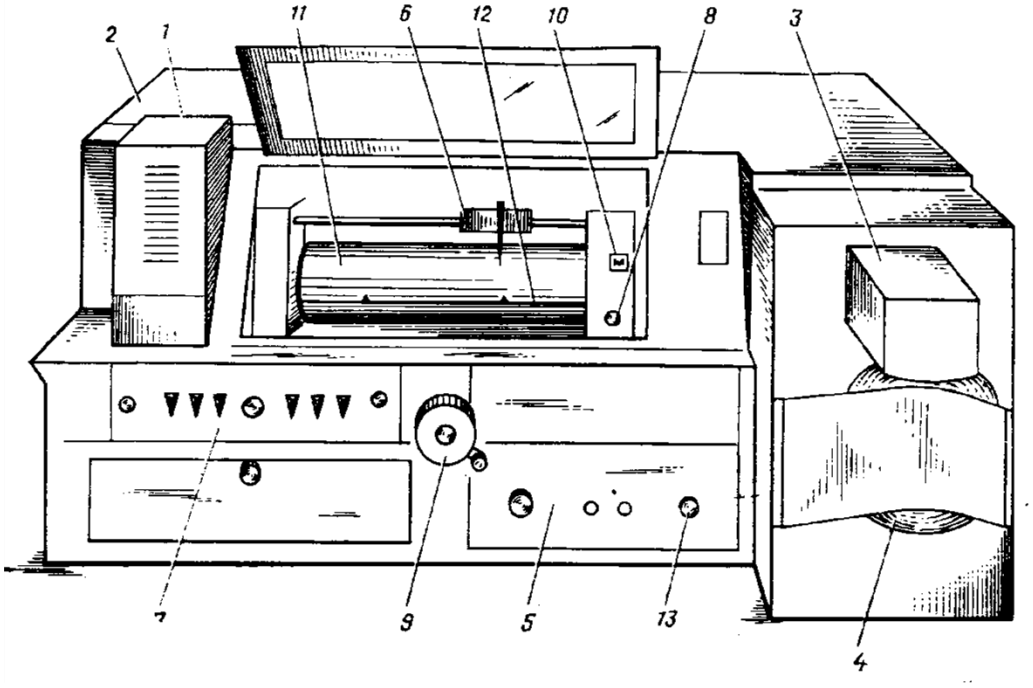


Рис.1

Він складається з освітлювача 1, подвійного монохроматора з фотометричним пристроєм 2, кюветного відділення 3, інтегруючої сфери з фотоелементом 4, блока підсилювача 5, записуючого пристрою 6 і пульта керування 7.

На рис.2 наведена оптична схема спектрофотометра.

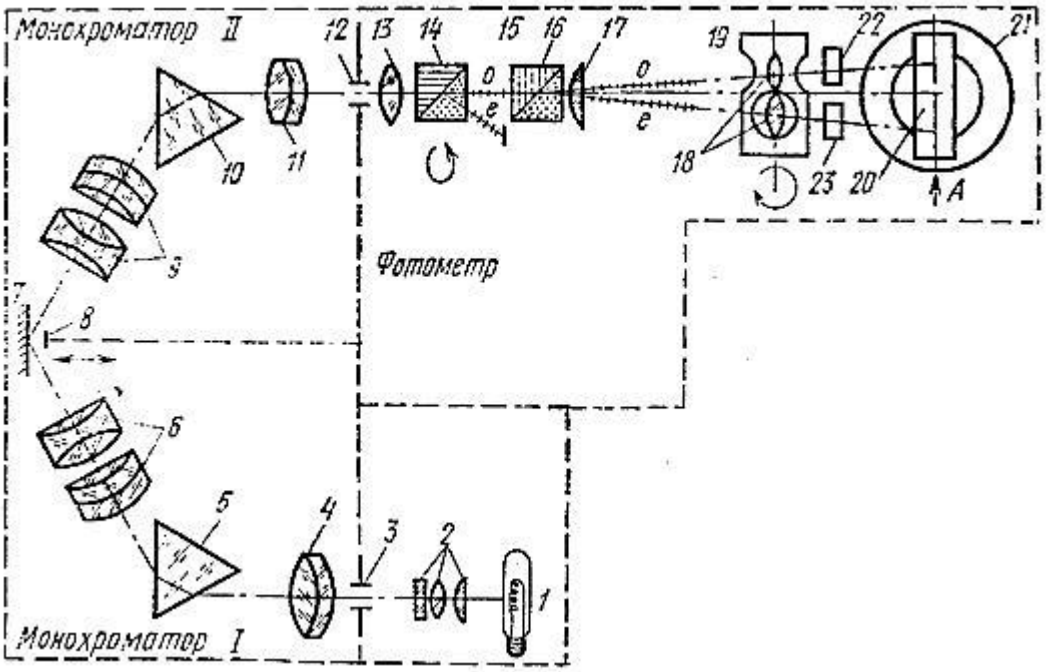


Рис.2

Нитка лампи розжарення 1 проектується конденсором 2 через вхідну щілину на об’єктив коліматора 4 першого монохроматора (на відміну від інших приладів, де джерело світла проектується на вхідну щілину). Паралельний пучок світла після коліматора диспергується призмою 5, а потім складний камерний об’єктив 6 дає спектральне зображення вхідної щілини в площині проміжної щілини подвійного монохроматора. Вона являє собою поєднання дзеркала 7 в перпендикулярного до неї ножа 8.

Переміщуючи разом дзеркало 7 і ніж 8 в напрямку стрілки можливо виділяти певний інтервал довжин хвиль. Світло виділене першим монохроматором, що вміщує невелику частину розсіяного світла, проходить через другий монохроматор (об’єктиви 9.11 і призма 10) стає ще більш монохроматичним і фіксується на вихідну щілину 12.

За вихідною щілиною розташована фотометрична частина приладу, призначення якої розділяти світловий пучок на дві рівних частини, щоб в одному пучко можна було поставити кювету з розчиненим зразком, а в другому кювету в з розчинником.

Неполяризований пучок світла, що вийшов із другого монохроматора розділяється за допомогою лінзи 13 та призми Рошона 14, на два взаємно

перпендикулярні плоско поляризовані пучки, при цьому один з них (незвичайний промінь е) зрізається діафрагмою 15, а інший (звичайний промінь о), що проходить через призму Воллостона 16 і лінзу 17, знову розділяється на два пучки (звичайний і незвичайний), що поляризовані у взаємоперпендикулярних площинах, які під деяким кутом проходять через дві лінзи 18, що знаходяться всередині барабана – модулятора 19 з вікнами. Інтенсивність пучків світла за призмою Воллостона 16 визначається кутовим положенням призми Рошона 14, яка може обертатися.

Надалі пучки світла в двох каналах почергово перекриваються модулятором 19 з частотою 50 Гц і, відхилившись на 90º призмою 20 потрапляють в інтегруючу сферу 21, проходячи попередньо кювету зі зразком 22 і кювету порівняння 23. Слід відмітити, що інтегруюча сфера необхідна тільки для вимірювання спектрів відбивання. Світло в інтегруючій сфері багаторазово відбивається і потрапляє на реєструючий фотоелемент 24. Фотоелемент, за рахунок модуляції, освітлюється почергово потоками, що пройшли або через кювету порівняння, або через зразок, що вимірюється.

Якщо світлові потоки рівні, освітленість фотоелемента буде постійною в будь-який момент часу, і змінний сигнал на вході підсилювача змінного струму створюватися не буде. При поглинанні світла в одному з каналів світлові потоки в каналі зразка і в каналі порівняння будуть різними, і у фотоелементі виникне змінний сигнал з частотою 50 Гц. Цей сигнал потрапляє на вхід підсилювача, який пов'язаний з двигуном відпрацювання, що повертає призму Рошона 14 до того моменту, поки не зникне сигнал на вході підсилювача, тобто поки не будуть рівними світлові пучки за кюветами. Одночасно з поворотом призми Рошона 14 відбувається переміщення пера, що фіксує на бланку процент пропускання досліджуваного зразка. Такий принцип роботи спектрофотометра, коли вирівнюються сигнали в каналах зразка і каналах порівняння, має назву нульового методу.

Таким чином, автоматична реєстрація спектру досліджуваного зразка (у вигляді кривої пропускання або оптичної густини) зводиться до одночасного переміщення проміжної щілини подвійного монохроматора і вирівнюванню світла в каналах зразка і каналі порівняння за допомогою повороту призми Рошона.

Додаток 4

Фотометр інтегральний ФІ-2

Прилад складається з блока вимірювання (БВ1) та блока індикації (БВ2), з’єднаних між собою. У першому вмонтовані формувачі просторової

діаграми спрямованості та два фотодіода (ФД), перетворювач струм – напруга (ПСН), джерело живлення 9 В і комутатори режимів роботи. Блок індикації являє собою переносний багато діапазонний цифровий вольтметр з автономним живленням. В основу роботи приладу закладено принцип перетворення енергій світлового потоку в напругу постійного струму з відомим коефіцієнтом перетворення з подальшим вимірюванням величини напруги. Як перетворювач струм – напруга використовується прецезійний МДМ – перетворювач на операційному підсилювачі типу LMC 6061, що дозволяє вимірювати струми до 10^{-14} А одночасно від чотирьох джерел.

Прилад має такі органи керування:

1. Вимикач внутрішнього джерела живлення 9В, тумблер розташований на панелі приладу.

2. Перемикач діаграми спрямованості.

3. Перемикач розмірності вихідного сигналу, призначений для встановлення режиму “Вимірювання потужності He-Ne лазера у ватах", або режиму вимірювання інтенсивності в довільних одиницях.

4. Перемикач чутливості приладу: в положенні “10^3” повзунка перемикача чутливість зростає в 1000 разів.

5. З’єднання з блоком індикації.

Загальний вигляд приладу зображений на рисунку 1. Електрична схема фотометра подана на рисунку 2.

Рис.1

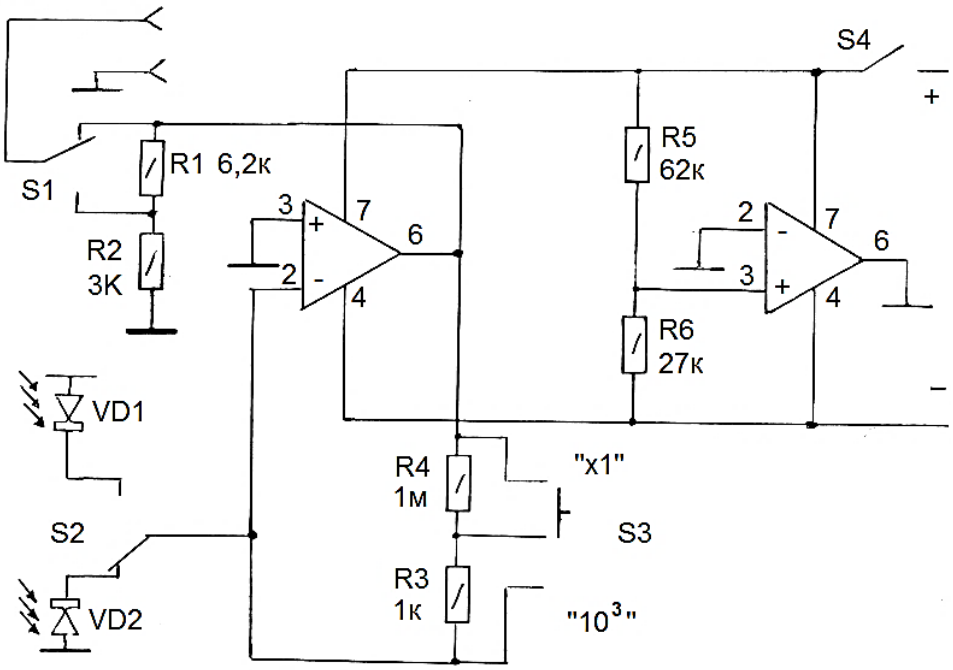


Рис.2

Технічні характеристики фотометра

1. Область спектральної чутливості, мкм 0,4-1,0
2. Діапазон вимірювання потужності монохроматичного випромінювання, мкВт, для множника ×1 5×10^{4} –50
   для множника ×1000 $50\text{-}5\times10^{-2}$
3. Час встановлення вихідного сигналу до рівня 95%, мс, не більше 0,5
4. Коефіцієнт перетворення для осьового пучка, потужність світлового потоку /напруга, λ =0,63 мкм, мВт/В
   для перемикача ×1 10
   для перемикача ×1000 10^{-2}
5. Коефіцієнт перетворення фотострум/напруга, А/В
   для перемикача ×1 10^{3}
   для перемикача ×1000 10^{6}
6. Ширина діаграми спрямованості на рівні 0,5, градуси
   вузька, не більше 4
   широка, не менше 60
7. Точність вимірювання потужності лазерного випромінювання, % ±10
8 Відтворюваність значення вимірюваної величини, % ±1 плюс одиниця останнього розряду
9. Напруга джерела живлення, В 9

10 Струм споживання, мА, не більше	2,5
11. Габарити, мм, блок 1	42×95×130
блок 2	25×65×125
12. Маса, кг, не більше	0,5

ЛІТЕРАТУРА

1. Блейкмор Дж. Физика твердого тела / пер. с англ. Д.Г. Андрианова, В.И. Фистуля. – М.: Мир, 1988. – 608 с.

2. Величко С.П. Вибрані питання загальної фізики**:** навчальний посібник./ Величко С.П., Сальник І.В., Царенко О.М. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В. Винниченка, 2011. – 255 с.

3. Гинзбург И.Ф. Введение в физику твердого тела./ Гинзбург И.Ф. – ч. 1. – Новосибирск: НГУ, 2003. – 218 с.

4. Ігнатенко В.А. Спеціальний фізичний практикум з ядерної фізики та спектроскопії: Лабораторний практикум / Віталій Анатолійович Ігнатенко, Микола Мусійович Коростиленко; В.о. Ніжин. держ. ун-т ім. М. Гоголя.– Ніжин : НДУ ім. М.Гоголя, 2005.– 72 с.

5. Кашковский В.В. Специальный физический практикум: учебное пособие/ В.В.Кашковский. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010. – 404 с.

6. Лабораторный практикум по общей физике / под ред. Е.М.Гершензона, Н.Н.Малова.─ Москва: Просвещение, 1985.

7. Лобода В.Б. Сучасні методи дослідження структури речовини. Спеціальний фізичний практикум: навчальний посібник./ Лобода В.Б., Іваній В.С., Хурсенко С.М. та ін..[гол.ред.В.І.Кочубей]. – Суми: ТОВ «ВТД «Університетська книга», 2015. – 259.

8. Методичні рекомендації до лабораторних робіт з курсу спеціального фізичного практикуму. Частина 1./ І.З.Ковальов, В.Ф.Гамалій, С.М.Бойко, П.В.Сірик. – Кіровоград: КДПІ, 1993. – 60 с.

9. Методичні рекомендації до лабораторних робіт з курсу спеціального фізичного практикуму. Частина 2./ І.З.Ковальов, В.Ф.Гамалій, О.В.волчанський, П.В.Сірик. – Кіровоград: КДПІ, 1997. – 54 с.

10. Мєняйлов М.Є. Лабораторний практикум з фізики: Навчальний посібник / М. Є. Мєняйлов. – Київ : Вища школа, 1972. – 304 с.

11. Мєняйлов М.Є. Спеціальний фізичний практикум: Навчальний посібник / М.Є. Мєняйлов. – Київ: Вища школа, 1971. – 368 с.

12. Павлов П.В. Физика твердого тела./ Павлов П.В., Хохлов А.Ф. – М.: Высшая школа, 1985. – 384 с.

13. Ридли Б. Квантовые процессы в полупровдниках/ Ридли Б [Пер с англ.] – М.: Мир, 1986. – 304 с.

ЗМІСТ

ВСТУП 3
Лабораторна робота №1 Дослідження напівпровідникових термоопорів (термісторів) 5
Лабораторна робота №2 Визначення роботи виходу електрона 16
Лабораторна робота №3 Ефект Холла в напівпровідниках 23
Лабораторна робота №4 Вивчення статистичних закономірностей. Визначення активності радіоактивного препарату та його періоду піврозпаду 29
Лабораторна робота №5 Дослідження феромагнетиків 38
Лабораторна робота №6 Вивчення фотопровідності напівпровідників і визначення релаксаційного часу життя носіїв заряду 44
Лабораторна робота №7 Дослідження сегнетоелектриків 51
Лабораторна робота №8 Одержання спектрограм та вивчення спектрів водню і гелію 58
Лабораторна робота №9 Фотометрування спектрограм за допомогою мікрофотометра 69
Лабораторна робота №10 Експериментальна перевірка рівняння Ейнштейна для фотоефекта, визначення постійної Планка і роботи виходу електрона 80
Лабораторна робота №11 Визначення показника заломлення рідин та концентрації незабарвлених розчинів за допомогою інтерферометра 87
Лабораторна робота №12 Вивчення статистичних закономірностей, що виникають в процесі вимірювань 96
Лабораторна робота №13 Вивчення оптичного поглинання фільтрів за допомогою спектрофотометра СФ-14 107
Лабораторна робота №14 Дослідження інтенсивності лазерного випромінювання у дифракційному спектрі 114
ДОДАТКИ 121
ЛІТЕРАТУРА 133

Сальник Ірина Володимирівна
Волчанський Олег Володимирович
Сірик Едуард Петрович
Соменко Дмитро Вікторович

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНЕ ВИДАННЯ

СПЕЦІАЛЬНИЙ ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

Підп. до друку 20.02.20. Формат 60x84$^{1}/_{16}$. Папір офсет.
Друк різограф. Ум. др. арк. 7,9. Тираж 150. Зам. №.