

Волинський національний університет імені Лесі Українки

Навчально-науковий фізико-технологічний інститут

Новосад О. В., Кевшин А. Г., Федосов С. А.,

Третяк А. П., Хмарук Г. П.

ФІЗИКА

Методичні рекомендації до лабораторних робіт

Частина 2

Луцьк

2021

Рекомендовано до друку науково-методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки (протокол № 8 від 21 квітня 2021 р.).

Рецензенти: *Захарчук Д. А.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, доцент кафедри фізики та вищої математики, Луцький НТУ;

Булатецький В. В. – канд. фіз.-мат. наук, доцент, доцент кафедри комп'ютерних наук та кібербезпеки, ВНУ імені Лесі Українки.

Н 33 Новосад О. В., Кевшин А. Г., Федосов С. А., Третяк А. П., Хмарук Г. П.
Фізика : метод. рек. до лаб. роб. Луцьк, 2021. Ч.2. 88 с.

Методичні рекомендації до лабораторних робіт з «Фізики» – складова комплексу робочих матеріалів написаних на українській мові, створених для забезпечення якісної практичної підготовки фахівців галузей знань 01 Освіта/Педагогіка, 10 Природничі науки, галузей знань технічних наук. Методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт охоплюють розділи «Електродинаміка», «Оптика», «Квантова фізика» курсу «Фізика». Видання містить набір матеріалів необхідних для організації повноцінної аудиторної та самостійної роботи студентів, базовим для подальшого поглибленого вивчення навчальних дисциплін фізико-технічної підготовки та спецкурсів спеціальності і рекомендовано використовувати після засвоєння або паралельного вивчення матеріалу навчальної дисципліни «Вища математика».

Навчально-методичне видання відповідає чинним навчальним програм підготовки й рекомендовано студентам спеціальностей 014.05 Середня освіта (Біологія та здоров'я людини), 014.15 Середня освіта (Природничі науки), 091 Біологія, 125 Кібербезпека, 193 Геодезія та землеустрій, спеціальностей галузей технічних наук.

УДК 539.2

© Новосад О. В. та ін., 2021

© Вежа–Друк, 2021

ЗМІСТ

ВСТУП	5
ІНСТРУКЦІЯ З ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПІД ЧАС РОБОТИ В ЛАБОРАТОРІЇ ФІЗИКИ	6
МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ	7
ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН. ОЦІНКА ПОХИБОК ВИМІРЮВАННЯ	8
Лабораторна робота № 1 МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ ПОЛІВ З ВИКОРИСТАННЯМ РОЗЧИНУ ЕЛЕКТРОЛІТУ	14
Лабораторна робота № 2 ВИМІРЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЄМНОСТІ КОНДЕНСАТОРІВ. З'ЄДНАННЯ КОНДЕНСАТОРІВ	19
Лабораторна робота № 3 ВИЗНАЧЕННЯ ІНДУКЦІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛІ ТА ПОСТІЙНИХ МАГНІТІВ	23
Лабораторна робота № 4 ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОЛЕНОЇДА	28
Лабораторна робота № 5 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ ОМА ДЛЯ КОЛА ПОСТІЙНОГО І ЗМІННОГО СТРУМУ	33
Лабораторна робота № 6 ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНИ ЛІНЗ	38
Лабораторна робота № 7 ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ	43
Лабораторна робота № 8 ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА	48
Лабораторна робота № 9 ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ КАРТИНИ ВІД ЩІЛИНИ	52

Лабораторна робота № 10 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА	57
Лабораторна робота № 11 ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ В ЗАКОНІ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА ЗА ДОПОМОГОЮ ОПТИЧНОГО ПІРОМЕТРА	62
Лабораторна робота № 12 ВИВЧЕННЯ ОСНОВНИХ ЗАКОНІВ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ	70
Лабораторна робота № 13 РАДІАЦІЙНІ ВИМІРЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ РАДІОМЕТРА «ПРИП'ЯТЬ»	75
Лабораторна робота № 14 ВИЗНАЧЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНА	82
ЛІТЕРАТУРА	87

ВСТУП

У запропонованих методичних рекомендаціях описані лабораторні роботи з фізики, які виконують студенти Волинського національного університету імені Лесі Українки. Мета даного видання полягає в тому, щоб навчити студента самостійно користуватися основними вимірювальними приладами, познайомити з методами вимірювань різних фізичних величин, які використовуються при вивченні «Фізики».

Опис робіт починається з теоретичних відомостей. Вони складені так, щоб студенти, які уже прослухали матеріал на лекціях, і ті, котрі тільки починають вивчення цього розділу фізики мали чітке уявлення про сутність фізичних явищ, що вивчаються, і метод вимірювань, який застосовується в лабораторній роботі.

Після теоретичних відомостей наводяться завдання, які регламентують послідовність виконання роботи студентів при проведенні вимірювань. У подальшому наводяться методичні вказівки щодо особливостей обчислення похибок вимірювань. У кінці кожної роботи містяться контрольні запитання.

Основна спрямованість методичних рекомендацій до лабораторних робіт з «Фізики» - надати можливість студентам за допомогою досліду вивчити важливі фізичні явища. Опис лабораторних робіт не претендує на те, щоб створити у студентів повне уявлення про явища, які вивчаються. Таке уявлення може виникнути лише внаслідок опрацювання лекцій та підручників. Для успішного виконання робіт необхідна попередня самостійна підготовка, в першу чергу теоретична.

Перед заняттям студент повинен підготувати протокол лабораторної роботи, вивчити відповідний теоретичний матеріал.

Під час заняття студенти отримують допуск до лабораторної роботи, проводять необхідні виміри, виконують розрахунки, доводять звіт до висновку.

Результати вимірювання обговорюються з викладачем і затверджуються.

ІНСТРУКЦІЯ З ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПІД ЧАС РОБОТИ В ЛАБОРАТОРІЇ ФІЗИКИ

1. Будьте уважні та дисципліновані, точно виконуйте вказівки викладача.
2. Не починайте виконувати роботу без дозволу викладача.
3. Розміщуйте прилади, матеріали, обладнання на своєму робочому місці так, щоб запобігти їх падінню або перекиданню.
4. Перед виконанням роботи необхідно уважно вивчити її зміст і виконання.
5. Під час проведення дослідів не допускайте граничних навантажень вимірювальних приладів.
6. Стежте за справністю всіх кріплень у приладах і пристроях. Не доторкайтесь до обертових частин машин і не нахиляйтесь над ними.
7. Для складання експериментальних установок користуйтеся проводами з міцною ізоляцією та без видимих пошкоджень.
8. Забороняється користуватися провідниками зі спрацьованою ізоляцією і вимикачами відкритого типу.
9. Джерела струму в електричне коло вмикайте в останню чергу. Коло вмикайте тільки після перевірки і дозволу викладача. Наявність напруги в колі перевіряйте тільки приладами або показниками напруги.
10. Не доторкайтесь до елементів кола, що не мають ізоляції і перебувають під напругою. Не замінійте запобіжники до вимикання джерела електроживлення.
11. Стежте за тим, щоб під час роботи випадково не доторкнулися до обертових частин лабораторних устаткувань.
12. Користуйтеся інструментом з ізолюючими ручками.
13. Після закінчення роботи від'єднайте джерело електроживлення, потім розберіть електричне коло.
14. Не залишайте робоче місце без дозволу викладача.
15. Виявивши несправність в електричних пристроях, що перебувають під напругою, негайно повідомте викладача.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Виконання лабораторної роботи складається з трьох етапів: самостійної підготовки до виконання, саме виконання роботи та захисту.

1) Підготовка до виконання роботи (виконується студентом самостійно до початку лабораторного заняття) і включає такі елементи:

- самостійне опрацювання теоретичної частини лабораторної роботи;
- опрацювання порядку виконання роботи та методики обробки результатів;
- підготовка таблиць для занесення результатів вимірювань;

2) Виконання роботи включає такі елементи:

– отримання допуску (студент має знати відповіді на контрольні питання, мету роботи, описати обладнання, порядок виконання роботи та обробки результатів вимірювань);

– виконання відповідних вимірювань на лабораторній установці;

– надання результатів вимірювань викладачу для перевірки;

– обробка результатів вимірювань (розрахунок відповідних фізичних величин за експериментальними результатами, побудова графіків, розрахунок похибок тощо);

– оформлення звіту.

3) Захист роботи включає такі елементи:

– студент повинен знати сутність методу вимірювань, що використовується у роботі;

– студент повинен знати фізичні закони, на яких ґрунтується метод вимірювання, використаний у роботі;

– студент повинен знати основні функціональні елементи та принцип дії лабораторної установки, що використовувалась у відповідній лабораторній роботі;

– студент повинен вміти безпосередньо вимірювати фізичні величини з використанням лабораторної установки, розраховувати значення фізичних величин за допомогою законів, що описують досліджуване фізичне явище, будувати графіки залежностей фізичних величин, аналізувати отримані залежності, проводити статистичну обробку результатів.

ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН. ОЦІНКА ПОХИБОК ВИМІРЮВАННЯ

Обчислення похибок у випадку прямих вимірювань.

Під час будь-яких вимірювань можуть одночасно з'являтися як випадкові, так і систематичні похибки (див. Частина 1). Постає питання про те, якою ж похибкою характеризувати в цьому випадку результати вимірювань. Зрозуміло, що обидві похибки визначають ширину інтервалу, в який потрапляє справжнє значення вимірюваної величини. Нагадаємо, що випадкову похибку завжди можна оцінити за результатами серії вимірювань, до того ж значення похибки зменшується зі збільшенням кількості вимірювань N .

Величина систематичної похибки, як правило, невідома. Відомо лише те, що вона не може перевищувати похибку приладу (*device*) Δx_{dev} (або інструментальну похибку), якщо усунені інші джерела систематичної похибки. У цьому випадку можна взяти за систематичну похибку приладу Δx_{dev} . При певних вимірюваннях похибка приладу може бути як меншою випадкової (*random*) похибки Δx_{ran} , так і більшою. Розглянемо можливі випадки.

1. *Похибка приладу набагато більша від випадкової* (у п'ять разів і більше). У цьому випадку вплив випадкової похибки є незначним і довірчий інтервал визначається інструментальною похибкою.

2. *Випадкова похибка набагато більша від похибки приладу*. У цьому випадку потрібно врахувати, що випадкова похибка залежить від кількості вимірювань. Можна повторювати вимірювання доти, доки випадкова похибка не стане меншою за похибку приладу. Тоді остання знову буде визначальною. На жаль, виконати достатньо велику кількість дослідів не завжди можливо.

3. *Випадкова похибка приблизно дорівнює похибці приладу*. У цьому випадку загальну похибку будемо розраховувати за правилом додавання випадкових похибок

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{ran}^2 + \Delta \tilde{\sigma}_{dev}^2},$$

де Δx_{ran} – випадкова похибка середнього значення; Δx_{dev} – похибка приладу. Кінцевий результат серії прямих вимірювань записується так:

$$x = \langle x \rangle \pm \Delta x.$$

Для простих приладів – лінійки, штангенциркуля, мікрометра похибка приладу дорівнює половині ціни найменшої поділки, для приладів, у яких стрілка переміщується «стрибками» (секундомір, годинник) або з цифровим відліком похибка приладу дорівнює ціни поділки. Інструментальні похибки деяких вимірювальних приладів подані в таблиці 2 додатку.

Похибка більш складних приладів визначається класом точності. Прилади за класом точності поділяють на 8 класів: 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 2,5 і 4,0. Позначення класу точності приладу записується на його шкалі у вигляді відповідних цифр (не замкнених у коло). Клас точності визначає найбільшу допустиму основну приведену похибку у робочій частині шкали, яка виражається числом, рівним максимальній допустимій зведеній похибці у відсотках. Наприклад, при класі

точності 1,0 основна зведена похибка вимірювань може знаходитися у межах $\pm(0,5 \div 1,0) \%$.

Загальна формула для розрахунку абсолютної похибки має вигляд

$$\Delta x = \frac{x_H \gamma}{100 \%},$$

де Δx або Δx_{dev} – абсолютна похибка вимірювання приладом; x_H – (номінальне значення) найбільше значення фізичної величини, що може вимірюватись цим приладом, γ – клас точності приладу.

Отже, відносна похибка вимірювання фізичної величини визначається за формулою

$$\delta = \pm \frac{\Delta x}{X} \cdot 100\% = \pm \frac{x_H}{X} \cdot \gamma,$$

де γ – гранично допустиме значення основної похибки або клас точності приладу.

Наприклад, відносна похибка вимірювань струму, напруги і потужності оцінюється за формулами

$$\delta_I = \pm \gamma_I \cdot \frac{I_H}{I}; \quad \delta_U = \pm \gamma_U \cdot \frac{U_H}{U}; \quad \delta_P = \pm \gamma_P \cdot \frac{P_H}{P};$$

де γ_I , γ_U , γ_P – клас точності відповідного приладу; I_H , U_H , P_H – кінцевий діапазон вимірюваної величини; I , U , P – виміряне значення величини.

Так, для амперметра (рис. 1) зі зведеною похибкою 1,5 ($\gamma=1,5$) та діапазоном шкали у 250 мА ($x_H=250$ мА), неважко знайти абсолютну похибку приладу

$$\Delta x = \frac{\gamma \cdot x_H}{100} = \frac{1,5 \cdot 250}{100} \text{ мА} = 3,75 \text{ мА}.$$

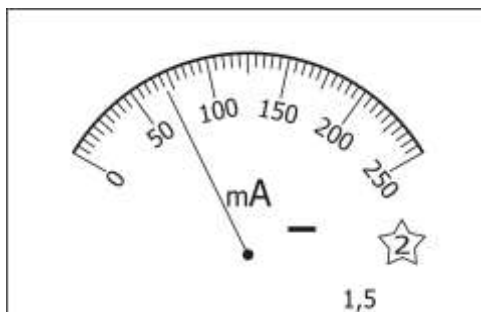


Рис. 1

Підсумовуючи вище сказане, можна записати наступний алгоритм оцінювання похибок прямих вимірювань.

Порядок обчислення випадкових похибок при прямих вимірюваннях

1. Як найбільш близьке до справжнього значення величини, що вимірюється, варто взяти середнє арифметичне значення всіх вимірювань:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} (x_1 + x_2 + \dots + x_N) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i.$$

2. Обчислити середньоквадратичне відхилення середнього значення:

$$S_{\text{нед},N} = \sqrt{\left(\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \right)} = \sqrt{\left(\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\Delta x_i)^2 \right)},$$

де $\Delta x_i = x_i - \langle x \rangle$ є випадковими відхиленнями окремих результатів вимірювань від середнього значення.

3. Задати бажану довірчу імовірність (відповідно до існуючих стандартів не менш за 0,95) $\alpha \geq 0,95$. За заданою довірчою імовірністю α та кількістю спостережень n знайти у таблиці коефіцієнт Студента $t_\alpha(N)$.

4. Обчислити випадкову похибку:

$$\Delta x_{ran} = t_\alpha(N) \cdot S_{\tilde{n}\tilde{e}\tilde{d},N}$$

5. Обчислити інструментальну похибку.

6. Загальна абсолютна похибка визначається за формулою:

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{ran}^2 + \Delta \tilde{\sigma}_{dev}^2}$$

7. Остаточний результат серії вимірювань записуємо у вигляді:

$$x = \langle x \rangle \pm \Delta x$$

8. Визначасмо відносну похибку вимірювань:

$$\varepsilon = \frac{\Delta x}{\langle x \rangle} 100 \% .$$

Приклад.

За допомогою вольтметра зроблено 10 вимірів напруги U в електричному колі. Вольтметр, клас точності якого $\gamma = 2,5$, має максимальне значення шкали $U_{max} = 200$ В. Результати вимірювань представлено у таблиці. Необхідно обробити результати вимірювань, забезпечивши 95 % надійність оцінки напруги.

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$U, \text{В}$	145	140	145	135	150	145	130	155	145	135

1. Обчислюємо середнє арифметичне значення:

$$\langle U \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n U_i}{n} = \frac{145 + 140 + 145 + 135 + 150 + 145 + 130 + 155 + 145 + 135}{10} = 142,50 \text{ В.}$$

2. Обчислюємо середньоквадратичне відхилення середнього значення:

$$\begin{aligned} S_{\tilde{n}\tilde{e}\tilde{d},N} &= \sqrt{\left(\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \right)} \\ &= \sqrt{\frac{1}{10 \cdot 9} \left[(145 - 142,5)^2 + \dots + (135 - 142,5)^2 \right]} = 2,39 \text{ В.} \end{aligned}$$

3. Для заданої довірчої ймовірності $\alpha = 0,95$ і кількості вимірів $n = 10$ знаходимо коефіцієнт довіри (коефіцієнт Стьюдента, таблиця 1) $t_\alpha(N) = 2,3$.

4. Обчислюємо випадкову похибку:

$$\Delta U_{ran} = t_\alpha(N) \cdot S_{\tilde{n}\tilde{e}\tilde{d},N} = 2,3 \cdot 2,39 = 5,50 \text{ В.}$$

5. Обчислюємо інструментальну похибку:

$$\Delta x_{dev} = \frac{\gamma \cdot U_H}{100} = \frac{2,5 \cdot 200}{100} = 5 \text{ В.}$$

6. Обчислюємо повну абсолютну похибку:

$$\Delta U = \sqrt{\Delta U_{ran}^2 + \Delta U_{dev}^2} = \sqrt{5,50^2 + 5,00^2} = 7,43 \text{ В.}$$

7. Остаточний результат серії вимірювань записуємо у вигляді:

$$U = \langle U \rangle \pm \Delta U = (142,50 \pm 7,43) \text{ В.}$$

8. Визначаємо відносну похибку вимірювань:

$$\varepsilon = \frac{\Delta U}{\langle U \rangle} 100 \% = \frac{7,43}{142,50} 100 \% = 5,21 \% .$$

Обчислення похибок у випадку непрямих вимірювань.

На практиці (здебільшого) фізичну величину не вдається виміряти прямим способом. У такому разі використовують співвідношення, за допомогою якого цю величину можна обчислити через значення інших фізичних величин, які можна виміряти прямим способом. При непрямих вимірюваннях відносні похибки оцінюють іншим чином.

Визначаючи, наприклад, опір за показами амперметра, вольтметра і ватметра, обчислення виконують за однією з нижченаведених формул:

$$R = \frac{I}{U}, \quad R = \frac{P}{I^2}, \quad R = \frac{U^2}{P}.$$

Відносна похибка вимірювання опору, відповідно, оцінюється за однією з формул:

$$\delta_R = \delta_I + \delta_U, \quad \delta_R = 2 \cdot \delta_I + \delta_P, \quad \delta_R = 2 \cdot \delta_U + \delta_P.$$

Причин виникнення похибок багато і вони мають як об'єктивний, так і суб'єктивний характер, але у всіх випадках мають дві складові: систематичні похибки, що можуть бути враховані і виключені з результатів вимірювань, і випадкові, які не можуть бути виключені з результатів вимірювань, але їх можна зменшити застосуванням методів теорії імовірності і математичної статистики при обробці результатів вимірювання.

Правила округлення чисел та запис результатів дослідів.

Розраховуючи значення систематичної, випадкової і сумарної похибок, особливо при використанні електронного калькулятора, зазвичай одержують ці значення з великим числом знаків. Однак вхідні дані для розрахунків завжди вказуються з певним числом значущих цифр. Клас точності приладу на його шкалі вказується не більше, ніж із двома значущими цифрами, а середнє квадратичне відхилення не має сенсу записувати з більш ніж двома значущими цифрами, оскільки точність цієї оцінки при 10 вимірюваннях не вища за 30 %. Оскільки точність визначення фізичної величини визначається вимірюванням, а не розрахунками, то округлення числового значення результату вимірювання виконується до цифри того ж порядку, що і значення похибки. Наприклад, розрахунки дають наступні значення: $\langle x \rangle = 2,8674523008056$, $\Delta x = 0,000706890$. З'ясуємо скільки цифр потрібно записувати у числі цих величин?

Кількість цифр у похибці вимірювань Δx

Прийнято, що у записі похибки вимірювань Δx її округлюють до однієї значущої цифри, коли ця цифра більша 2. Коли ж ця цифра дорівнює 1 або 2, то округлення виконують до двох значущих цифр.

Значущими називають усі цифри в десятковому поданні числа, крім нулів, що записані на початку числа. Наприклад, у числі $\Delta x = 0,000706890$ шість значущих цифр: 7, 0, 6, 8, 9, 0. Після округлення похибки отримуємо $\Delta x = 0,0007$.

Правило округлення: щоб округлити число до n значущих цифр, відкидають усі його цифри, що розміщені праворуч від n -ї значущої цифри або, якщо це потрібно для збереження розрядів, заміняють їх нулями. При цьому:

а) якщо 1-ша з відкинутих цифр менше 5, то десяткові знаки, що залишилися, зберігають без зміни;

б) якщо 1-ша з відкинутих цифр більше 5, то до останньої цифри, що залишилася, додається одиниця;

в) якщо 1-ша з відкинутих цифр дорівнює 5 і серед інших відкинутих цифр є ненульові, то остання цифра, що залишилася, збільшується на одиницю;

г) якщо перша з відкинутих цифр дорівнює 5, а всі інші відкинуті цифри – нулі, то остання цифра, що залишилася, зберігається незмінною, якщо вона парна, і збільшується на одиницю, якщо вона непарна.

Кількість цифр у середньому значенні $\langle x \rangle$

Прийнято, що число середнього значення величини $\langle x \rangle$ округлюють так, що останніми праворуч залишались цифри тих розрядів, які збереглися в похибці після її округлення.

Виходячи з того, що після округлення похибка має значення $\langle x \rangle = 0,0007$, то середнє значення округлюємо до 4-ї цифри після коми включно, тобто $\langle x \rangle = 2,8675$. Таким чином, величина x повинна бути записана як $x = 2,8675 \pm 0,0007$.

Зрозуміло, що результат вимірювань потрібно округлювати. Проте будь-яке округлення додає систематичну похибку. Якщо ми будемо округлювати результати проміжних обчислень, то ця систематична похибка буде накопичуватися. Тому потрібно використати правило: *всі проміжні обчислення повинні мати на одну значущу цифру більше, ніж результати, отримані під час вимірювань*. Це правило стосується як оброблення результатів прямих вимірювань, так і особливо непрямих вимірювань, оскільки тут кількість проміжних обчислень буває набагато більшою.

Правила побудови графіків.

1. Графік необхідно будувати тільки на папері, що має координатну сітку, наприклад, на міліметровому папері. Графіки будують олівцем. Також для побудови графіків можна використовувати відповідні комп'ютерні програми.

2. Вздовж горизонтальної осі графіка відкладаються значення незалежної змінної, вздовж вертикальної – значення функції цієї змінної. Для вибору масштабу вздовж кожної осі спочатку необхідно визначити діапазон зміни значень вимірюваних величин. При цьому діапазон зміни значень потрібно вибрати так, щоб значення експериментальних точок максимально заповнювали вибрані інтервали кожної осі. На кожній осі графіка через однакові інтервали наносяться масштабні мітки. Біля координатних осей вказують символи (позначення) величин i , через кому, одиниці їх вимірювань.

3. Після того як проставлені масштабні мітки й зазначені позначення осей з одиницями вимірювань, на графік наносяться експериментальні точки. При цьому числові значення величин, що відповідають експериментальним точкам, на осях не

проставляються. Бажано, щоб інтервали між експериментальними точками, які відкладаються вздовж осі абсцис, були приблизно однаковими.

4. Крім самих експериментальних точок, на графіках біля кожної точки зазначається довірчий інтервал, який відповідає цьому вимірюванню. Це виконується за допомогою горизонтальних і вертикальних рисок, що перетинають експериментальні точки (рис. 2). Довжина кожної риски дорівнює подвоєній похибці вимірювання відповідної величини. Якщо експериментальна точка отримана однократним вимірюванням, то похибка відповідної величини визначається похибкою приладу. Якщо ж експериментальна точка отримана в результаті багаторазових вимірів, то похибка відповідної величини визначається шляхом статистичного оброблення.

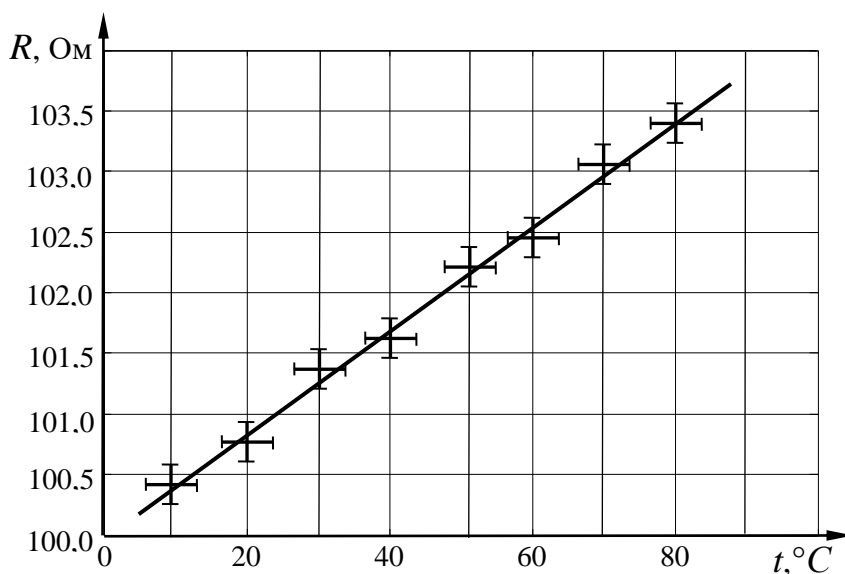


Рис. 2

5. Якщо довірчі інтервали є дуже малими в обраному масштабі осей координат, експериментальні точки на графіку проставляються у вигляді маленьких кружечків (трикутників і т.д.) із центром у точках, що відповідають експериментальним даним.

6. Через нанесений на графік масив експериментальних точок проводять плавну, без зламів, криву так, щоб вона проходила через довірчі інтервали всіх або більшості експериментальних точок. Криву треба будувати так, щоб кількість точок, що лежать вище та нижче кривої, була приблизно однаковою. На рис. 2 показано приклад графіка експериментальної залежності опору металу від температури.

7. За допомогою графіків можна проводити оброблення експериментальних результатів. Для цього вздовж осей відкладають величини так, щоб експериментальна крива була близька до прямої. Потім будують пряму, вона повинна проходити через довірчі інтервали всіх або більшості експериментальних точок, кількість точок, що лежать вище й нижче прямої, повинна бути приблизно однаковою. Далі вимірюють тангенс нахилу отриманої експериментально прямої і знаходять характеристику досліджуваного процесу. Так, на рис. 2 тангенс нахилу залежності опору від температури визначає температурний коефіцієнт опору металу.

Лабораторна робота № 1

МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ ПОЛІВ ЗА ДОПОМОГОЮ РОЗЧИНУ ЕЛЕКТРОЛІТУ

Мета роботи: експериментально дослідити електростатичне поле, створене системами різних зондів, та описати його за допомогою еквіпотенціальних поверхонь.

Прилади і матеріали: 1) випрямляч типу ВС-12; 2) ванна з діелектриком; 3) набір електродів різної форми; 4) вольтметр (0,5-15 В); 5) реостат на 24 Ом; 6) нуль-гальванометр; 7) з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

Характеристики електростатичного поля.

Електростатичне поле є частковим випадком електромагнітного поля. Воно створюється зарядженими тілами, коли ці тіла і заряди на них нерухомі. Електростатичне поле в кожній його точці характеризується вектором напруженості \vec{E} і потенціалом φ . *Напруженість електричного поля \vec{E}* є його силовою характеристикою і визначається як відношення сили \vec{F} , з яким поле діє на внесений у дану точку поля позитивний заряд q_0 , до величини цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}.$$

Потенціал φ електростатичного поля – це енергетична характеристика даного поля, чисельно рівна роботі A , що виконують сили цього поля при переміщенні одиничного точкового позитивного заряду q_0 із заданої точки поля в нескінченність:

$$\varphi = \frac{A}{q_0}.$$

У загальному випадку при переміщенні в електричному полі точкового заряду q з 1-ї точки в 2-у, потенціали яких рівні відповідно φ_1 і φ_2 , робота виконана силами цього поля обчислюється за формулою:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2).$$

В електростатичному полі робота при переміщенні заряду не залежить від шляху, по якому рухається заряд, а визначається лише початковим (1-м) і кінцевим (2-м) положеннями заряду. Поле, що відповідає цій умові, прийнято називати потенційним.

Напруженість \vec{E} і потенціал φ електричного поля, створені точковим зарядом q визначається по формулах:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \vec{e}_r \quad \text{і} \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r}, \quad (1)$$

де ε_0 – електрична стала; ε – діелектрична проникність середовища; r – відстань від заряду до розглянутої точки поля; $\vec{e}_r = \frac{\vec{r}}{r}$ – одиничний вектор, спрямований від заряду в дану точку.

Якщо електричне поле створюється декількома точковими зарядами, то, відповідно до принципу суперпозиції, результуюча напруженість і потенціал у будь-якій його точці обчислюються по формулах:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i \quad \text{і} \quad \varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i. \quad (2)$$

При накладенні полів напруженості складаються векторно, а потенціали – алгебраїчно. Використовуючи формули (1) і (2), можна обчислити напруженість електричного поля, створеного будь-якими зарядженими тілами. Для цього заряджене тіло розбивають на нескінченно малі частини і, розглядаючи їх як точкові заряди, обчислюють напруженість поля за принципом суперпозиції.

Графічне зображення електростатичних полів. Для графічного зображення електростатичних полів використовуються силові лінії і екіпотенціальні поверхні.

Силова лінія електростатичного поля – це лінія, проведена таким чином, що вектор напруженості поля в кожній точці лінії спрямований по дотичній. Силовим лініям приписується такий же напрямок, як і вектору напруженості. Силові лінії починаються на позитивних і закінчуються на негативних зарядах (вільних і зв'язаних) і ніде не перетинаються.

Екіпотенціальна поверхня – це поверхня, усі точки якої мають однаковий потенціал. Вектор \vec{E} у кожній точці екіпотенціальної поверхні спрямований по нормалі до неї.

При зображенні електростатичного поля за допомогою силових ліній і екіпотенціальних поверхонь останні звичайно проводяться так, щоб різниця потенціалів між двома сусідніми поверхнями була усюди однаковою. У цьому випадку за густиною екіпотенціальних поверхонь і силових ліній можна судити про чисельне значення напруженості поля в яких-небудь його точках. На рис. 1, як приклад, показані екіпотенціальні поверхні, і силові лінії полів, створюваних зарядженою сферою (рис. 1а) і виникаючих між двома зарядженими провідними електродами довільної форми (рис. 1б).

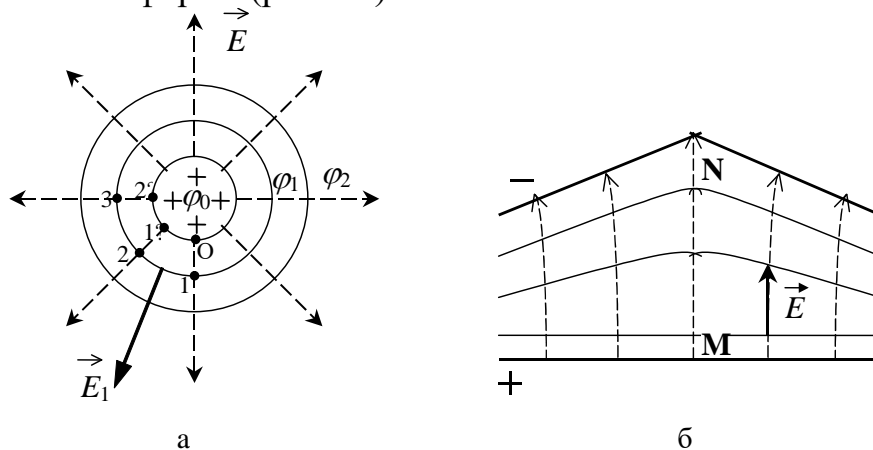


Рис. 1. Зв'язок між напруженістю і потенціалом електростатичного поля.

Маючи картину силових ліній електростатичного поля, можна побудувати екіпотенціальні поверхні, і, навпаки, відомій картині екіпотенціальних поверхонь можна побудувати силові лінії поля. У даній роботі силові лінії поля будуються по екіпотенціальних лініях (лініям перетину екіпотенціальних поверхонь із площиною малюнку).

Якщо відоме значення потенціалу в будь-якій точці поля, то напруженість його \vec{E} в якій-небудь точці цього поля можна визначити зі співвідношення:

$$\vec{E} = -grad\varphi, \quad (3)$$

де $grad\varphi$ – градієнт потенціалу, під яким мається на увазі вектор, спрямований по нормалі до екіпотенціальної поверхні, що проходить через дану точку поля, і рівний по модулю похідній від φ по напрямку нормалі до цієї поверхні. Тобто:

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{d\phi} \vec{n} \quad (4)$$

Градієнт потенціалу характеризує швидкість зростання потенціалу в напрямку нормалі до екіпотенціальної поверхні, тобто уздовж силової лінії. У формулі (4) знак «мінус» показує, що вектор напруженості спрямований у бік зменшення потенціалу.

Фізичні основи методу моделювання електричних полів в електролітичній ванні. Якщо форма електродів, що створюють поле, настільки складна, що розподіл потенціалу важко обчислити, то його завжди можна визначити експериментально. Для цього може служити метод, зв'язаний з використанням електролітичної ванни.

При експериментальному вивченні електростатичного поля використовується повна аналогія розподілу потенціалу, як в електростатичному полі, так і в провідному середовищі, по якому тече стаціонарний електричний струм. Ця аналогія дає можливість вивчати замість електростатичного поля між зарядженими тілами поле стаціонарного струму між електродами за умови, що їхні потенціали підтримуються постійними і провідне середовище має значно більший питомий опір, чим матеріал електродів. Такий метод називається моделюванням електростатичного поля.

Метод моделювання заснований на подібності екіпотенціальних поверхонь в однорідному електроліті й у вакуумі при збереженні подібності форми електродів і їхніх потенціалів. Одним з недоліків даного методу є те, що при постійному струмі відбувається електроліз і на електродах виділяються складові електроліту. У результаті напруга між електродами протягом досліду трохи змінюються і виміри стають неточними.

На рис. 2 зображено схему установки для моделювання електростатичного поля в розчині електроліту. На дні ванни (штрихована лінія на рис. 2) розміщують міліметровий папір з нанесеною координатною сіткою, який ізолюють від попадання на нього електроліту.

Металеві електроди **A** і **B** занурюють в електроліт на кінцях координатного поля ванни. Напруга подається на електроди через знижувальний трансформатор. У вимірювальну частину схеми входять також вольтметр **V**, потенціометр **R**, вібраційний гальванометр.

Рухомим контактом потенціометра можна встановити різні значення потенціалу відносно електродів. Переміщуємо зонд в електричному полі доти, доки

гальванометр покаже, що потенціали на потенціометрі і точці **З** однакові. При незмінному положенні рухомого контакту потенціометра переміщуємо зонд **З** навколо електродів і шукаємо нові точки з таким самим потенціалом.

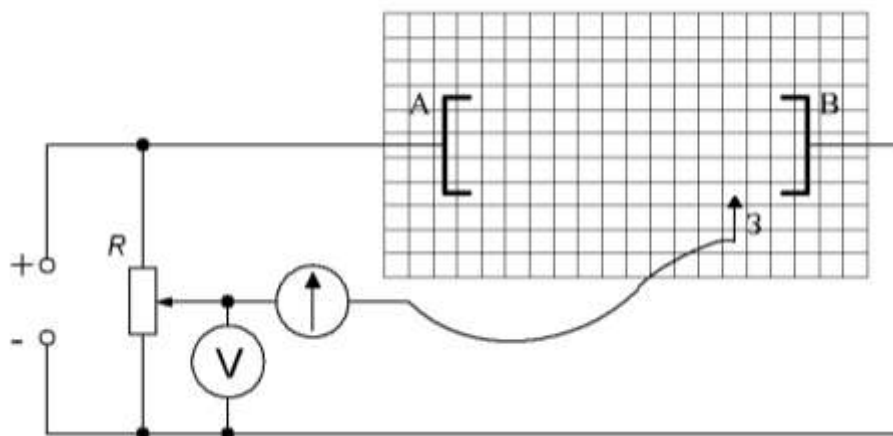


Рис. 2. Схема установки для моделювання електростатичного поля

Відмічаємо координати цих точок. Змінюючи положення контакту на потенціометрі, дістанемо сім'ю еквіпотенціальних поверхонь для даної пари електродів.

Хід роботи

1. Скласти електричне коло за схемою рис. 2.
2. Поставити зонд-щуп на відстані 2 см від одного з електродів і перемістити повзунок реостата в положення, коли через гальванометр проходить мінімальний струм. Переміщуючи зонд, визначити ряд точок, що відповідають цьому потенціалу (їх повинно бути не менше як 6-8). Координати точок та значення величини потенціалу занести до таблиці 1.

Таблиця 1

№	$\varphi_1, \text{В}$		$\varphi_2, \text{В}$		$\varphi_3, \text{В}$		$\varphi_4, \text{В}$		$\varphi_5, \text{В}$	
	$x, \text{см}$	$y, \text{см}$	$x, \text{см}$	$y, \text{см}$	$x, \text{см}$	$y, \text{см}$	$x, \text{см}$	$y, \text{см}$	$x, \text{см}$	$y, \text{см}$
1										
...										

3. Перемістити зонд на 1,5-2 см в напрямі другого електрода і повторити вимірювання, як у п.2. Вимірювання проробити для декількох значень φ .

4. На міліметровому папері нанести координатну сітку і накреслити систему еквіпотенціальних поверхонь. Побудувати систему ліній напруженості поля. Біля кінців кожної лінії, що відповідає певній еквіпотенціальній поверхні на графіку, записати відповідні значення напруги.

5. Розрахувати і побудувати (масштаб вказати на карті) вектори напруженості для декількох (3-5) відрізків еквіпотенціалей.

6. Проаналізувати можливі джерела похибок.

7. Замінити електроди і виконати завдання, зазначені в пп.2-6.

Методичні вказівки

У результаті вимірювань отримують карту еквіпотенціальних поверхонь (еквіпотенціалей). Для побудови ліній напруженості (силових ліній)

використовують наступне (рис. 1а). Проводять лінію, що з'єднує електроди, так щоб вона співпала з віссю симетрії поля. З точки **O** на поверхні електрода вимірюють відстань **O-1** до найближчої еквіпотенціалі. Цю відстань відкладають вздовж поверхні електрода, отримуючи тим самим точку **1'** на електроді. Через точку **1'** проводять відрізок **1'-2** перпендикулярно поверхні електрода. Відкладають відстань **1'-2'** вздовж поверхні електрода і т.д. Аналогічну побудову проводять від точки **O** в іншу сторону. Розділивши таким чином найближчу до електрода поверхню (еквіпотенціальну), через отримані точки (**1; 2; ...; i**) проводять перпендикулярні їй відрізки до перетину з наступною еквіпотенціаллю. Коли всі еквіпотенціальні поверхні карти будуть поділені, отримані точки з'єднують плавними кривими.

Напруженість E_i (для 1-ої еквіпотенціалі) знаходять за формулою:

$$E_i = \frac{(\varphi_0 - \varphi_1)}{\Delta r_i},$$

тут Δr_i визначається з карти поля як відстань між середніми точками відрізків на поверхні електрода і на найближчій еквіпотенціалі; φ_0 і φ_1 – значення потенціалів на електроді і на еквіпотенціалі.

Оцінку похибок вимірювань у даній роботі проводять відповідно за формулою:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \varphi}{\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2}.$$

Через те, що вимірювання проводяться 1 раз, оцінку випадкової похибки проводити не треба. Інструментальна похибка при обчисленні потенціалу $\Delta \varphi$ визначається за паспортом приладу; похибка визначення довжини силової лінії Δl складає 1 см.

Контрольні запитання

1. Які основні характеристики електричного поля, їх одиниці вимірювання?
2. Виведіть формулу напруженості електричного поля, утвореного точковим зарядом.
3. Виведіть формулу потенціалу електричного поля, утвореного точковим зарядом.
4. Яке поле називається потенціальним? Показати, що електростатичне поле є потенціальним.
5. Показати, що силові лінії напруженості перпендикулярні до еквіпотенціальних поверхонь.
6. У яких випадках використовується метод електролітичної ванни?
7. Що таке «силова характеристика електростатичного поля»?
8. Що таке «енергетична характеристика електростатичного поля»?
9. Як знайти потенціал φ , знаючи $E(l)$ у якій-небудь точці поля?
10. Який зв'язок між \vec{E} і φ ?

Лабораторна робота № 2 ВИМІРЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЄМНОСТІ КОНДЕНСАТОРІВ. З'ЄДНАННЯ КОНДЕНСАТОРІВ

Мета роботи: навчитись експериментально вимірювати електричну ємність різних типів конденсаторів та батарей конденсаторів. Дослідити схеми паралельного та послідовного з'єднання конденсаторів.

Прилади і матеріали: 1) мікрокулонометр; 2) калібратор напруги КН-30; 3) набір конденсаторів різної електроємності; 4) електролітичний конденсатор; 5) з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

Конденсатор – це система, що складається з двох розділених діелектриком різнойменно заряджених провідників, близько розміщених один від одного. Другий провідник збігається з однією з екіпотенціальних поверхонь поля першого. Чисельно заряди таких провідників дорівнюють один одному, але їх знаки протилежні. Самі провідники називаються обкладками конденсатора. Тоді в загальному випадку різниця потенціалів між провідниками

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C},$$

де q – заряд однієї з обкладок, C – електрична ємність.

На практиці часто виникає потреба сполучати конденсатори в батарею: паралельно, послідовно, мішано (комбіновано). Розглянемо паралельне і послідовне сполучення конденсаторів. При паралельному сполученні конденсаторів (рис. 1) однаковою для всіх конденсаторів є напруга U , тому

$$q_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U, \quad \dots \quad q_n = C_n U.$$

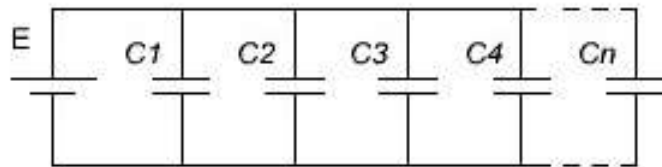


Рис. 1. Паралельне з'єднання конденсаторів

На основі закону збереження заряду сумарний заряд батареї конденсаторів буде визначатись

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = U \sum_{i=1}^n C_i.$$

Тому ємність батареї конденсаторів при паралельному сполученні

$$C = \frac{q}{U} = \sum_{i=1}^n C_i.$$

При паралельному сполученні конденсаторів однакової ємності C_1 загальну ємність батареї можна розрахувати, використовуючи

$$C = nC_1,$$

де n – кількість конденсаторів, сполучених у батарею.

При послідовному сполученні конденсаторів (рис. 2) внаслідок явища електростатичної індукції однаковим для всіх конденсаторів буде заряд, що дорівнює повному заряду батареї. Тому

$$U_1 = \frac{q}{C_1}, U_2 = \frac{q}{C_2}, \dots U_n = \frac{q}{C_n}.$$

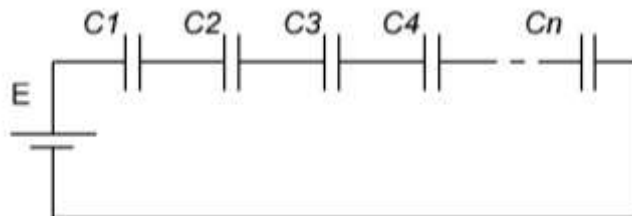


Рис. 2. Послідовне з'єднання конденсаторів

Напруга батареї визначається сумою напруг на окремих конденсаторах:

$$U = \sum_{i=1}^n U_i = q \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}.$$

Тому для всієї батареї буде справедливим співвідношення:

$$\frac{1}{C} = \frac{U}{q} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}.$$

Отже, при послідовному сполученні конденсаторів обернена загальна ємність батареї конденсаторів дорівнює сумі обернених ємностей окремих конденсаторів. Якщо послідовно сполучити окремі конденсатори однакової ємності, то

$$\tilde{N} = \frac{C_1}{n},$$

тобто ємність батареї зменшується у стільки разів, скільки взято конденсаторів. Послідовне сполучення використовують для збільшення робочої напруги.

Перед виконанням лабораторної роботи ознайомитись з описом мікрокулометра та калібратора напруги КН-30 у додатку В.

Хід роботи

Скласти електричне коло за схемою рис. 3.

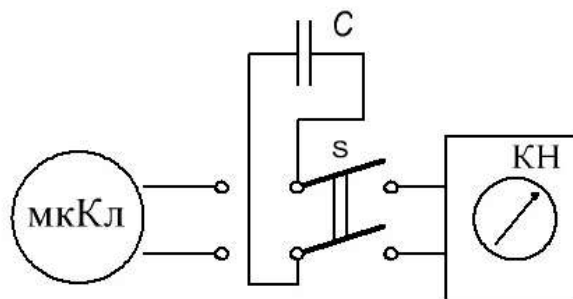


Рис. 3. Схема електричного кола для дослідження

I. Дослідження залежності заряду конденсаторів від напруги при сталій ємності.

1. Для конденсатора ємністю в 1 мкФ на мікрокулометрі встановити діапазон

в 10 мкКл. Зарядити конденсатор до напруги 1 В.

2. Розрядити конденсатор через мікрокулонометр і виміряти заряд (кількість електрики). Такі вимірювання виконати для напруг 3, 5, 10, 20 В. При напрузі 20 В перейти на діапазон 30 мкКл.

3. Результати вимірювань занести до таблиці 1.

Таблиця 1

Напруга U , В	1	3	5	10	20
Заряд q , мкКл					

4. На основі одержаних даних побудувати графік залежності заряду конденсатора від напруги при сталій ємності.

II. Дослідження залежності заряду конденсатора від його ємності при сталій напрузі.

1. Замість конденсатора приєднати магазин ємностей. Встановити напругу 10 В.

2. Виміряти заряд (кількість електрики) при ємностях магазину 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 мкФ.

3. Результати вимірювань занести до таблиці 2 ($U = 10$ В).

Таблиця 2

Ємність магазину C , мкФ	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
Заряд q , мкКл					

4. На основі одержаних даних побудувати графік залежності заряду конденсатора від його ємності при сталій напрузі.

III. Вимірювання ємності конденсаторів з наявного набору.

1. Замість магазину ємностей приєднати конденсатор невідомої ємності.

2. Зарядити його до напруги 1 В. На мікрокулонометрі встановити діапазон 100 мкКл.

3. Розрядити конденсатор через мікрокулонометр. Якщо відхилення стрілки незначне, то змінити діапазон мікрокулонометра або змінити напругу так, щоб стрілка мікрокулонометра відхилилася більш, як на половину шкали.

4. Результати вимірювань і обчислень занести до таблиці 3.

Таблиця 3

Конденсатор №	Напруга на конденсаторі U , В	Заряд конденсатора q , мкКл	Ємність конденсатора, мкФ		Похибка	
			Номінальна C_n	Виміряна C_v	Абсолютна	Відносна %

5. При розрахунку похибок клас точності мікрокулонометра і калібратора напруги вважати 1,5.

IV. Вимірювання ємності при сполученні конденсаторів.

1. Сполучити конденсатори по два паралельно, потім послідовно, виміряти ємність і порівняти одержані результати з теоретично обчисленими значеннями.

2. Результати вимірювань та обчислень занести до таблиці 4.

Таблиця 4

Конденсатор №	1	2	3	4	5
Ємність C , мкФ					
З'єднання	Ємність обчислена C_0 , мкФ			Ємність виміряна C_B , мкФ	
послідовне					
паралельне					

Контрольні запитання

1. Що називають електроємністю відокремленого провідника?
2. Що називають взаємною електроємністю двох провідників?
3. Що таке конденсатори?
4. Для чого призначені конденсатори?
5. Які ви знаєте типи конденсаторів.
6. Які основні параметри конденсаторів?
7. Від чого залежить електроємність конденсатора?
8. Як розрахувати електроємність батареї послідовно сполучених конденсаторів?
9. Як розрахувати електроємність батареї паралельно сполучених конденсаторів?
10. В яких випадках слід застосовувати той чи інший спосіб з'єднання конденсаторів?

Лабораторна робота № 3

ВИЗНАЧЕННЯ ІНДУКЦІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛІ ТА ПОСТІЙНИХ МАГНІТІВ

Мета роботи: дослідити та визначити вертикальну і горизонтальну складові магнітного поля Землі, модуль вектора індукції та кут його нахилу. Визначити індукцію магнітного поля постійних магнітів та порівняти їх підймальні сили.

Прилади і матеріали: 1) мілівеберметр; 2) вимірювальна котушка; 3) обертова рамка; 4) постійні магніти; 5) з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

Виведемо теоретично вираз для знаходження індукції магнітного поля постійного магніту на основі явища електромагнітної індукції. При вийманні магніту з котушки відбудеться зміна магнітного потоку. Згідно з законом електромагнітної індукції, ЕРС індукції виражається співвідношенням:

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} N,$$

де N – кількість витків котушки, Φ – магнітний потік. За законом Ома для повного кола

$$E = iR,$$

де i – миттєве значення сили струму, R – повний опір кола. Оскільки миттєве значення сили струму $i = \frac{dq}{dt}$, то

$$Rdq = -Nd\Phi.$$

Інтегруючи, одержимо:

$$qR = N\Delta\Phi,$$

де величина qR – повний магнітний потік, позначається ψ , q – кількість електрики, що індукується в рамці повним магнітним потоком, а тому $\psi = N\Delta\Phi$.

Прилади для вимірювання магнітних потоків називаються флюксметрами (від лат. *flux* – потік). Якщо флюксметр проградуєований в мілівеберах, то його називають мілівеберметром. Якщо на вхід мілівеберметра приєднати котушку, то при вийманні постійного магніту з неї (рис. 1) вимірюєна зміна магнітного потоку може бути виражена як

$$\Delta\Phi = BS,$$

де B – індукція магнітного поля, S – площа котушки.

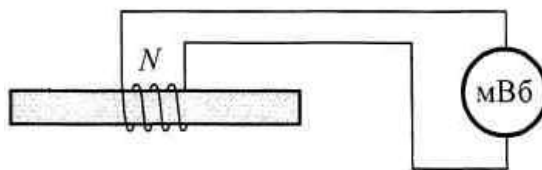


Рис. 1. Схема установки для визначення індукції магнітного поля штабового магніту

Якщо котушка має N витків, то буде вимірюваний повний магнітний потік

$$\psi = BSN,$$

звідки отримаємо шуканий вираз:

$$B = \frac{\psi}{SN}. \quad (1)$$

Земля являє собою велетенський магніт. Як і всякий магніт, вона має два магнітних полюси. На півночі знаходиться південний магнітний полюс (на північ від Гренландії), його координати – $70^{\circ}30'$ північної широти і $95^{\circ}30'$ західної довготи. Північний магнітний полюс знаходиться на півдні (на південь від Австралії, в Антарктиді), його координати – 74° південної широти і 150° східної довготи (від Гринвіча).

Вектор магнітної індукції на південному магнітному полюсі спрямований вертикально вниз. На магнітному екваторі він горизонтальний. На інших широтах із горизонтом вектор магнітної індукції створює деякий кут, який називається магнітним нахиленням. Магнітна стрілка встановлюється в напрямку магнітного меридіану, який в даному місці земної поверхні утворює певний кут із географічним меридіаном. Цей кут називають магнітним схиленням.

Вектор магнітної індукції можна розкласти на дві складові – горизонтальну B_{\parallel} і вертикальну B_{\perp} . Експериментально їх вимірюють кожен окремо. Знаючи складові вектора, знаходять вектор магнітної індукції та визначають магнітне схилення

$$B = \sqrt{B_{\perp}^2 + B_{\parallel}^2}.$$

Індукцію магнітного поля Землі (горизонтальну й вертикальну складові) можна визначити аналогічно до того, як знаходили індукцію магнітного поля постійного магніту.

Якщо на вхід мілівеберметра приєднати контур (рамку) розміщений у горизонтальній площині і повернути його на 180° , то відбудеться подвійна зміна магнітного потоку, тобто

$$\Delta\Phi = 2B_{\perp}S,$$

де B_{\perp} – вертикальна складова магнітного поля Землі, S – площа контуру. Якщо контур має N витків, то при повертанні рамки на 180° буде виміряний повний магнітний потік

$$\psi_{\perp} = 2B_{\perp}SN,$$

звідки отримаємо

$$B_{\perp} = \frac{\psi_{\perp}}{2SN}. \quad (2)$$

Якщо контур розмістити так, що нормаль до нього буде у напрямку горизонтальної складової магнітного поля Землі, то вимірювання магнітного потоку дасть можливість визначити горизонтальну складову магнітного поля Землі за формулою:

$$B_{\parallel} = \frac{\psi_{\parallel}}{2SN}. \quad (3)$$

Вимірювальна котушка має $N=400$ витків. Призначена для вимірювання індукції магнітного поля постійних магнітів.

Обертova рамка має $N = 1000$ витків, площу $S = 400 \text{ см}^2$. Рамка може повертатися у вертикальній і горизонтальній площинах, що дає змогу вимірювати горизонтальну й вертикальну складові індукції магнітного поля Землі.

Перед виконанням лабораторної роботи ознайомитись з описом мілівеберметра в додатку В.

Хід роботи

I. Визначення індукції магнітного поля Землі.

1. Скласти вимірювальну установку. До входу мілівеберметра приєднати обертову рамку (рис. 2).

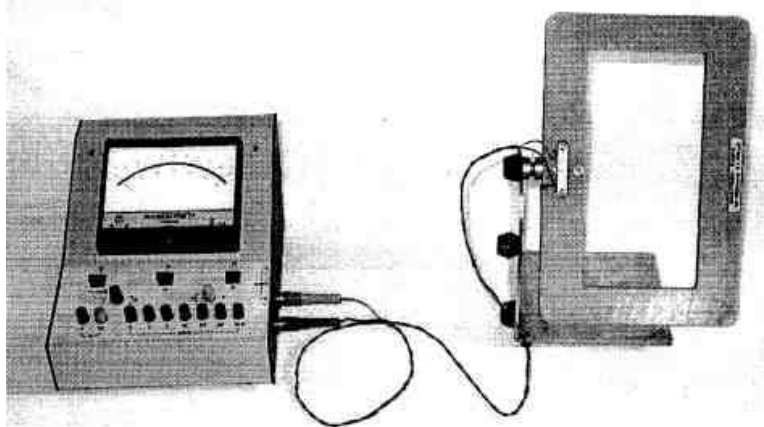


Рис. 2. Вимірювання вертикальної складової вектора індукції магнітного поля Землі

2. Тумблер «0-П» мілівеберметра перевести в положення «0». Увімкнути прилад та прогріти протягом 5-10 хв.

3. Після прогріву приладу за допомогою змінних резисторів «Г» та «Т» встановити стрілку мілівеберметра на нуль, чутливість – на 10 мВб на шкалу (натиснувши клавішу «10»), клавішний перемикач розширення межі вимірювань - в положення « $\times 1$ ».

4. Підготувати мілівеберметр до вимірювання, для цього перевести тумблер «0-П» в положення «П», змінними резисторами «Г» та «Т» стрілку встановити на нуль та збалансували (зупинити) її. Перевести тумблер «0-П» в положення «0».

5. Для проведення вимірювання тумблер «0-П» перевести в положення «П» та повернути рамку на 180° .

6. Якщо після вимірювання стрілка мілівеберметра продовжує відхилятися, то за допомогою змінних резисторів «Г» та «Т» зупинити її. Тумблером «0-П» скинути покази та повторити вимірювання.

7. За формулою (2) визначити вертикальну складову індукції магнітного поля Землі.

8. Дослід проробити тричі, визначити середнє значення вертикальної складової індукції магнітного поля Землі.

9. Для вимірювання горизонтальної складової вектора індукції магнітного поля Землі рамку розміщують так, щоб нормаль до неї була в напрямку горизонтальної складової магнітної індукції Землі (рис. 3.).

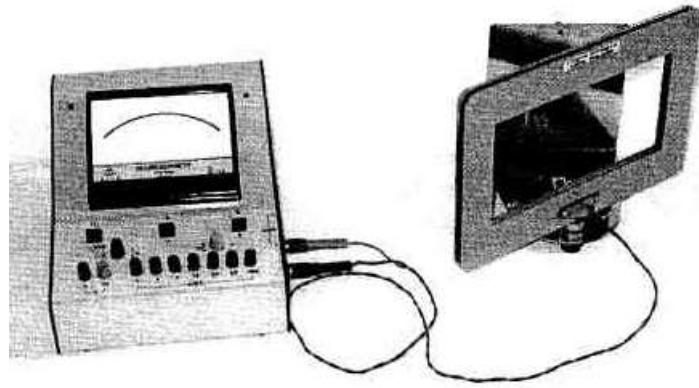


Рис. 3. Вимірювання горизонтальної складової вектора індукції магнітного поля Землі

10. Здійснити вимірювання згідно з пп. 6, 7.
11. За формулою (3) визначити горизонтальну складову вектора індукції магнітного поля Землі.
12. Дослід проробити тричі, визначити середнє значення горизонтальної складової індукції магнітного поля Землі.
13. Знаючи вертикальну і горизонтальну складові, визначити модуль вектора індукції магнітного поля Землі та кут його нахилу.
14. Результати вимірювань і обчислень занести до таблиці 1.

Таблиця 1

№ з.п.	Площа рамки S , см^2	Кількість витків рамки, N	Вертикальна складова		Горизонтальна складова		Модуль індукції магнітного поля Землі $B = \sqrt{B_{\perp}^2 + B_{\parallel}^2}$, мкТл	Кут нахилу вектора магнітної індукції $\beta = \arctan gB_{\perp} / B_{\parallel}$, град
			ψ_{\perp} , мВб	B_{\perp} , мВб	ψ_{\parallel} , мВб	B_{\parallel} , мВб		

II. Визначення індукції магнітного поля постійного магніту.

1. Скласти вимірювальну установку. До входу мілівеберметра приєднати вимірювальну котушку (рис. 1). Встановити чутливість 30 мВб на шкалу.
2. Один з магнітів ввести у котушку до його середини (площа поперечного перерізу магніту $1,5 \text{ см}^2$).
3. Тумблер мілівеберметра перевести в положення «П» та вийняти магніт із котушки, зареєструвати отримане значення магнітного потоку.
4. За формулою (1) обчислити індукцію магнітного поля постійного магніту.
5. Дослід проробити тричі, визначити середнє значення індукції магнітного поля досліджуваного зразка.
6. Аналогічно визначити індукцію магнітного поля для інших магнітів.
7. Визначити і порівняти підймальні сили магнітів за формулою

$$F = \mu_0 \frac{B^2}{2S}. \quad (4)$$

8. Результати вимірювань і обчислень занести до таблиці. Таблицю накреслити самостійно.

Контрольні запитання

1. Охарактеризуйте магнітне поле Землі.
2. Як напрямлені лінії індукції магнітного поля постійних магнітів?
3. Пояснить явище електромагнітної індукції.
4. Які є основні характеристики магнітного поля?
5. Як встановлюється намагнічена стрілка B у магнітному полі ?
6. Використання явища електромагнітної індукції на практиці.
7. Чому при визначенні індукції магнітного поля постійного магніту у формулу (4) підставляють площу поперечного перерізу магніту, а не котушки?
8. Чи залежить при витяганні магніту з котушки вимірювана зміна магнітного потоку від швидкості витягання?
9. Вивести робочі формули для визначення вертикальної та горизонтальної складових індукції магнітного поля Землі.
10. Використовуючи результати вимірювання, показати, як розміщений вектор магнітної індукції на широті м. Луцька.

Лабораторна робота № 4 ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОЛЕНОЇДА

Мета роботи: дослідити залежність магнітного поля у центрі соленоїда від сили струму та залежність індукції магнітного поля від відстані від середини соленоїда при сталому струмі.

Прилади і матеріали: 1) мілівеберметр; 2) калібратор струму; 3) соленоїд з вимірювальною котушкою; 4) з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

Соленоїд – довга, порівняно з поперечними розмірами, котушка з щільно намотаних один до одного витків дроту. Термін «соленоїд» ввів у 1822 році видатний французький вчений (фізик, математик, хімік) Ампер Андре Марі (1775-1836 рр.). З грецької мови слово «соленоїд» означає «трубоподібний». На рис. 1 зображено соленоїд. Ампер зробив висновок, що соленоїд, по якому тече електричний струм, є еквівалентом постійного магніту.

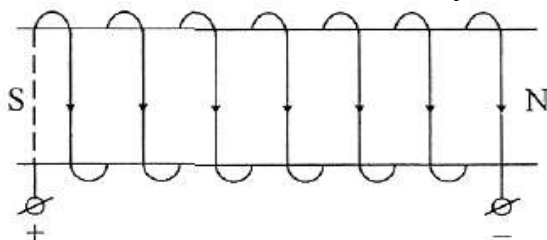


Рис. 1. Соленоїд

Розрахуємо індукцію магнітного поля соленоїда як системи колових струмів. Соленоїд представимо у розрізі по діаметру колових струмів, рис. 2. Вісь OX направимо по осі соленоїда з початком в точці, для якої розраховується індукція магнітного поля. Нехай радіус витків колових струмів соленоїда R , його довжина l , а загальна кількість витків N . На відстані x від вибраної точки O виділимо елемент довжини соленоїда, тобто виділимо коловий струм, що має dN витків,

$$dN = \frac{N}{l} dx. \quad (1)$$

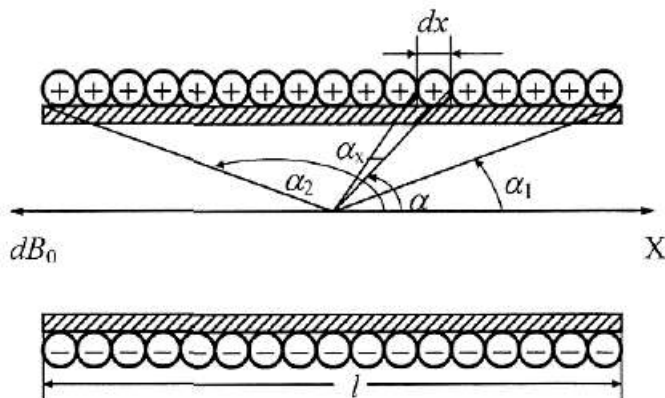


Рис. 2. Соленоїд в розрізі

Цей коловий струм у вибраній точці створює магнітне поле з індукцією

$$dB_0 = \mu_0 \frac{R^2 N dx}{2l(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2)$$

Як видно з рис. 2, $x = R \operatorname{ctg} \alpha$, а $dx = R d\alpha$. Підставляючи ці значення в (2), одержимо

$$dB_0 = \mu_0 \frac{NI}{2l} \sin \alpha d\alpha,$$

$$B_0 = \mu_0 \frac{NI}{2l} \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \sin \alpha d\alpha,$$

$$B_0 = \mu_0 \frac{NI}{2l} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (3)$$

Якщо $l \gg R$, то соленоїд вважають нескінченно довгим, при цьому $\cos \alpha_1 \rightarrow 1$, а $\cos \alpha_2 \rightarrow -1$. Тому для нескінченно довгого соленоїда отримуємо:

$$dB_0 = \mu_0 \frac{NI}{l}.$$

Часто величину $\frac{N}{l} = n$ називають *кількістю витків на одиницю довжини соленоїда* або *густиною витків*, при цьому

$$\hat{A}_0 = \mu_0 n I.$$

Напрямок вектора індукції магнітного поля соленоїда визначають за тими ж правилами, що й для колового струму. У (3) тригонометричні функції можна представити через лінійні розміри соленоїда

$$B_0 = \mu_0 \frac{NI}{l} \left(\frac{l-x}{\sqrt{R^2 + (l-x)^2}} + \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}} \right).$$

Тут x – відстань від кінця соленоїда до досліджуваної точки. Магнітне поле довгого соленоїда є однорідним, легко розраховується і в багатьох випадках служить еталонним полем. Довгий соленоїд в магнетизмі відіграє таку ж роль у створенні однорідного магнітного поля, як плоский конденсатор у створенні однорідного електричного поля.

Соленоїд з вимірювальною котушкою



Рис. 3. Соленоїд з вимірювальною котушкою

Для здійснення вимірювань пропонується соленоїд з $N = 800$ витків, які намотані на циліндричному каркасі з ізоляційного матеріалу радіусом $R = 2,5$ см і довжиною $l = 40$ см. Вимірювальна котушка, що має $N = 3000$ витків розміщена на лінійці з шкалою і може вільно переміщатися всередині соленоїда від його середини назовні на відстані 6 см від початку соленоїда. Площа перерізу вимірювальної котушки $S_B = 4,2$ см².

Перед виконанням лабораторної роботи ознайомтесь з описом мілівеберметра та калібратора струму в додатку В.

Хід роботи

I. Дослідження залежності індукції магнітного поля в центрі соленоїда від сили струму.

1. Скласти електричне коло згідно зі схемою рис. 4. Розміщення приладів показано на рис. 5.

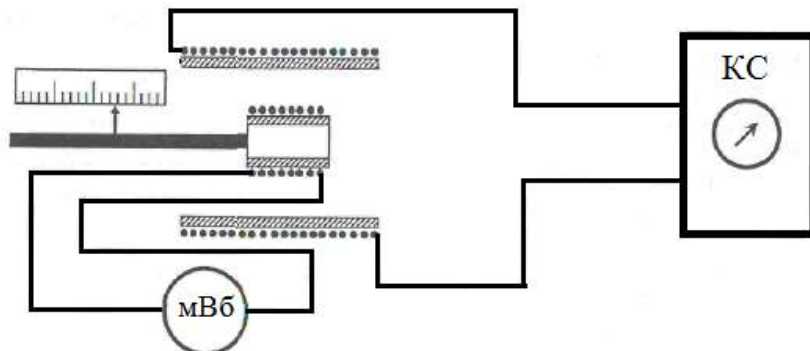


Рис. 4. Схема для дослідження магнітного поля соленоїда

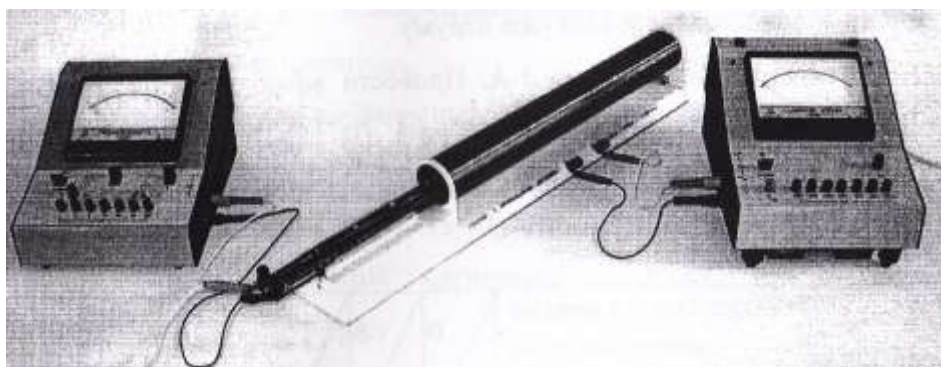


Рис. 5. Електричне коло для дослідження магнітного поля соленоїда

2. Тумблер «0-П» мілівеберметра перевести в положення «0». Увімкнути прилади та прогріти їх протягом 5 хв.

3. Після прогріву приладів змінними резисторами «Г» та «Т» встановити стрілку мілівеберметра на нуль, діапазон вимірювань від 0 до 3 мВб, розширення межі вимірювань на « $\times 1$ ».

4. Підготувати мілівеберметр до вимірювання, для цього перевести тумблер «0-П» в положення «П», змінними резисторами «Г» та «Т» стрілку встановити на нуль та збалансували (зупинити) її. Перевести тумблер «0-П» в положення «0».

5. Тримавши натиснутою кнопку «0-П» калібратора струму, встановити силу струму 100 мА.

6. Перевести тумблер «0-П» мілівеберметра в положення «П». Відпустити кнопку «0-П» калібратора струму. Змінними резисторами «Г» та «Т» зупинити стрілку мілівеберметра та перевести тумблер «0-П» в положення «0», після чого натиснути та тримати кнопку «0-П» калібратора струму.

7. Виміряти повний магнітопотік через вимірювальну котушку, змінюючи струм в соленоїді від 0 до 100 мА. Для цього тумблер «0-П» мілівеберметра

перевести в положення «П» та відпустити кнопку «П-0» калібратора струму. Зняти покази мілівеберметра.

8. Тумблер «0-П» мілівеберметра перевести в положення «0».

9. Вимірювання провести не менше 3 разів, визначити середнє значення та занести його до таблиці 1. (Вважати, що $l=40$ см, $R=2,5$ см, $N_B=3000$, $S_B=4,2$ см², $N=800$.) При необхідності після вимірювання стрілку мілівеберметра можна зупинити.

10. Провести вимірювання поточозчеплення згідно з пунктами 8-10 при зміні сили струму в соленоїді від 0 до 200 мА, від 0 до 300 мА і т.д., від 0 до 700 мА.

Таблиця 1

Сила струму (мА)	0	100	200	300	400	500	600	700
Магнітне поле								
Повний магнітний потік ψ , мВб (поточозчеплення)								
Індукція магнітного поля B , мкТл (виміряна) $B = \frac{\psi}{S_B N_B}$								
Індукція магнітного поля B_0 , мкТл (обчислена) $B_0 = \mu_0 nI$								

II. Дослідження залежності індукції магнітного поля соленоїда від відстані до середини соленоїда.

1. Згідно п.5. встановити силу струму калібратора струму 700 мА.

2. Перемістити вимірювальну котушку на 5 см від центра соленоїда.

3. Провести вимірювання поточозчеплення згідно з пп. 6-9.

4. Провести вимірювання поточозчеплення при положенні вимірювальної котушки на відстанях 10, 15, 18, 21, 24 см від центра соленоїда.

5. Заповнити таблицю 2.

Таблиця 2

Відстань від центра соленоїда, см	0	5	10	15	18	21	24
Відстань x від кінця соленоїда	19	24	29	34	37	40	43
Повний магнітний потік ψ , мВб (поточозчеплення)							
Індукція магнітного поля B , мкТл (виміряна) $B = \frac{\psi}{2S_B N_B}$							
Індукція магнітного поля B_0 , мкТл (обчислена) $B_0 = \mu_0 \frac{NI}{l} \left(\frac{l-x}{\sqrt{R^2 + (l-x)^2}} + \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}} \right)$							

6. На основі одержаних даних побудувати графік залежності індукції магнітного поля соленоїда від відстані від його середини при сталій силі струму ($B = B(x)$, $I = \text{const}$). При побудові графіка відстані відкладати по осі OX вправо і вліво від початку координат.

7. Із графіка визначити довжину соленоїда, де магнітне поле можна вважати однорідним.

Контрольні запитання

1. Яка природа електричного та магнітного полів?
2. Які основні характеристики магнітного поля?
3. Як визначити напрямок вектора індукції прямолінійного провідника із струмом?
4. Як визначити напрямок вектора індукції кільцевого провідника із струмом?
5. У чому полягає різниця між напруженістю та індукцією магнітного поля?
6. Дати означення соленоїда.
7. Закон Ампера для лінійних та об'ємних струмів.
8. Закон Біо-Савара-Лапласа для лінійних та об'ємних струмів.
9. За якою формулою визначають індукцію магнітного поля на осі соленоїда?
10. Як залежить індукція магнітного поля на осі соленоїду від координати?

Лабораторна робота №5 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ ОМА ДЛЯ КОЛА ПОСТІЙНОГО І ЗМІННОГО СТРУМУ

Мета роботи: перевірити закон Ома для кола постійного та змінного струму, визначити зміщення за фазою між силою змінного струму та напругою в такому колі.

Прилади і матеріали: 1) автотрансформатор типу ЛАТР; 2) випрямляч типу ВУП; 3) котушка індуктивності; 4) реостат будь-якого типу на 180 Ом, 1 А; 5) амперметр типу АСТ або Э513 до 5 А; 6) вольтметр типу АСТ або Э515 на 50 В; 8) з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

Змінним називають струм параметри якого змінюються з часом (рис. 1).

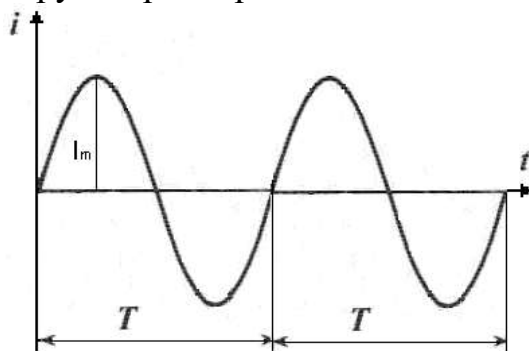


Рис. 1. Змінний синусоїдальний струм

Розглянемо коло змінного струму, яке складається з послідовно включених омичного опору R , індуктивності L і ємності C . Нехай в колі діє синусоїдна ЕРС. $\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin \omega t$, де \mathcal{E}_m – амплітуда. Струм у такому колі, спричинений дією змінної ЕРС, являє собою струм вимушених коливань. Силу його можна визначити за формулою:

$$I = I_m \sin(\omega t - \varphi), \quad (1)$$

де

$$I_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (2)$$

(тут I_m і \mathcal{E}_m – амплітудні значення сили струму і ЕРС в колі). При цьому повним опором електричного кола змінного струму (імпедансом) є величина:

$$Z = \frac{\mathcal{E}_m}{I_m} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \quad (3)$$

де R , $X_L = \omega L$, $X_C = \frac{1}{\omega C}$ – відповідно опір резистора (активний опір), індуктивний та ємнісний (реактивні) опори. Поняття реактивний походить від слова реакція, що

означає процес, який виникає у відповідь на певну зовнішню дію. Між силою змінного струму та напругою в колі має місце зміщення за фазою φ :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}{R}. \quad (4)$$

На основі (1)-(4) можна проаналізувати окремі випадки кіл змінного струму.

1. $X_L = 0$, $X_C = 0$, $Z = R$. Отже, на ділянці кола, в яку входить тільки резистор (рис. 2а), $\operatorname{tg} \varphi_R = 0$, $\varphi_R = 0$. Зміщення за фазою між силою струму і напругою в такому колі змінного струму немає.

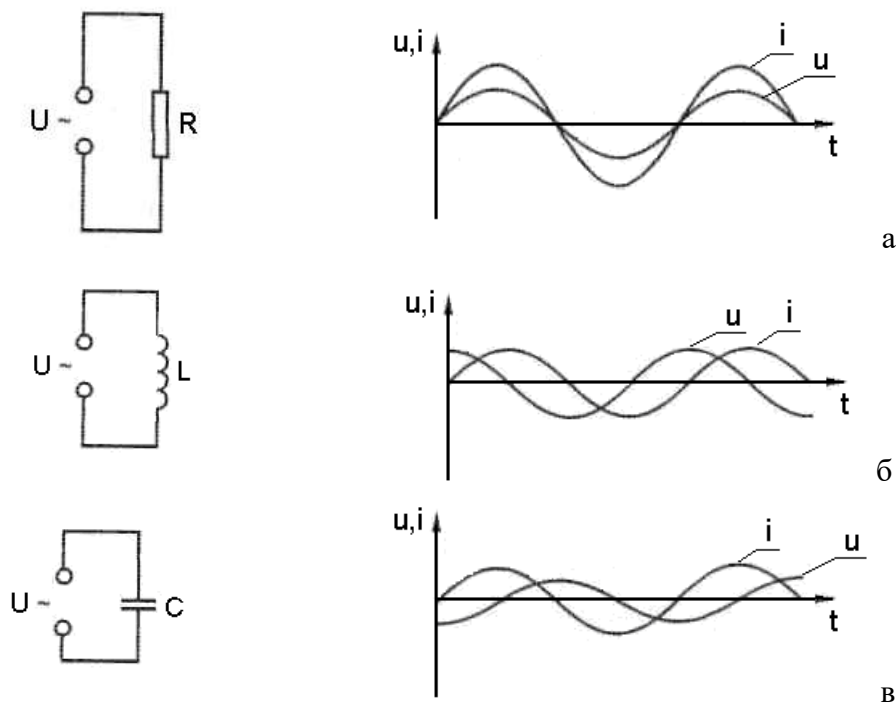


Рис. 2. Електричне коло змінного струму з (а) резистивним; (б) індуктивним; (в) ємнісним елементом

2. На ділянці кола, яка містить тільки індуктивність, $\operatorname{tg} \varphi_L = \infty$ і $\varphi_L = \frac{\pi}{2}$. Отже сила струму за фазою відстає від напруги на $\frac{\pi}{2}$ (рис. 2б). Якщо $R \neq 0$, то $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$.

3. На ділянці кола, яка містить тільки ємність, $\operatorname{tg} \varphi_C = \frac{\omega C}{0} = -\infty$ і $\varphi_C = -\frac{\pi}{2}$ (рис. 2в). Отже, сила струму за фазою випереджає напругу на $\frac{\pi}{2}$. Якщо $R \neq 0$, то

$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{\omega RC}$. Максимальні значення сили струму I_m і напруги U_m пов'язані з ефективними значеннями сили струму I_{ef} і напруги U_{ef} , які вимірюються електровимірювальними приладами, такими співвідношеннями:

$$I_{\text{eff}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad \text{і} \quad U_{\text{eff}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}.$$

Ефективне (діюче) значення сили змінного струму дорівнює силі постійного струму, який в даному колі створює тепловий ефект, що дорівнює ефектові, створюваному змінним струмом. Більшість електровимірювальних приладів градується в ефективних значеннях. Досить зручним і наочним способом зображення (подання) величин, які змінюються за гармонічним законом, є метод векторних діаграм.

На рис. 3. наведено векторну діаграму для складної ділянки кола змінного струму. Вздовж горизонтальної осі відкладено в умовних одиницях амплітуду сили струму I_m і амплітуду значення напруги на резисторі $U_{mR} = IR$ (бо зсуву фаз між ними немає). Амплітудні значення напруг на котушці індуктивності $I\omega L$ і на конденсаторі $\frac{I}{\omega C}$ відкладено на вертикальній осі. Їх протилежна направленість свідчить про те, що напруги на індуктивності і ємності перебувають у протифазах.

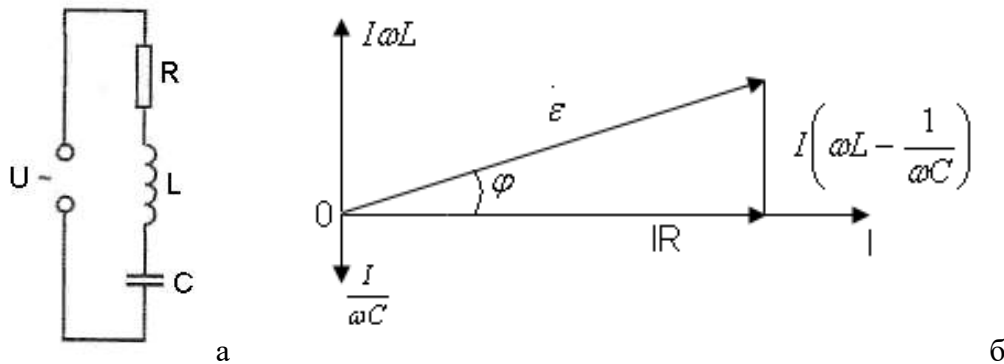


Рис. 3. Електричне коло (а) і Векторна діаграма (б) для складної ділянки кола змінного струму

Векторні діаграми дають змогу просто одержати основні рівності для розрахунків електричних кіл змінного струму, зокрема рівності (2)-(4).

Хід роботи

I. Перевірка закону Ома для кола постійного струму ($I \propto U$)

1. Скласти коло, схему якого зображено на рис. 4.

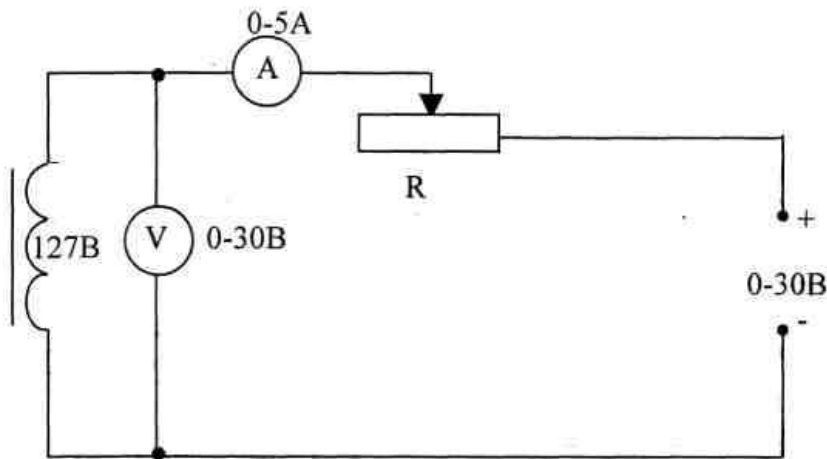


Рис. 4. Схема для перевірки закону Ома у колі постійного струму

2. При різних положеннях повзунка реостата R (3-5 разів) виміряти силу струму I і напругу U . Дані занести до таблиці 1.

3. За знятими даними розрахувати R , $\langle R \rangle$, ΔR , $\langle \Delta R \rangle$. Результат обчислень занести до таблиці 1.

Таблиця 1

№	U , под	U , В	I , под	I , А	R , Ом	ΔR , Ом
1						
...						

$\langle R \rangle$, Ом $\langle \Delta R \rangle$, Ом

4. Підєднати замість котушки індуктивності «127 В» котушку «220 В» і виконати пп. 2-3.

5. За одержаними значеннями побудувати графіки залежності $I = f(U)$ для котушок індуктивності «127 В» і «220 В».

II. Перевірка закону Ома для кола змінного струму ($I_{\text{ef}} \propto U_{\text{ef}}$)

1. Увімкнути в коло джерело змінного струму (рис. 5) і при різних положеннях повзунка реостата (3-5 разів) виміряти значення напруги U_{ef} і сили струму I_{ef} . Дані вимірювань занести до таблиці 2.

Таблиця 2

№	U_{ef} , под	U_{ef} , В	I_{ef} , под	I_{ef} , А	Z , Ом	ΔZ , Ом
1						
...						

$\langle Z \rangle$, Ом $\langle \Delta Z \rangle$, Ом

2. За знятими даними розрахувати Z , $\langle Z \rangle$, ΔZ , $\langle \Delta Z \rangle$.

3. Підєднати замість котушки індуктивності «127 В» котушку «220 В» і виконати пп. 1-2.

4. За одержаними значеннями побудувати графіки залежності $I_{\text{ef}} = f(U_{\text{ef}})$ для котушок індуктивності «127 В» і «220 В».

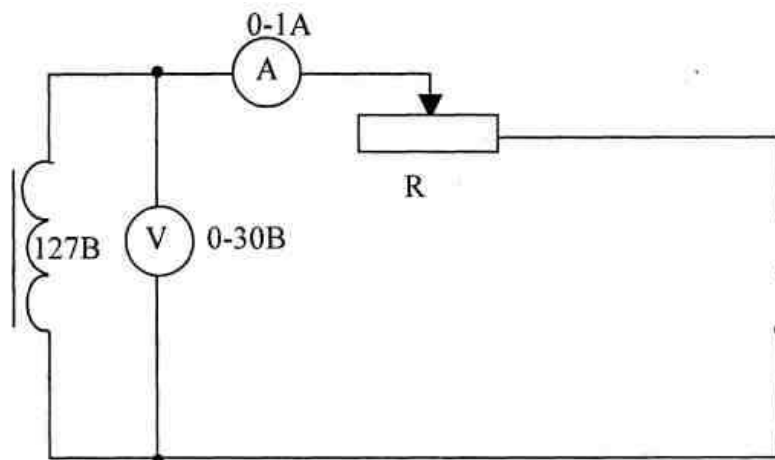


Рис. 5. Схема для перевірки закону Ома у колі змінного струму

III. Визначення індуктивного опору котушки, її індуктивності та $\text{tg} \varphi$.

1. За одержаними у I і II дослідах значеннями R і Z ($\langle R \rangle$ і $\langle Z \rangle$ табл. 1 і 2)

обчислити індуктивний опір X_L котушок «127 В» і «220 В» та їх індуктивність L .

2. Накреслити векторну діаграму та визначити $\operatorname{tg} \varphi$.

Методичні вказівки

У колі змінного струму, що містить активний R та індуктивний X_L опори (дослід II, рис. 5), вимірявши $I_{\dot{a}\dot{o}}$, $U_{\dot{a}\dot{o}}$ розраховують:

$$Z = \frac{U_{\dot{a}\dot{o}}}{I_{\dot{a}\dot{o}}}.$$

Якщо в цьому колі замість джерела змінного струму підключити джерело постійного струму (дослід I, рис. 4), то вимірявши U і I , знаходять активний опір:

$$R = \frac{U}{I}.$$

Із (3) (при $X_C = 0$) визначають:

$$X_L = \sqrt{Z^2 - R^2}.$$

Якщо врахувати, що $X_L = \omega L$ і $\omega = 2\pi\nu = 2 \cdot 3,14 \cdot 50 = 314$, то:

$$L = \frac{1}{314} \sqrt{Z^2 - R^2} = \frac{1}{314} X_L.$$

Контрольні запитання

1. Який струм називається змінним?
2. Основні параметри змінного струму.
3. Чим в колах змінного струму обумовлюється індуктивний опір? Записати формулу для індуктивного опору.
4. Чим в колах змінного струму обумовлюється ємнісний опір? Записати формулу для ємнісного опору.
5. Як розрахувати повний опір?
6. Як формується закон Ома для змінного струму?
7. Якими величинами характеризується змінний струм?
8. Який вигляд має векторна діаграма закону Ома для змінного струму?
9. Яка відмінність між середнім та діючим значенням змінного струму?
10. Коли виникає зміщення за фазою між силою струму і напругою в колі змінного струму?

Лабораторна робота № 6 ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЛІНЗ

Мета роботи: ознайомитись з основними положеннями геометричної оптики та навчитися визначати фокусні відстані збірних і розсіювальних лінз.

Прилади і матеріали: 1) освітлювач із шкалою у вигляді сітки (або стрілки); 2) оптична лава із вимірною шкалою; 3) білий екран; 4) набір лінз.

Теоретичні відомості

Теорія ідеальної оптичної системи була розроблена Є.Ф. Гаусом у 1841 році і потім удосконалена працями багатьох вчених. За допомогою цієї теорії можна повністю описати властивості оптичної системи, провести її попередній розрахунок і отримати основні характеристики: збільшення, фокусні відстані, положення кардинальних точок, габарити і інші дані.

Лінійним поперечним збільшенням β оптичної системи називається відношення величини зображення y' (рис. 1) до величини предмета y в площинах, перпендикулярних оптичній осі:

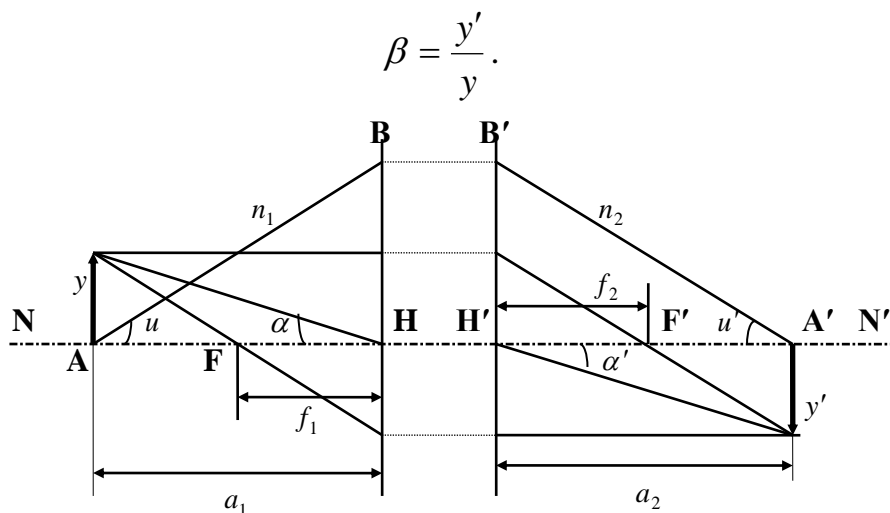


Рис. 1.

Якщо відоме розміщення кардинальних точок системи, то зображення предмета може бути знайдене шляхом простих побудов, як показано на рис. 1. Із цих побудов легко встановити співвідношення:

$$\frac{f_1}{a_1} + \frac{f_2}{a_2} = 1.$$

При $f_2 = -f_1$ одержимо:

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f_2}. \quad (1)$$

Найпростішими оптичними системами є тонкі лінзи, тобто лінзи, товщиною яких можна знехтувати порівняно з радіусами обмежуючих поверхонь і фокусними відстанями (рис. 2). Фокусна відстань f тонкої лінзи пов'язана з радіусами r_1 і r_2 співвідношенням:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (2)$$

де n – показник заломлення матеріалу лінзи, r_1 і r_2 радіуси кривизни першої і другої сферичних поверхонь.

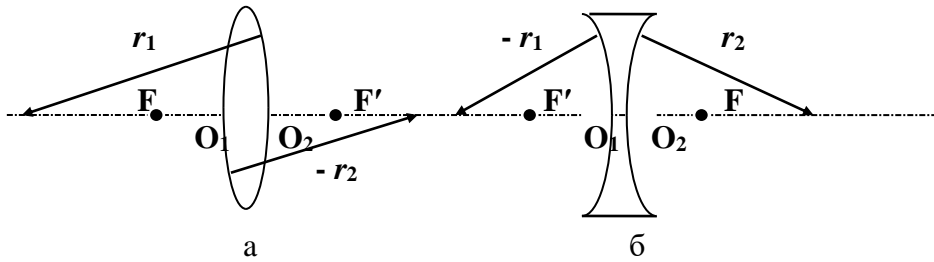


Рис. 2.

Порівнюючи (1) і (2), дістанемо

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (3)$$

Вираз (3) називають *формулою тонкої лінзи*. Її звичайно записують через абсолютні значення величин. Дотримуючись правила знаків, знаходимо, що для двоопуклої лінзи a_1 , r_2 – від'ємні, тому, підставивши їхні значення у (3), матимемо

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right);$$

для двовгнутої лінзи a_1 , a_2 , r_1 – від'ємні, тому

$$\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} = -(n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Формулу лінзи часто записують у вигляді:

$$\text{для збірної} \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}, \quad (4)$$

$$\text{для розсіювальної} \quad -\frac{1}{f} = \frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2}, \quad (5)$$

де f – віддаль головного фокуса від центра лінзи; a_1 – віддаль об'єкта від центра лінзи і a_2 – віддаль зображення від центра лінзи.

Оптичною силою D лінзи називається величина, обернена до головної фокусної віддалі, тобто

$$D = \frac{1}{f}.$$

Оптична сила лінзи вимірюється в діоптріях. Діоптрія – це оптична сила такої лінзи, в якій головна фокусна віддаль дорівнює одиниці – одному метру.

Опис установки. Оптична лава являє собою лінійку з пазами, по якій переміщуються полозки (рис. 3). На полозках є покажчики, що визначають положення їх на лінійці. На лінійці ж звичайно наноситься міліметрова шкала. Все інше зрозуміло з рисунка.

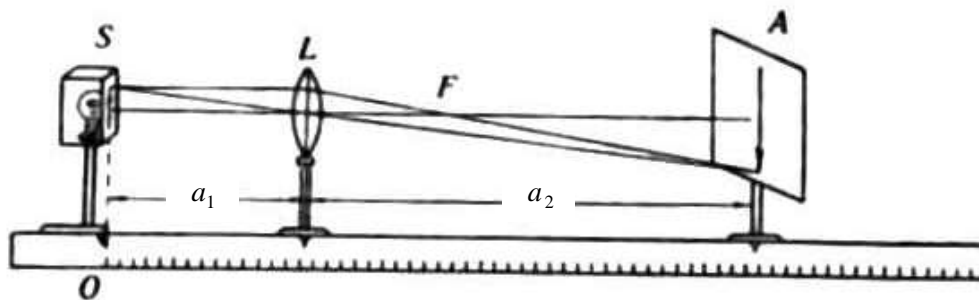


Рис. 3. Оптична лав: S – світний предмет (стрілка), L – збирна лінза, A – екран

Хід роботи

I. Визначення фокусної відстані збирної лінзи.

1. Ввімкнути лампочку.
2. Помістити з одного боку лінзи L світний предмет S – стрілку, а з другого боку екран A (рис. 3).
3. Переміщати лінзу (або екран) доти, доки не з'явиться на екрані чітке зображення предмета (стрілки).
4. Виміряти з точністю до 1 мм a_1 і a_2 .
5. Дослід повторити не менше трьох разів, змінюючи віддаль a_1 між предметом і лінзою (бажано, щоб при цьому були зображення зменшені і збільшені).
6. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
7. Пп. 2-6 проробити для інших лінз.
8. Оцініть похибки вимірювань та зробіть висновки.

II. Визначення фокусної відстані розсіювальної лінзи.

1. Розмістити на лаві предмет S, збирну лінзу L_1 та екран згідно даних попередніх вимірювань, щоб на екрані було чітке зображення стрілки (дані табл. 1).
2. Помістити з правого боку збирної лінзи L_1 дану розсіювальну лінзу (рис. 4) і, переміщаючи екран праворуч, досягти чіткого зображення предмета S (стрілки).

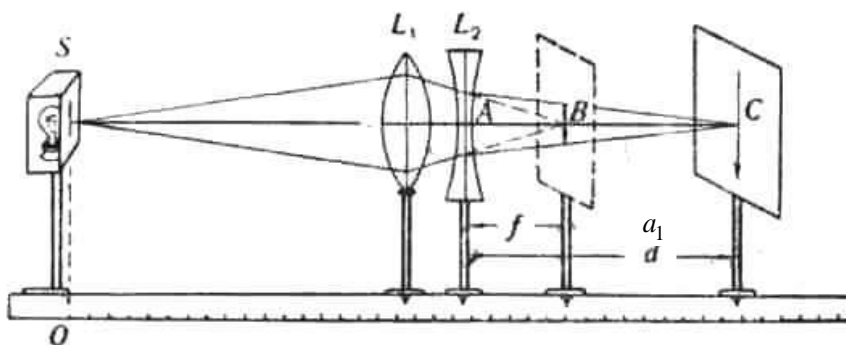


Рис. 4. Оптична лав: S – світний предмет (стрілка), L_1 – збирна лінза, L_2 – розсіювальна лінза A – екран

3. Відмітити нове положення C покажчика екрана і A покажчика розсіювальної лінзи L_2 (при цьому перевірити, чи не зрушилась збирна лінза L_1).
4. Дослід повторити з самого початку тричі і результати вимірювань записати в таблицю 2.
5. Оцініть похибки вимірювань та зробіть висновки.

Методичні вказівки

Усі прилади оптичної лави розміщують так, щоб центри їх були на однаковій висоті. При цьому головна оптична вісь лінзи повинна бути паралельна довжині оптичної лави, а площина екрана – перпендикулярна до неї.

Для спрощення відліку показчик предмета **S** суміщають з нулем шкали оптичної лави. Якщо ж це неможливо, то для найбільш ефективного виконання завдання запис даних проводять, вносячи відповідні координати елементів на лаві у таблицю 1, після чого роблять розрахунки.

Знайшовши значення a_1 і a_2 , обчислюють значення f згідно (4) для кожного випадку досліджуваної збірної лінзи. Після знаходження середнього значення фокусної відстані лінзи $\langle f \rangle$ і похибок $\langle \Delta f \rangle$ та ε , записують остаточний результат:

$$f = \langle f \rangle \pm \langle \Delta f \rangle, \quad \varepsilon = \pm \frac{\langle \Delta f \rangle}{\langle f \rangle} \times 100\% .$$

Таблиця 1

№	x_S	x_L	x_A	a_1	a_2	f	Δf
1							
...							
						$\langle f \rangle$	$\langle \Delta f \rangle$

де x_S, x_L, x_A – координати елементів на лаві.

Аналогічні обчислення та розрахунки проводять для всіх досліджуваних збірних лінз.

Досліджуючи формулу (4) лінзи, можна переконатися в тому, що коли $a_1 = 2f$, то і $a_2 = 2f$. Тому для перевірки результатів вимірювання предмет **S** розміщують від лінзи на віддалі $2f$, тобто на віддалі, що дорівнює подвоєній головній фокусній віддалі; якщо при цьому чітке зображення предмета (розмір зображення і предмета однакові) на екрані буде на віддалі $2f$, то, значить, головна фокусна віддаль f знайдена правильно.

Визначити фокусну відстань розсіювальної лінзи не так просто, як збірної. Розсіювальна лінза дає завжди тільки уявне зображення, дістати яке на екрані неможливо. Для одержання зображення на екрані, треба як допоміжну лінзу взяти ще збірну лінзу, оптична сила якої була б більша, ніж оптична сила розсіювальної лінзи.

На рис. 4 і 5 збірна лінза **L**₁ більше зводить промені, ніж розсіювальна **L**₂ розводять їх, через те така система дає вже дійсне зображення, яке можна одержати на екрані.

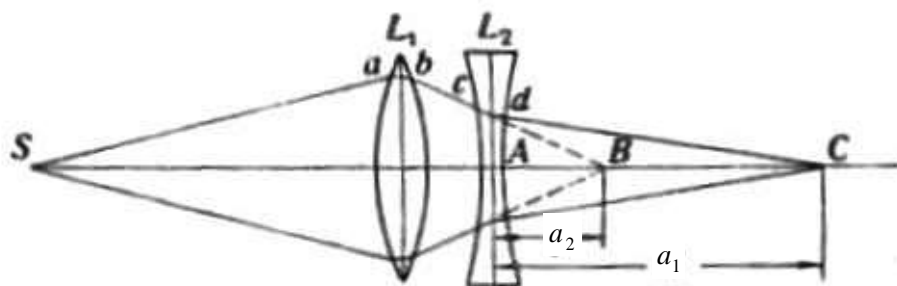


Рис. 5.

Нехай промені, що виходять з точки **S** (рис. 4 і 5) після заломлення у збірній лінзі **L₁**, зійдуться в точці **B**. (Точка **B** буде зображенням точки **S**). Коли ж перед цим зображенням **B** помістити розсіювальну лінзу **L₂**, то остання перенесе це зображення далі, припустимо в точку **C**. Користуючись явищем «оборотності» променя, ми можемо розглядати точку **C** як джерело світла; тоді промені, проходячи назад через розсіювальну лінзу після заломлення в ній і розсіяння, дадуть уявне зображення в точці **B**.

Справді (рис. 5) верхній промінь, що вийшов із світної точки **S**, пройде шлях **SabcdC** і попаде в точку **C**. Промінь, що вийшов з точки **C**, пройшовши шлях **CdcbaS**, попаде в точку **S**. Коли ж на шляху променя, що вийшов з точки **C**, не буде збірної лінзи **L₁**, то промінь піде в напрямі **Cdcb**, і оку, що знаходиться з лівого боку розсіювальної лінзи, буде здаватися, ніби він виходить з точки **B**. Тому точку **B** можна розглядати як уявне зображення **C**.

Остаточною формулою при виконанні другого завдання буде формула (5). яку краще переписати так:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1}, \quad \text{або} \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{AB} - \frac{1}{AC}. \quad (6)$$

Для розсіювальної лінзи результати вимірів та обчислень (згідно формули (6)) заносять у таблицю 2.

Таблиця 2

№	x_B	x_C	x_A	$AC = a_1$	$AB = a_2$	f	Δf
1							
...							

$\langle f \rangle$ $\langle \Delta f \rangle$

Остаточний результат подайте у вигляді

$$f = \langle f \rangle \pm \langle \Delta f \rangle (\text{м}), \quad \varepsilon = \pm \frac{\langle \Delta f \rangle}{\langle f \rangle} \times 100 \%$$

Контрольні запитання

1. Що називається збільшенням лінзи?
2. З якою швидкістю і куди рухається зображення предмета, якщо він рівномірно віддаляється від лінзи з швидкістю v ?
3. Що називають оптичною силою лінзи і в яких одиницях її вимірюють?
4. Чи дає збірна лінза уявне зображення?
5. Чому дорівнює оптична сила лінзи, якщо її головна фокусна віддаль дорівнює 25 см?
6. Що означають знаки (+) і (-), поставлені перед значенням оптичної сили лінзи?
7. Що називають лінійним поперечним збільшенням оптичної системи?
8. Які лінзи називають тонкими?
9. Як записується формула тонкої лінзи?
10. Які площини називаються фокальними площинами системи?

Лабораторна робота № 7

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи: з'ясувати, від яких факторів залежить інтерференційна картина, що утворюється за допомогою біпризми Френеля, визначити заломлюючий кут призми та довжину світлової хвилі джерела.

Прилади і матеріали: 1) оптична лава; 2) лазер; 3) біпризма; 4) набір збиральних лінз; 5) вимірвальна стрічка; 6) екран.

Теоретичні відомості

Хвильова природа світла досить яскраво проявляється на явищі інтерференції. *Інтерференцією* світла називають явище, яке виникає при додаванні світлових хвиль і полягає в тому, що інтенсивність результуючої світлової хвилі, залежно від різниці фаз хвиль, які додаються, може бути більше або менше за суму їхніх інтенсивностей.

Інтерференція світла спостерігається тільки для *когерентних* світлових хвиль – таких, що мають сталу різницю фаз світлових коливань протягом певного проміжку часу, достатнього для спостереження інтерференційної картини. Незалежні когерентні джерела реалізувати практично неможливо. Проте в оптиці відомі методи утворення когерентних пучків від одного елементарного випромінювача. Один з методів *поділу хвильового фронту* реалізується за допомогою біпризми Френеля.

Біпризма Френеля складається з двох призм з малими заломлюючими кутами (порядку 30'), склеєних основами. Світловий пучок від джерела (лазер **S**) (рис. 1) після заломлення у біпризмі **A** поділяється на два когерентних пучки з вершинами в уявних зображеннях **S₁** і **S₂** джерела **S**.

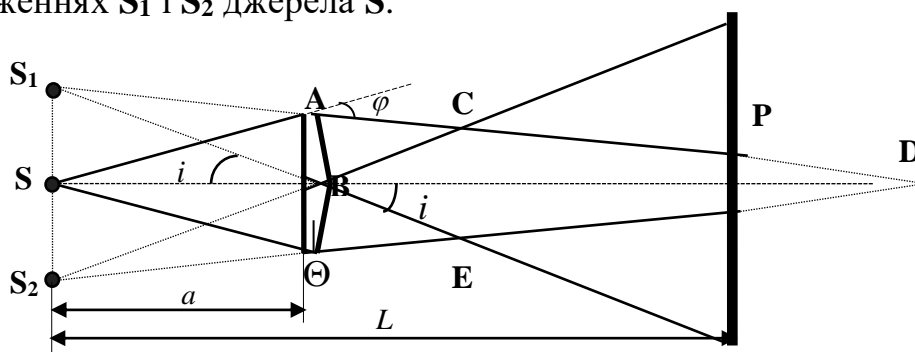


Рис. 1. Утворення інтерференційної картини на біпризмі Френеля

Оскільки джерела **S₁** та **S₂** когерентні, у будь-якій точці області перекриття пучків **BCDE** спостерігатиметься інтерференційна картина, яка являє собою послідовність світлих і темних інтерференційних смуг – максимумів і мінімумів. Умови екстремумів мають вигляд:

$$\Delta l = \pm 2k \frac{\lambda}{2} = \pm k\lambda \quad \text{– умова максимуму,}$$

$$\Delta l = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2} - \text{умова мінімуму,}$$

де Δl – різниця ходу інтерферуючих пучків, $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ – порядок інтерференційного максимуму і мінімуму, λ – довжина світлової хвилі.

При спостереженнях фіксується певна площина (або поверхня) в просторі – поле інтерференції. Вибір поля певною мірою довільний і залежить від різних обставин, але через кожен точку поля має проходити не менше як два інтерферуючих пучки. Можна вважати, що при спостереженні інтерференційна картина локалізована в площині екрана (рис. 2).

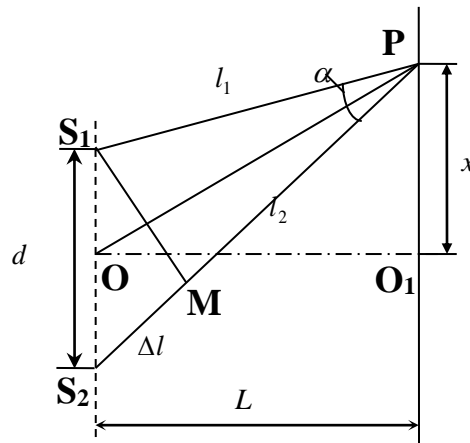


Рис. 2. Хід променів при інтерференції від двох когерентних джерел світла

Інтерференційна картина, створена біпризмою Френеля, аналогічна картині інтерференції від двох когерентних випромінювачів. Тому з рис. 2, маємо:

$$\frac{\Delta l}{d} = \frac{x_k}{L} \quad \text{або} \quad x_k = \frac{L}{d} \Delta l, \quad (1)$$

де x_k – відстань мінімуму (максимуму) k -ого порядку від O_1 , L – відстань від джерел до екрана, $\Delta l = l_2 - l_1$ – різниця ходу інтерферуючих променів, d – відстань між уявними джерелами. Для умови мінімуму інтерференції ($\Delta l_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$), (1) набуде вигляду:

$$x_k = \frac{L}{d} (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Відстань між обраними темними смугами на екрані Δx визначатиметься:

$$\Delta x = x_{k+m} - x_k = \frac{L}{d} m \lambda,$$

де m – кількість світлих смуг між досліджуваними темними. З останньої формули довжина хвилі джерела визначатиметься:

$$\lambda = \frac{\Delta x}{m} \frac{d}{L}. \quad (2)$$

Відстань між уявними джерелами знаходимо, вдаючись до таких міркувань. З $\Delta S S_1 B$ (рис. 1), враховуючи малість кута відхилення променів призмою, можна дістати $\Delta S S_1 = \frac{d}{2} = \Delta S B \cdot i = a \cdot i$. Для призми із заломлюючим кутом Θ та показником

заломлення n кут відхилення i дорівнює $i = (n - 1)\Theta$. Тоді шукана відстань між уявними джерелами

$$d = 2a(n - 1)\Theta, \quad (3)$$

а довжина хвилі (підставивши (3) в (2)):

$$\lambda = \frac{2a\Theta(n - 1) \Delta x}{L m}. \quad (4)$$

Як відомо, при використанні білого світла спостерігаються інтерференційні спектри. Але при великих порядках інтерференції може бути перекриття спектрів, що приводить до розмивання інтерференційної картини. Очевидно, умовою інтерференційної картини є

$$k(\lambda + \Delta\lambda) = (k + 1)\lambda,$$

звідки $k = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. Тобто, чим більша монохроматичність світла, тим більшу кількість максимумів можна спостерігати.

Хід роботи

1. Розташувати прилади на оптичній лаві, відповідно до рис. 1.
2. Ретельно домогтися паралельності лазера, біпризми та екрану.
3. Освітити біпризму, ребро тупого кута якої має бути звернуто до джерела, і спостерігати інтерференцію на екрані.
4. З'ясувати як впливає на інтерференційну картину:
 - відстань a між джерелом та біпризмою;
 - відстань L між джерелом та екраном.
5. Змінюючи взаємне розміщення біпризми та екрана домогтися того, щоб інтерференційні смуги були контрастними при достатній відстані між ними.
8. Визначити ширину смуг Δx . Для цього зробити відлік від однієї з темних смуг до якомога дальшої k -тої смуги і порахувати кількість світлих смуг m між ними.
9. Виміряти відстань L – між джерелом і полем інтерференції, тобто екраном.
10. Якщо параметри біпризми невідомі, тоді відстань між уявними джерелами визначається експериментально. Для цього не зрушуючи приладів на оптичній лаві, помістіть між біпризмою та екраном збиральну лінзу Л. Зміщуючи лінзу вздовж оптичної лави, дістати в полі зору екрана чіткі зображення джерел. Виміряти відстань між ними d' та відстань між джерелом та лінзою a_1 . Враховуючи показник заломлення біпризми $n = 1,51$, розрахувати за формулою (3) заломлюючий кут Θ біпризми.
11. Скориставшись (4), обчисліть значення довжини хвилі λ лазера.
12. Змінити відстань L три рази, виміряти відповідні значення та зробити їх обчислення згідно п.п. 2-11.
13. Визначити похибки обчислень, зробити відповідні висновки.

Методичні вказівки

Уявні джерела S_1 і S_2 , взагалі кажучи, не лежать в одній площині з дійсним джерелом S , але при малому куті Θ їх зміщення по відношенню до площини

перпендикулярній осі біпризми **SO**, порівняно мале з a і L . Для визначення відстані d між уявними джерелами розглянемо хід хвилі через одну із половин біпризми (рис. 3.).

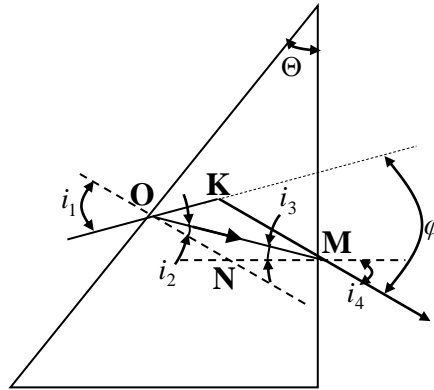


Рис. 3. Заломлення світлового променя в призмі

Для точки **O** згідно закону Снелліуса $n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}$, де $n=1,51$ – показник заломлення матеріалу призми (скла), i_1 і i_2 – кути падіння і заломлення хвилі. Внаслідок малих значень кутів буде справедливим співвідношення $n \approx \frac{i_1}{i_2}$. Подібним чином для точки **M** маємо $n \approx \frac{i_4}{i_3}$.

Розглядаючи трикутники **OKM** і **ONM**, можна показати, що є справедливі співвідношення

$$i_3 = \Theta - i_2 = \Theta - \left(\frac{i_1}{n}\right); \quad i_4 = ni_3 = \Theta n - i_1.$$

Із цих співвідношень для кута φ відхилення хвилі половинної біпризми (рис. 1) неважко отримати

$$\varphi \approx \Theta(n - 1).$$

Кут φ з врахуванням певних обмежень однаковий для всіх хвиль, що виходять з джерела **S**, тому для відстані d , як видно з рис. 1 є справедливим вираз (3):

$$\frac{d}{2} = a \tan \varphi \approx a\Theta(n - 1).$$

Відстань між уявними джерелами в інтерференційному досліді з біпризмою Френеля можна не тільки розрахувати за формулою (3) при відомому Θ , але й безпосередньо виміряти. З допомогою лінзи **Л** (рис. 4), розміщеної між біпризмою **A** і екраном **E**, на екрані можна отримати зображення **S'1** і **S'2** джерел **S1** і **S2**. Із рис. 4, на якому для простоти не показана біпризма, видно, що

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{d}{d_1}. \quad (5)$$

Переміщуючи лінзу **Л** в проміжку від біпризми до екрана, добиваються чіткого зображення джерел на екрані, що можливе при умові

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{d}{d'_2}. \quad (6)$$

У виразах (5) і (6) d'_1 і d'_2 – відстані між зображеннями джерел, отриманих при двох положеннях лінзи. Звідси отримують:

$$d = \sqrt{d'_1 d'_2}. \quad (7)$$

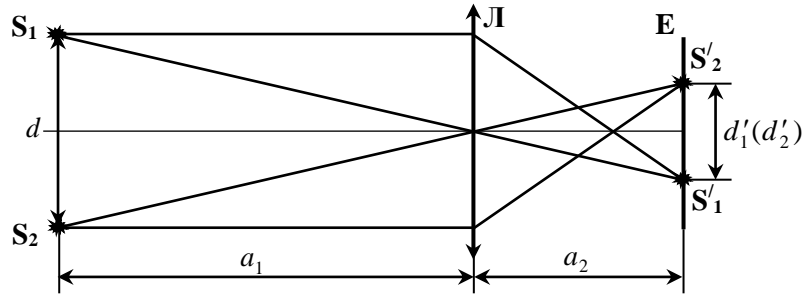


Рис. 4. Утворення зображень двох когерентних джерел

Для одержання точніших результатів знаходження d дійсну відстань між уявними джерелами краще отримати збільшеною за рахунок збільшення лінзи (з рис. 4 $a_1 < a_2$). Тоді (5) для нашого випадку переписують:

$$d = \frac{a_1}{L - a_1} d', \quad (8)$$

де $L - a_1 = a_2$. Прирівнявши (3) і (8), формула для обчислення Θ набуде вигляд:

$$\Theta = \frac{a_1 d'}{2a(n-1)(L - a_1)}$$

Таблиця 1

№	Δx	m	L	a	d'	a_1	d	Θ	λ	$\Delta\lambda$
1										
...										

$\langle \lambda \rangle$ $\langle \Delta\lambda \rangle$

Остаточний результат подають у вигляді

$$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta\lambda \rangle (\text{м}), \quad \varepsilon = \pm \frac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} \times 100 \%$$

Контрольні запитання

1. Що називають інтерференцією світла?
2. З чого складається біпризма Френеля?
3. Коли два джерела когерентні?
4. Чому заломлюючий кут біпризми повинен бути малим?
5. Чим визначається кількість видимих інтерференційних смуг?
6. Як зміниться інтерференційна картина, якщо змінити світлофільтр (змінити λ , змінити $\Delta\lambda$)?
7. Записати умову інтерференції світлових хвиль?
8. Що найбільше впливає на точність вимірювання в даній роботі?
9. Які методи утворення когерентних пучків ви знаєте?
10. Як математично записати умову екстремумів для інтерферуючих пучків?

Лабораторна робота № 8 ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Мета роботи: дослідити інтерференцію світла за допомогою кілець Ньютона, а також за допомогою них визначити радіус кривизни досліджуваної лінзи.

Прилади і матеріали: 1) освітлювач (ЛГ-72); 2) випукла лінза великого радіуса; 3) плоскопаралельна пластинка; 4) об'єктив; 5) екран.

Теоретичні відомості

Одним з найцікавіших випадків інтерференції світла є так звані кільця Ньютона. Якщо на плоску скляну пластинку (рис. 1а) покласти опуклим боком плоскоопуклу лінзу з дуже великим радіусом кривизни (кілька метрів), то, при освітленні монохроматичним світлом, починаючи від місця стикання лінзи із скляною пластинкою, спостерігається ряд концентричних темних і світлих кілець або, при освітленні білим світлом, райдужних кілець. Ці кільця дістали назву кілець Ньютона. Зазначене явище є результатом інтерференції променів у дуже тонкому повітряному прошарку (товщина якого поступово збільшується). Цей прошарок утворюється між кривою поверхнею лінзи і плоскою поверхнею пластинки (на рис. 1 заштрихована область). Кільця Ньютона можна спостерігати як у відбитому, так і в прохідному світлі. У першому випадку в центрі кілець буде темна пляма, а в другому – світла. Усі світлі кільця змінюються темними, а темні – світлими. (Кільця у відбитому світлі видно значно краще, ніж у прохідному). З'ясуємо виникнення цього явища.

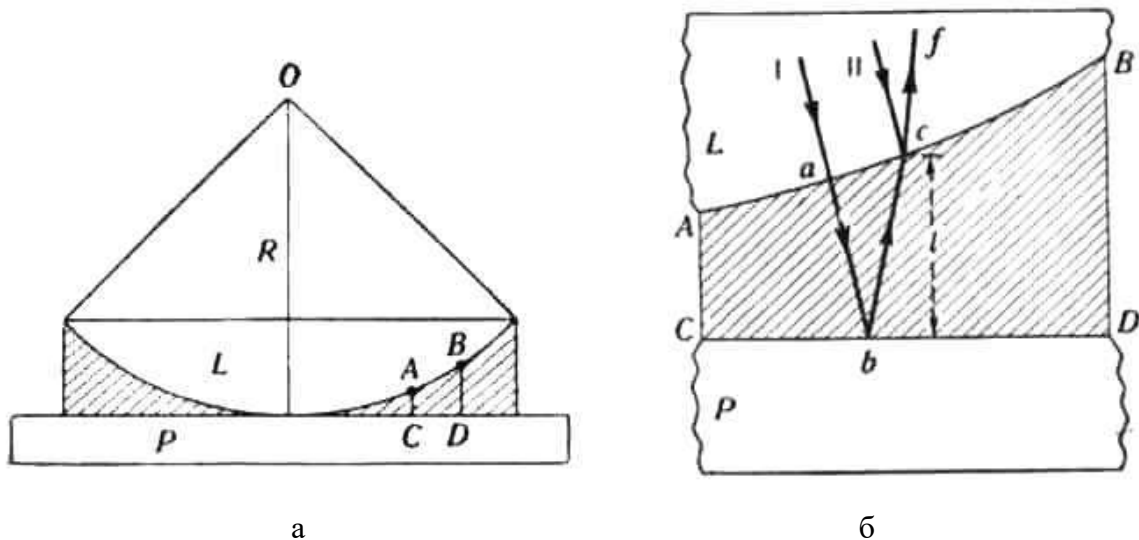


Рис. 1. Спостереження кілець Ньютона

Нехай крива **AB** (рис. 1б) являє собою у дуже збільшеному вигляді частину нижньої поверхні лінзи **L**, а **CD** – частину плоскої поверхні пластинки **P**, що лежить під лінзою. Два паралельні промені **I** і **II** падають майже прямою на повітряний шар у точках **a** і **c**, де товщина шару повітря дорівнює l . Після відбивання променя **I** від поверхні пластинки в точці **b**, а променя **II** від нижньої поверхні лінзи в точці **c**

вони йдуть далі в одному напрямі cf і можуть один одного або посилити, або ослабити і навіть знищити. (Це залежить від різниці їх ходів).

Оскільки до точки c шлях променя **I** більший, ніж шлях променя **II** на віддаль $ab + bc$, яка, приблизно, дорівнює $2l$, то відставання променя **I** від променя **II** можна прийняти рівним $2l$. Крім того, відомо, що при відбиванні хвиль від густішого середовища (скла в даному випадку) втрачається півхвилі $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Отже, промінь **I**, дійшовши до місця зустрічі в точці c з променем **II**, відстане на $2l + \frac{\lambda}{2}$.

Якщо ця різниця ходів дорівнюватиме непарному числу півхвиль, то фази коливань в обох променів на шляху cf будуть протилежні (промені один одного погасять) і пластинка в цьому напрямі здаватиметься нам неосвітленою. А там (при іншій товщині l), де різниця ходів дорівнюватиме парному числу півхвиль (фази коливань в обох інтерферуючих променях будуть однакові), у відповідному напрямі ми побачимо пластинку освітленою.

Оскільки товщина прошарку безперервно зростає, то, очевидно, різниця ходу променів змінюватиметься безперервно. У нашому досліді це чергування, при освітленні монохроматичним світлом, повинно спостерігатися у вигляді темних і світлих кілець.

Віддаль між двома сусідніми темними кільцями відповідає різниці в товщинах повітряного прошарку між лінзою і пластинкою, яка дорівнює половині довжини хвилі $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Якщо радіуси m -ого і n -ого темних кілець позначимо через r_m і r_n (рис. 2), то, очевидно, різниця товщин l_n і l_m прошарку повітря під цими кільцями дорівнюватиме

$$l_n - l_m = \frac{\lambda}{2}(n - m). \quad (1)$$

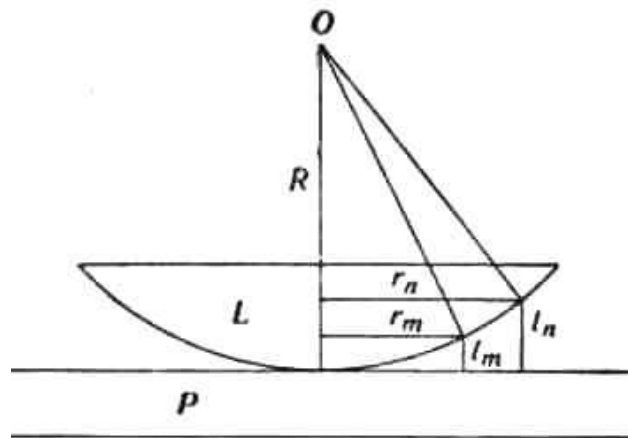


Рис. 2.

Товщини l_n і l_m можна виразити через радіуси кілець r_m і r_n та через радіус кривизни R плоскоопуклої лінзи так:

$$r_n^2 = l_n(2R - l_n), \quad r_m^2 = l_m(2R - l_m). \quad (2)$$

Розкриваючи дужки і нехтуючи дуже малими величинами l_n^2 і l_m^2 (другого порядку), дістанемо:

$$l_n = \frac{r_n^2}{2R}, \quad l_m = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (3)$$

Підставивши значення l_n і l_m з рівняння (3) в (1), знайдемо:

$$\frac{\lambda}{2}(n-m) = \frac{r_n^2 - r_m^2}{2R}, \quad (4)$$

звідки вже остаточно дістанемо:

$$R = \frac{(r_n + r_m)(r_n - r_m)}{\lambda(n-m)}. \quad (5)$$

Хід роботи

1. Добитися на екрані чіткого зображення кілець Ньютона.
2. Виміряти радіуси видимих на екрані темних кілець Ньютона.
3. За формулою (5) розрахувати радіус кривизни лінзи.
4. Спостереження і обчислення записати у таблицю 1.
5. Визначити похибки вимірів та зробити висновки.
6. Такі самі вимірювання провести не з темними, а із світлими кільцями.

Методичні вказівки

Картина, отримана на екрані, є збільшене зображення дійсних кілець Ньютона. Радіуси дійсних кілець можна обчислити, знаючи збільшення, яке дає об'єктив:

$$K = \frac{a}{a'},$$

де K – лінійне збільшення системи, a – дійсні розміри сторони квадрату на поверхні плоско-опуклої лінзи ($a = 1$ см), a' – розміри сторони квадрату на екрані.

$$K = \frac{r}{r'} = \frac{a}{a'},$$

де r' – радіус вимірюваного на екрані кільця, r – радіус дійсного кільця Ньютона,

Отже, формула для знаходження дійсних розмірів кілець Ньютона буде мати вигляд

$$r = \frac{a}{a'} r'.$$

Таблиця 1

Номер кільця	λ , м	r' (мм) виміряний	r (мм) дійсний	n, m	R , м	ΔR , м
1						
...						

$\langle R \rangle$, м $\langle \Delta R \rangle$, м

При визначенні радіуса кривизни лінзи за формулою (5) для підвищення точності результатів слід брати пари кілець у певній послідовності, наприклад, перше з одинадцятим, друге з дванадцятим і т.д.

Після заповнення звітної таблиці і визначення середнього значення радіуса кривизни даної лінзи

$$\langle R \rangle = \frac{\sum_{i=1}^k R_i}{k}$$

обчислити середню абсолютну похибку $\langle \Delta R \rangle$ та середню відносну похибку ε і написати остаточний результат:

$$R = \langle R \rangle \pm \langle \Delta R \rangle, \quad \varepsilon = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \times 100 \% .$$

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Чому інтерференція спостерігається лише у тонких плівках?
3. Що відбувається при відбиванні хвилі від середовища меншої і більшої густини?
4. Чим відрізняються кільця Ньютона у відбитому та прохідному світлі?
5. Чим може бути спричинене викривлення кілець?
6. Як зміниться вигляд кілець, якщо простір між лінзою та пластинкою заповнити водою?
7. Який вигляд матиме інтерференційна картина, якщо сферичну лінзу замінити циліндричною?
8. Якими будуть кільця Ньютона при освітленні білим світлом?
9. Чому при виконанні даного завдання промені повинні падати перпендикулярно до нижньої пластинки?
10. Чому не рекомендується брати різниці радіусів між сусідніми кільцями?

Лабораторна робота № 9

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ КАРТИНИ ВІД ЩІЛИНИ

Мета роботи: ознайомитись із принципом одержання дифракційної картини від щілини, побудувати графік залежності освітленості екрана дифракційною картиною від координати та визначити ширину щілини.

Прилади і матеріали: 1) оптична лава; 2) лазер типу ЛГ-72; 3) щілина з мікрометричним гвинтом; 4) екран з міліметровою лінійкою і фотоелементом, який може по ній пересуватися; 5) мікроамперметр.

Теоретичні відомості

Дифракцією світла називають зумовлене хвильовою природою світла явище відхилення від законів поширення світла геометричної оптики, яке виникає при проходженні світла в середовищі з різкими оптичними неоднорідностями. Звичайно, ці явища не зводяться до простого відбивання і заломлення світла. При дифракції, так як і при інтерференції, спостерігається перерозподіл інтенсивності коливального процесу в просторі в результаті суперпозиції (накладання) когерентних хвиль. Усі дифракційні явища поділяються на два види: дифракцію в розбіжних променях (на незначних відстанях від джерела світла), вивчену О.-Ж. Френелем, і дифракцію в паралельних променях (на значних відстанях від джерела), вивчену Й. Фраунгофером. Математично дифракційні задачі розв'язуються на основі принципу Гюйгенса-Френеля: *кожна точка фронту хвилі є джерелом елементарних вторинних хвиль, що поширюються в усіх напрямках, а поверхня, яка охоплює їх через час Δt , є новим положенням фронту; вторинні хвилі є когерентними і світлове поле в точці спостереження – це результат інтерференції від окремих ділянок фронту вторинних хвиль.*

Вивчення явища дифракції світла в загальному полягає у знаходженні *розподілу* інтенсивності світла на екрані в залежності від геометричних умов (відстаней між джерелом світла, перепорою і екраном). Розподіл інтенсивності світла по екрану залежить також від форми та розмірів отвору. Значний інтерес становить випадок дифракції від щілини. *Щілиною* називатимемо прямокутний отвір, що має незначну ширину і нескінченну довжину. Практично такою буде щілина, у якої довжина в багато разів більша за її ширину; у переважної більшості щілин це відношення дорівнює 1:1000.

Якщо на вузьку щілину **АВ** шириною b ($b \sim \lambda$) падає нормально до поверхні плоска світлова хвиля з довжиною хвилі λ , відбувається дифракція в обидві сторони (ліворуч та праворуч) від щілини (рис. 1). Для демонстрації дифракції Фраунгофера збиральну лінзу **L** розміщують за щілиною, а екран спостереження **E** – у фокальній площині лінзи. Як наслідок – зображення щілини на екрані розтягується у смугу з максимумами та мінімумами інтенсивності в перпендикулярному до щілини напрямі. Усі світлові хвилі, які виходять від щілини **АВ** в напрямі нормалі до екрана, збиратимуться в центральній точці **O** (точніше, промені збиратимуться в смугу, паралельну щілині). Оскільки різниця ходів між усіма цими хвилями дорівнює нулю, то центральна смуга, що проходить через точку **O**, буде максимально освітлена.

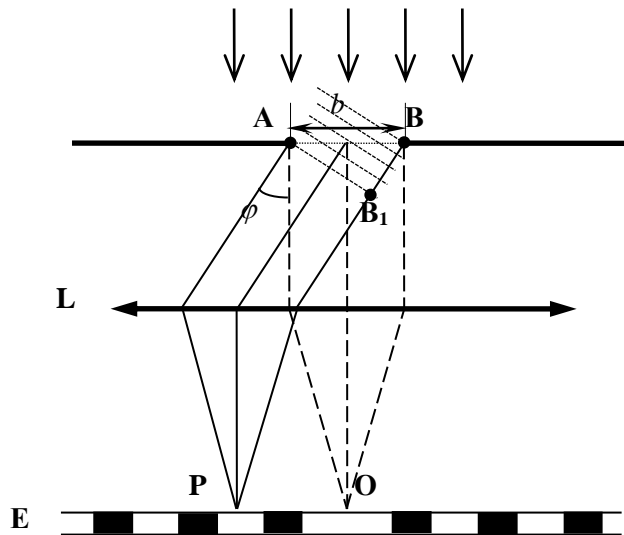


Рис. 1. Спостереження дифракції Фраунгофера

Пучок світлових хвиль, що виходить під кутом φ до нормалі, буде так само збиратися в смугу, що проходить через деяку точку **P**. Але питання про освітленість її можна вирішити лише внаслідок поділу світлової поверхні **AB** на зони Френеля. Якщо на хвильовій поверхні **AB** вкладатиметься парне число зон, то світлові хвилі від них взаємно компенсуватимуться – дифракційна смуга, що проходить через точку **P**, буде темною; якщо число зон буде непарне, то дія однієї зони залишиться некомпенсованою – дифракційна смуга буде освітленою. Ці умови аналітично можна виразити так:

якщо $BB_1 = AB \sin \varphi_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$, то смуга в точці **P** буде світла;

якщо $BB_1 = AB \sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2}$, то смуга в точці **P** буде темна, де $k = 1, 2, 3, \dots$ (k – позначає порядок розміщення дифракційних спектрів відносно центральної смуги).

Якщо φ – кут між напрямом падіння променів на щілину і певним розглядуваним напрямом, а b – ширина щілини, то умова максимуму освітленості має такий вигляд:

$$b \sin \varphi_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

а умова мінімуму:

$$b \sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

Розподіл інтенсивності в дифракційній картині на екрані спостереження залежно від кута дифракції φ має вигляд

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2(f)}{f^2}, \quad (3)$$

де $f = \left(\frac{\pi b}{\lambda}\right) \sin \varphi$, а I_0 – інтенсивність світла в напрямі падаючої хвилі ($\varphi = 0$). Це рівняння свідчить про те, що при освітленні щілини пучком білого світла максимумами та мінімумами відповідних довжин хвиль зміщені один відносно одного.

Нульові максимуми для всіх довжин хвиль збігаються, тому в центрі дифракційної картини спостерігається біла смуга, що поступово переходить в кольорову. Далі повинні йти забарвлені в різні кольори максимуми. Але при дифракції від однієї щілини практично не можна побачити чітке розділення для окремих довжин хвиль.

Хід роботи

1. Розташувати прилади на оптичній лаві, відповідно до рис. 2.

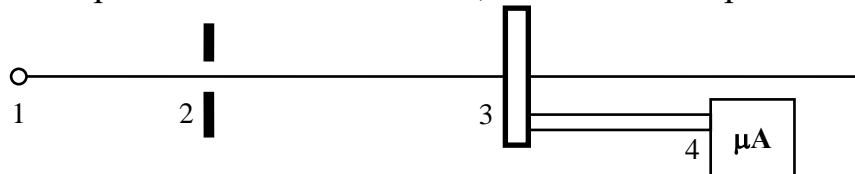


Рис. 2. Схема установки для дослідження дифракції Фраунгофера:

1 – лазер; 2 – щілина з мікрогвинтом; 3 – екран з фотоприймачем; 4 – мікроамперметр.

2. Увімкнути лазер. Ретельно домогтися паралельності лазера, щілини та екрану.

3. Переміщенням дифракційної щілини вздовж лави домогтися її різкого зображення на екрані.

4. За допомогою мікрометричного гвинта повільно зменшувати ширину дифракційної щілини і спостерігати за появою дифракційної картини на екрані.

5. Встановити фотоприймач на екрані за допомогою гвинта в центрі дифракційної картини (центрального максимум). Зняти покази мікроамперметра (I_0).

6. Переміщуючи фотоприймач за допомогою гвинта по шкалі екрана, виміряти на масштабній лінійці відстані між максимумами 1, 2, 3-го порядків ліворуч і праворуч від центрального та зняти покази мікроамперметра для відповідних максимумів (I_k).

7. Дані занести в таблицю 1.

8. На основі таблиці побудувати графік залежності освітленості від координати.

9. Виміряти відстань від щілини до екрана l .

11. Для кожного значення k за формулою (7) обчислити ширину щілини b .

12. Знайти середнє значення b та оцінити похибку вимірювань.

13. Повторити експеримент, змінивши ширину щілини.

Методичні вказівки

Взагалі кажучи, дифракційні явища суттєво проявляються, якщо довжина хвилі λ є співрозмірна з b . У цьому випадку зберігають силу такі поняття, як хвильова поверхня і хвильовий фронт.

На якість дифракційної картини досить помітно впливає ширина щілини. При збільшенні її спостерігається наближення максимумів та мінімумів освітлення до центра. Якщо $\lambda \ll b$, то на екрані спостерігається різке зображення щілини, дифракційна картина зникає.

У випадку, коли ширина щілини b значно менша за відстань l від щілини до екрана, дифракція Фраунгофера спостерігається і без лінзи **L**. При цьому промені, що йдуть від країв щілини, практично паралельні.

Результуюча освітленість будь-якої точки екрану E , напрям на яку утворює з нормаллю \vec{n} до поверхні щілини кут φ , визначається інтерференцією всіх вторинних хвиль, що поширюється у різних напрямках від різних точок щілини (рис. 3). В залежності від співвідношення фаз коливань, що накладаються в певній точці, можуть спостерігатися як максимум, так і мінімум інтенсивності I коливань результуючого поля. На рис. 3 зображена залежність інтенсивності I від синуса кута між напрямом падіння променів на щілину і певним розглядуваним напрямом. У напрямках, що задовольняють умови

$$\sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2b} = k \frac{\lambda}{b}, \quad (4)$$

$$\sin \varphi_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2b}, \quad (5)$$

інтенсивність коливань результуючого поля відповідно рівна нулю (дифракційні мінімуми) – формула (4) або максимальна (дифракційні максимуми) – (5). В центрі системи виникає завжди центральний дифракційний максимум, який в два рази ширший побічних максимумів (рис. 3).

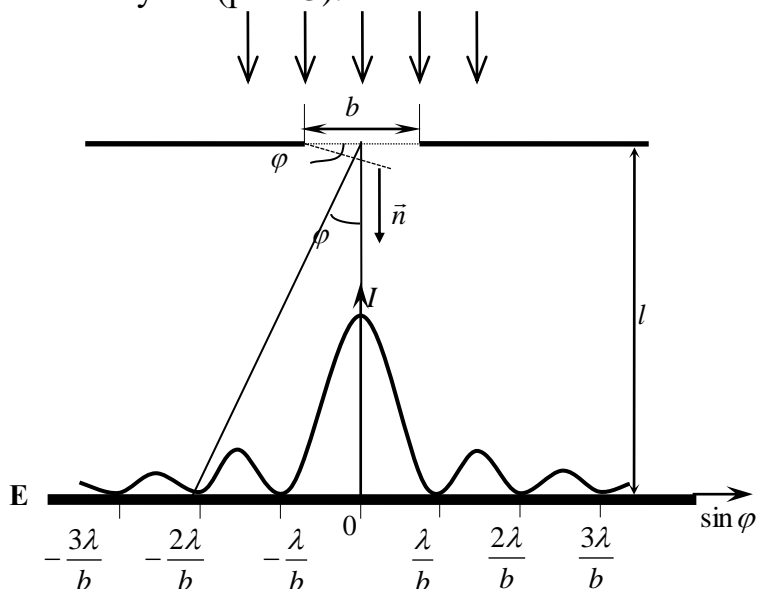


Рис. 3. Залежність інтенсивності I від синуса кута між напрямом падіння променів на щілину і певним розглядуваним напрямом

Користуючись рис. 3 для малих значень φ , дістанемо вираз відстані Δx_k дифракційного максимуму k -ого порядку від центрального: $\Delta x_k = l \tan \varphi_k \approx l \sin \varphi_k$. З останнього виразу:

$$\sin \varphi_k = \frac{\Delta x_k}{l}. \quad (6)$$

Експериментально визначивши Δx_k , l , k , користуючись формулою (6) і відомим значенням λ , з рівності (1) визначають ширину щілини:

$$b = (2k + 1) \frac{l\lambda}{2\Delta x_k}. \quad (7)$$

Не завжди є можливість отримати дифракційну картину таким чином, щоб центральний максимум знаходився у початку відліку ($x_0 = 0$) міліметрової лінійки

шкали екрану. Тому для визначення відстані Δx_k спочатку визначають координату центрального максимуму x_0 . За допомогою гвинта повільно переміщують фотоелемент в області центрального максимуму по шкалі екрану, знаходячи за показами мікроамперметра максимальне значення інтенсивності I_0 (максимальне відхилення стрілки) та координати фотоелемента x_0 , що йому відповідає. Аналогічним чином знаходять координати інших максимумів. Дані заносять до звітної таблиці 1.

Таблиця 1

№	λ	l	k	I_k	x_k	Δx_k	b	Δb
1								
...								

$\langle b \rangle$ $\langle \Delta b \rangle$

де k – порядок максимуму, x_k , I_k , – координата і інтенсивність максимуму k -ого порядку відповідно.

Визначення відстані Δx_k проводять згідно: $\Delta x_k = |x_k - x_0|$.

Після заповнення звітної таблиці 1 і знаходження ширини щілини b за (7) для кожного випадку (максимумів різного порядку), середнього значення $\langle b \rangle$ (як середнього арифметичного) та обчислення середньої абсолютної похибки $\langle \Delta b \rangle$ і середньої відносної ε , записують остаточний результат:

$$b = \langle b \rangle \pm \langle \Delta b \rangle, \quad \varepsilon = \pm \frac{\langle \Delta b \rangle}{\langle b \rangle} \times 100 \% .$$

Контрольні запитання

1. Що називається дифракцією світла?
2. На скільки видів поділяються дифракційні явища?
3. У чому полягає принцип Гюйгенса-Френеля?
4. У чому полягає вивчення явища дифракції світла?
5. Чим відрізняються умови спостереження дифракції Френеля і дифракції Фраунгофера?
6. Промені якої довжини хвилі при дифракції відхиляються від початкового напрямку найбільше?
7. Як змінюватиметься дифракційна картина на екрані при поперечному зміщенні щілини?
8. Записати умову, коли дифракційна смуга буде темною на екрані, а коли світлою?
9. Записати умову розподілу інтенсивності в дифракційній картині на екрані спостереження залежно від кута дифракції.
10. Що впливає на якість дифракційної картини?

Лабораторна робота № 10 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА

Мета роботи: вивчити метод одержання та спостереження плоскополяризованого світла за допомогою поляроїдів; перевірити дослідним шляхом закон Малюса

Прилади і матеріали: 1) оптична лава; 2) освітлювач; 3) два поляроїди; 4) мікроамперметр; 5) фотоелемент.

Теоретичні відомості

У хвильовому процесі, тобто в процесі розповсюдження коливань, є два характерних напрямки: напрямок коливань і напрямок їх розповсюдження. Якщо ці напрямки співпадають, то хвилі повздовжні, якщо взаємно перпендикулярні, то хвилі поперечні. Для поперечних хвиль є характерним явище поляризації. Поляризацією називається явище організації коливань у хвильовому процесі. В реальній поперечній хвилі коливання можуть відбуватись в різноманітних напрямках (перпендикулярних напрямків до напрямку розповсюдження безліч) і явище поляризації полягає в перетворенні такого неорганізованого хвильового процесу в хвилю з одним напрямком коливань. Хвиля, поляризована таким чином, називається лінійно, або плоско поляризованою, а пристрій, що виконує таке перетворення, називається поляризатором. Якщо накладаються два хвильових плоско поляризованих когерентних процеси, коливання в яких взаємно перпендикулярні, то результатом додавання таких коливань, як відомо є еліпс, який в хвильовому процесі зміщується з швидкістю хвилі – виникне еліптично поляризована хвиля. Така хвиля може зображатись у вигляді еліптичної спіралі. Звичайно, що основним типом поляризації хвиль є лінійна поляризація.

Хвильова оптика розглядає світло, як електромагнітні поперечні хвилі, як процес розповсюдження коливань світлового вектора, тому світло повинно поляризуватись, що і підтверджує досвід. Світло, що посилається сонцем, розжареними тілами і іншими джерелами є результатом неузгодженого випромінювання безлічі атомів, напрямки коливань світлового вектора в ньому з рівною вірогідністю представлені у всіх напрямках. Таке світло називається звичайним. В лінійно поляризованому світлі представлені коливання тільки одного напрямку. Графічне зображення звичайного і лінійно-поляризованого світла наведено на рис 1, а, б, в – неполяризоване звичайне світло, г, д, е – поляризоване.

Як відомо, поляризація, в тому числі і поляризація світла, відбувається за допомогою поляризаторів. Поляризатор пропускає світло з одним напрямом коливань і повністю затримує коливання в перпендикулярному до такого напрямку. Якщо коливання відбуваються в напрямку, що складає кут φ з напрямком пропускання рис. 2, то їх можна розкласти на паралельну $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ і перпендикулярну $A_{\perp} = A \sin \varphi$ складові. Перші коливання проходить через поляризатор, а другі повністю затримуються ним. Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, тому інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через

поляризатор, який називається в даному випадку аналізатором:
 $I_a \sim A^2 \cos^2 \varphi = I_p \cos^2 \varphi$. Співвідношення

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi \quad (1)$$

називається законом Малюса: *інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, напрямку пропускання якого складає кут φ з напрямком коливань світла, дорівнює добутку інтенсивності світла на квадрат косинуса кута між цими напрямками.*

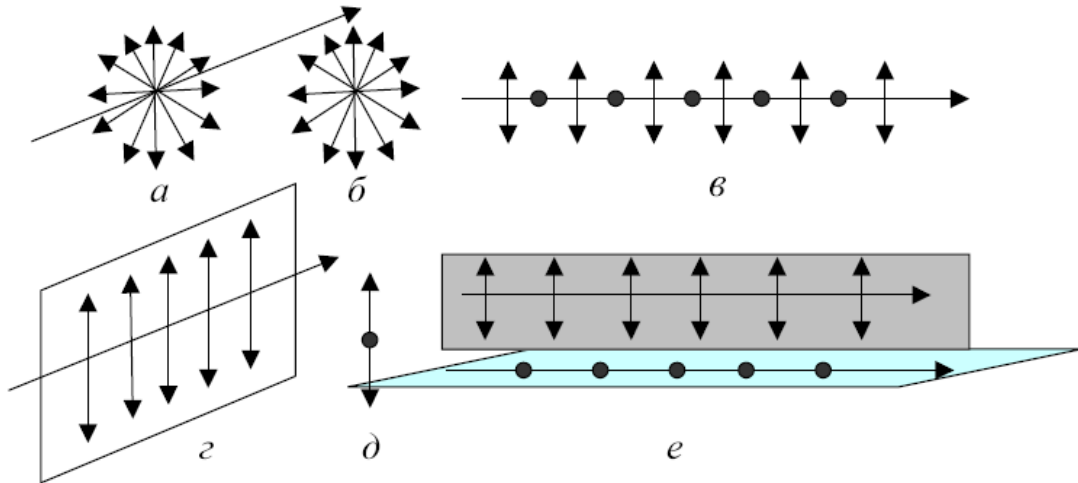


Рис. 1. Графічне зображення звичайного і лінійно-поляризованого світла

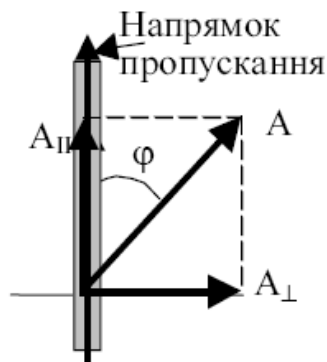


Рис. 2. Паралельна і перпендикулярна складові коливання

Якщо на поляризатор падає звичайне світло, то в ньому представлені коливання довільних напрямків і $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, тому інтенсивність світла після поляризатора $I_p = I_0 \langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2} I_0$, де $\langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2}$ середнє значення квадрату косинусів кутів, а I_0 – інтенсивність звичайного світла до поляризатора.

Якщо звичайне світло проходить через систему «поляризатор-аналізатор» (рис. 3), то має місце співвідношення:

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi \quad (2)$$

Співвідношення (1) і (2) записані для ідеальних поляризаторів. У реальних випадках пристрої мають свої коефіцієнти поглинання та відбивання, що накладає

свій вплив на названі співвідношення. Отже для системи «поляризатор-аналізатор» закон Малюса записується так:

$$I_a = I_p k \cos^2 \varphi, \tag{3}$$

де k – коефіцієнт поглинання.

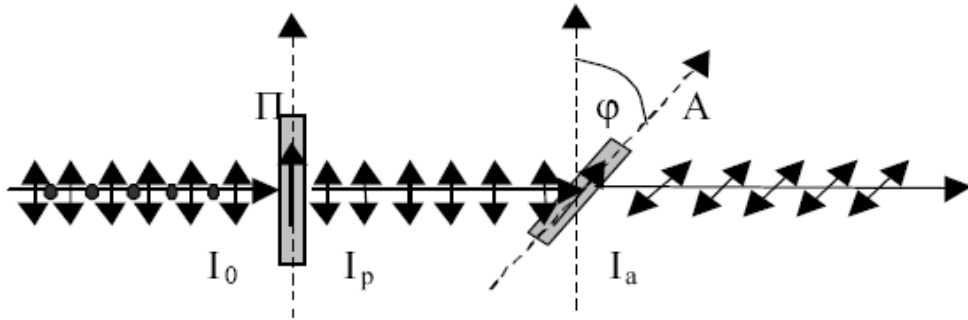


Рис. 3. Проходження світла через систему «поляризатор-аналізатор»

Найпоширенішим на практиці є *частково поляризоване* світло. Частково поляризованим називається світло, в якому представлені коливання різних напрямків, але їх інтенсивність залежить від напрямку. Якщо пропустити таке світло через аналізатор, то при повороті аналізатора навколо напрямку розповсюдження інтенсивність світла буде змінюватись від I_{\max} до I_{\min} . Фізична величина, що визначається як

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{4}$$

називається *ступінь поляризації*.

Експериментальна установка і метод дослідження. Для дослідної перевірки закону Малюса використовується установка, схема якої наведена на рис. 4. Установка зібрана на оптичній лаві ОС. Випромінювання від освітлювача О потрапляє на поляризатор П, аналізатор А, який вмонтовано в об'їму зі шкалою, що вказує кут між напрямком коливань світла та напрямком пропускання аналізатора. Після проходження аналізатора світло попадає на фоторезистор Ф, в якому енергія світла регулює силу струму через нього. Струм, пропорційний інтенсивності світла, фіксується мікроамперметром МА.

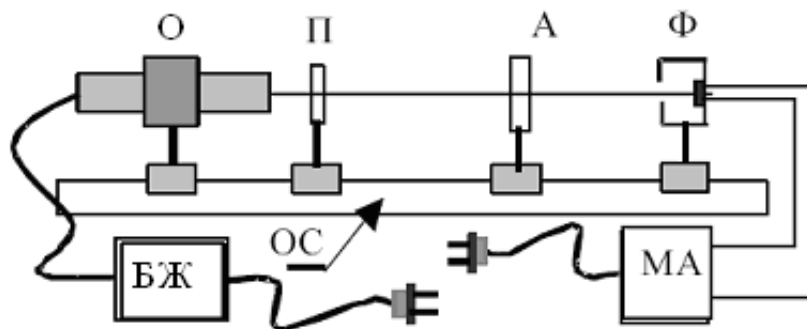


Рис. 4. Схема установки для дослідної перевірки закону Малюса

Хід роботи

1. Перевірити відповідність розташування приладів на оптичній лаві рис 4. Включити живлення мікроамперметра і освітлювача.

2. Добитися паралельності освітлювача, поляризаторів та фотоелемента.
3. Обертаючи лімб аналізатора та переміщуючи елементи оптичної лави **ОС**, домогтися максимального значення освітленості.
4. Встановити показ лімба поляризатора **П** (вказаний викладачем). Змінюючи покази лімба аналізатора **А** через кожні 10^0 в межах від 0^0 до 180^0 зняти значення освітленості I_a . Обертання лімба виконати в двох напрямках.
5. Побудувати в полярних координатах залежність інтенсивності освітленості $I_a(\varphi)$ від кута повороту.
6. Визначити ступінь поляризації.
7. Порівняти теоретично очікувану залежність $I_a^T(\varphi)$, обчислену за законом Малюса, із знайденою експериментально $I_a(\varphi)$.
8. Оцінити похибки та зробити висновки.

Методичні вказівки

Обертаючи аналізатор від 0^0 до 180^0 , через кожні 10^0 записують покази міліамперметра **МА**, в табл. 1

Таблиця 1

Кут повороту $\varphi, ^\circ$	Покази МА I_a	$\Delta\varphi$	$\cos^2(\Delta\varphi)$	I_a^T	ΔI_a
0					
10					
...					
180					

За даними табл. 1 в полярних координатах будують залежність інтенсивності освітленості I_a від кута повороту φ (див. рис. 5), де довжина відрізків прямо пропорційна значенню інтенсивності світла для даного кута аналізатора.

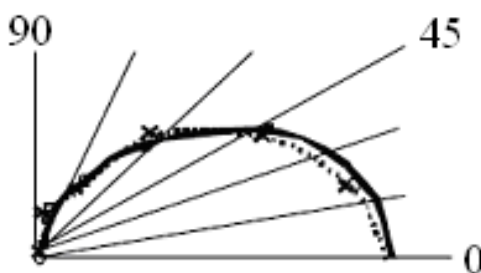


Рис. 5. Залежність інтенсивності освітленості I_a від кута повороту φ

Вибравши з таблиці максимальне та мінімальне значення I_a , за формулою (4) визначають ступінь поляризації p .

Теоретичне значення інтенсивності світла I_a^T обчислюють за формулою (3). Отже слід знати значення інтенсивності світла поляризатора I_p , коефіцієнт поглинання k поляроїда та кут φ . Для знаходження перших двох величин забирають з оптичної лави аналізатор (не рухаючи інші елементи). Тоді значення показів мікроамперметра є величина I_p . Коефіцієнт поглинання k знаходять із відношення:

$$k = \frac{I_a^{\max}}{I_p}, \quad (5)$$

де I_a^{\max} – максимальне зі значень I_a таблиці 1 – випадок, коли площини аналізатора і поляризатора співпадають. Оскільки шкали лімбів поляризатора і аналізатора можуть не співпадати, то значення φ знаходять як

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0, \quad (6)$$

де φ_0 – кут φ при I_a^{\max} .

Тоді формула для теоретичної перевірки закону Малюса має вигляд:

$$I_a^T = I_p k \cos^2(\Delta\varphi),$$

а обчислення похибок:

$$\Delta I_a = |I_a^T - I_a|, \quad \varepsilon = \pm \frac{\Delta I_a}{I_a^T} \cdot 100\% .$$

Контрольні запитання

1. В чому полягає явище поляризації?
2. Які хвилі можуть бути поляризовані?
3. Яке світло називають природним, а яке поляризованим?
4. Яке світло називають лінійно (плоско) поляризованим, а яке частково поляризованим?
5. Які види поляризації ви знаєте?
6. Як можна отримати поляризоване світло?
7. Що таке поляроїд?
8. Що таке поляризатор і аналізатор? Чим вони відрізняються?
9. Що таке головні площини поляризатора, аналізатора?
10. Сформулюйте та виведіть закон Малюса?

Лабораторна робота № 11 ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ В ЗАКОНІ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА ЗА ДОПОМОГОЮ ОПТИЧНОГО ПІРОМЕТРА

Мета роботи: ознайомитися з принципом роботи оптичного пірометра та навчитися користуватись ним для визначення температури розжарених тіл. Визначити сталу в законі Стефана-Больцмана.

Прилади і матеріали: 1) оптичний пірометр із зникаючою ниткою та блоком живлення; 2) електрична лампа розжарювання (потужністю 40-60 Вт); 3) вольтметр; 4) амперметр; 5) лабораторний автотрансформатор (ЛАТР).

Теоретичні відомості

Тепловим випромінюванням називається випромінювання тілами електромагнітної енергії за рахунок їх внутрішньої енергії. На відміну від інших видів випромінювання, котрі потребують зовнішніх джерел енергії, теплове випромінювання існує завжди, в тому числі, коли тіло перебуває в тепловій рівновазі з навколишнім середовищем. У цьому випадку теплове випромінювання називається *рівноважним*. За таких умов утрати енергії тіла на випромінювання компенсуються за рахунок енергії падаючого на нього випромінювання зовнішніх тіл. Тому інтенсивність рівноважного випромінювання залишається незмінною. Температура тіла також лишається незмінною й рівною температурі зовнішніх тіл.

Кількісною інтегральною характеристикою випромінювання є *енергетична світність* R , яка визначається енергією, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла по всіх напрямках назовні:

$$R = \frac{\Phi}{S} \text{ [Вт/м}^2\text{]}, \quad (1)$$

де Φ – енергія, що випромінюється тілом за одиницю часу (*потік енергії*), S – площа випромінюючої поверхні тіла.

У тепловому випромінюванні присутні всі можливі довжини хвиль. Його спектральний склад, тобто, розподіл енергії випромінювання по довжинах хвиль λ при заданій температурі T , визначається *випромінювальною здатністю* $r(\lambda, T)$:

$$r(\lambda, T) = \frac{dR_\lambda}{d\lambda},$$

де dR_λ – енергетична світність тіла в спектральному інтервалі $d\lambda$.

Енергетична світність і випромінювальна здатність тіла пов'язані очевидним співвідношенням:

$$R = \int_0^\infty r(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

Тіла не лише випромінюють, а й поглинають падаюче на них випромінювання інших тіл. Поглинання тілом випромінювання з даною довжиною хвилі λ і при заданій температурі T , визначається *поглинальною здатністю* $a(\lambda, T)$:

$$a(\lambda, T) = \frac{d\Phi_{\lambda\text{на}}}{d\Phi_{\lambda\text{в}}},$$

де $d\Phi_{\lambda\ddot{a}\ddot{a}}$ – енергія з довжинами хвиль в заданому інтервалі $d\lambda$, що поглинається тілом за одиницю часу, $d\Phi_{\lambda\ddot{i}\ddot{i}}$ – те саме для падаючої на тіло енергії. Інакше кажучи, $a(\lambda, T)$ показує, яка частка енергії, що падає на тіло в спектральному інтервалі $d\lambda$, поглинається.

Названі характеристики теплового випромінювання залежать від температури, довжини хвилі (крім R) та властивостей речовини тіла. Останнє, зокрема, спричинює те, що поглинальна здатність різних тіл не однаково залежить від довжини хвилі. Цим зумовлені кольори тіл – тіло має колір, якому відповідає довжина хвилі, що поглинається слабше, ніж інші. Але в теорії провідну роль відіграє так зване *абсолютно чорне тіло* (АЧТ), поглинальна здатність якого на всіх довжинах хвиль і при всіх температурах дорівнює одиниці:

$$a_{\lambda \times \delta} \equiv 1.$$

У природі таких тіл не існує, це є фізична модель. Непоганим наближенням до АЧТ є тіло, вкрите сажею, поглинальна здатність якої близька до одиниці в широкому діапазоні довжин хвиль аж до далекої інфрачервоної області. Серед звичайних тіл зустрічаються й такі, в яких поглинальна здатність менша від одиниці, але практично не залежить від довжини хвилі: $a_T = \text{const} < 1$. Такі тіла називаються *сіримми*.

Правильну теорію теплового випромінювання створив Планк у 1900 р. на основі висунутої ним квантової гіпотези, згідно з якою електромагнітне випромінювання випускається не безперервно, а окремими порціями – квантами. При цьому енергія кванта визначається тільки частотою випромінювання:

$$E = h\nu,$$

де ν – частота випромінювання (Гц); $h = 6,63 \times 10^{-34}$ Дж \times с – стала Планка, яка є однією з універсальних фізичних констант.

Основним завданням теорії є встановлення виду функції випромінювальної здатності $r(\lambda, T)$, оскільки з неї можна отримати всі інші властивості теплового випромінювання, що спостерігаються в експерименті. Виходячи із квантової гіпотези, Планк вивів наступний вираз $r(\lambda, T)$ для рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла (формула Планка):

$$r_{\text{ачт}}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (3)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, λ – довжина хвилі випромінювання, T – абсолютна температура тіла (К), k – стала Больцмана. На рис. 1 показано вид спектрів випромінювання АЧТ (графіків функції (3)) для декількох температур.

З формули Планка (3) випливають установлені експериментально ще до створення теорії *закони теплового випромінювання АЧТ*.

1. Підстановка в (2) виразу (3) після інтегрування дає закон Стефана-Больцмана, згідно з яким енергетична світність АЧТ є прямо пропорційною четвертому степеню температури:

$$R_{\text{АЧТ}} = \int_0^{\infty} r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda = \sigma T^4, \quad (4)$$

де $\sigma = \frac{2\pi^2}{15c^2h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ – стала Стефана-Больцмана.

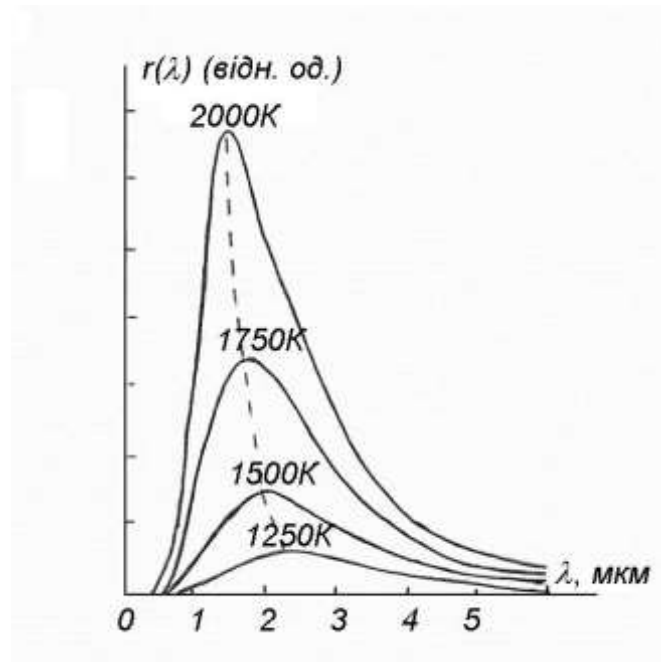


Рис. 1. Спектри випромінювання АЧТ

2. Закон зміщення Віна полягає в тому, що довжина хвилі, на якій випромінювальна здатність АЧТ максимальна, є обернено пропорційною температурі тіла:

$$\lambda_m = \frac{b}{T},$$

де $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – стала Віна. Отже, при підвищенні температури максимум випромінювання зсувається в бік коротших хвиль. Проте, навіть при досить високих температурах 1000÷2000 К, які використовуються в роботі, тільки незначна частка випромінювання потрапляє у видиму область ($\lambda < 0,8 \text{ мкм}$), як це добре видно з рис.1.

Закон Віна теж можна отримати з формули Планка (3), якщо продиференціювати її по λ і прирівняти похідну до нуля. Тоді з отриманого рівняння виходить:

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,965k} \cdot \frac{1}{T},$$

при чому, $\frac{hc}{4,965k} = b = 2,9 \cdot 10^{-3} (\text{м} \cdot \text{К})$

3. Закон Кірхгофа. У стані термодинамічної рівноваги в системі різні тіла випромінюють і поглинають різні енергії, але кожне окреме тіло при заданій температурі T у будь-якому інтервалі довжин хвилі $d\lambda$ повинно випромінювати стільки енергії, скільки воно поглинає в цьому інтервалі. Звідси випливає закон Кірхгофа, згідно з яким відношення випромінювальної здатності до поглинальної здатності ($r(\lambda, T)/a(\lambda, T)$) для всіх тіл визначається однією й тією ж (універсальною) функцією довжини хвилі та температури.

Для абсолютно чорного тіла $a_{\text{АЧТ}} \equiv 1$, отже, вказаною універсальною функцією є випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла $r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T)$. Тому для довільного тіла

$$r(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \quad (5)$$

Для сірих тіл поглинальна здатність практично не залежить від довжини хвилі й при заданій температурі T дорівнює сталій величині $a_T < 1$. Тому сіре тіло при кожній температурі має спектр теплового випромінювання такої ж форми, що й АЧТ, але меншу енергетичну світність R . Згідно з (2), (5) і (4),

$$R(T) = a_T \sigma T^4. \quad (6)$$

Цей вираз можна розглядати як закон Стефана-Больцмана для сірих тіл. Але слід зауважити, що коли поглинальна здатність тіла залежить від температури ($a_T = f(T)$), то енергетична світність уже не є прямо пропорційною четвертому степеню температури.

Закон, який виражається формулами (4), (6) дістав назву закону Стефана-Больцмана. Вимірювання показали, що стала σ має значення:

$$\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{Вт м}^{-2\text{к}^4}$$

Температуру розжарення вольфрамової нитки лампи вимірюють за допомогою спеціальних приладів – пірометрів (безконтактний метод вимірювання температури). В основу будови пірометрів покладено закони випромінювання абсолютно чорного тіла. Одним із таких приладів є яскравісний пірометр або пірометр із зникаючою ниткою. В ньому використано властивість людського ока з високою точністю порівнювати яскравість двох тіл, які розміщені поруч.

У роботі використано пірометр типу ОППР-О9, де проводиться порівняння яскравості нитки розжарення спеціальної фотометричної лампочки з яскравістю тіла, температуру якого потрібно визначити. Як правило таке порівняння проводять в області червоної частини спектра ($\lambda = 660 \text{ нм}$) в досить вузькому інтервалі довжин хвиль $\Delta \lambda$.

Пірометр складається з зорової труби, всередині якої змонтовано еталонну фотометричну лампу. Лампа живиться від акумуляторної батареї, або спеціального блока живлення.

Перевірка закону Стефана-Больцмана. У даній лабораторній роботі досліджується залежність від температури потужності теплового випромінювання лампи розжарювання з вольфрамовою спіраллю. Вольфрам можна вважати сірим тілом, для якого виконується закон (5).

Коли лампа не горить, і температура спіралі дорівнює температурі навколишнього середовища ($T = T_c$), теплове випромінювання спіралі є рівноважним. Через це потік енергії, що поглинається спіраллю дорівнює випромінюваному потоку, і, згідно з (1) і (6), визначається виразом

$$\Phi_{\text{вд}} = SR = Sa_T \sigma T^4.$$

де S – площа випромінюючої поверхні.

При цьому спіраль практично не випромінює у видимій області спектра. Але при пропусканні струму I спіраль нагрівається до високої температури $T \gg T_c$, і, згідно (4) випромінюваний нею потік $\Phi_{\text{вд}} = Sa_T \sigma T^4$ сильно зростає, причому помітна його частка потрапляє у видиму область. Однак, величина $\Phi_{\text{ног}}$ не

змінюється, тому що температура в лабораторії T_c практично залишається постійною, й інтенсивність теплового випромінювання навколишніх тіл не змінюється. За таких умов випромінювання спіралі є не рівноважним, але стаціонарним, оскільки втрати енергії на випромінювання компенсуються тепловою потужністю струму $P = IU$, що виділяється в спіралі. Отже,

$$\Phi_{\text{вип}} = \Phi_{\text{пог}} + IU.$$

Коли лампа горить, то $T \gg T_c$, $\Phi_{\text{вип}} \gg \Phi_{\text{пог}}$ і $\Phi_{\text{пог}} \ll IU$. Тому можна вважати, що

$$P = UI = Sa_T \sigma T^4, \quad (7)$$

де I , U – сила струму в лампі та напруга на ній.

Вираз (7) дозволяє перевірити виконання закону Стефана-Больцмана для сірих тіл у такий спосіб:

1. Маючи площу випромінюючої поверхні S і табличні дані для поглинальної здатності спіралі $a_T(T)$, і, вимірюючи I та U , можна визначити сталу Стефана-Больцмана:

$$\sigma = \frac{P}{Sa_T T^4} \quad (8)$$

і порівняти його з теоретичним значенням.

2. Перевірити виконання закону $R \sim T^4$ можна, проаналізувавши експериментально отриману залежність (7). Якщо подати її у вигляді:

$$P = S \sigma a_T T^n, \quad (9)$$

то можна записати:

$$\lg\left(\frac{P}{a_T}\right) = \lg(\sigma S) + n \lg(T).$$

Отже, залежність

$$\lg\left(\frac{P}{a_T}\right) = f(\lg(T))$$

є лінійною залежністю з кутовим коефіцієнтом n . Тому величину n можна визначити, побудувавши за експериментальними даними графік цієї функції, і, порівнявши отриманий результат із теоретичним значенням $n=4$, зробити висновок про застосовність закону (6) для вольфраму.

Вимірювання температури спіралі лампи. Температуру сильно нагрітих тіл, коли помітна частка енергії випромінюється у видимій області спектра, можна визначати на відстані за допомогою оптичних пірметрів.

Принцип дії пірметра, що використовується в цій роботі, полягає у візуальному порівнянні яскравості досліджуваного тіла (спіраль досліджуваної лампи) із яскравістю еталонного тіла (нитка розжарення еталонної лампи всередині пірметра), яке можна вважати абсолютно чорним тілом. Змінюючи струм в еталонній лампі, отже, її температуру $T = T_{\text{ачт}}$, яку можна зняти зі шкали пірметра, домагаються візуального вирівнювання яскравостей нитки пірметричної лампи досліджуваної спіралі.

Співставлення яскравостей робиться у вузькому інтервалі довжин хвиль, який виділяється червоним світлофільтром ($\lambda_0 \cong 0,66$ мкм). За таких умов яскравість є пропорційною до випромінювальної здатності на заданій довжині хвилі $r(\lambda_0)$.

Температура абсолютно чорного тіла $T_{\text{ачт}}$, при якій його яскравість дорівнює яскравості досліджуваного тіла, називається *яскравісною температурою* $T_{\text{я}}$. Отже, пірометр дає яскравісну температуру $T_{\text{я}}$ спіралі досліджуваної лампи. Але ця температура не співпадає з абсолютною температурою T досліджуваної спіралі, котра фігурує у виразах законів теплового випромінювання. У момент вимірювання абсолютна температура нитки еталонної лампи дорівнює $T_{\text{я}}$, і, якщо позначити абсолютну температуру досліджуваної спіралі T , то з рівності випромінювальних здатностей ламп і виразу (5) випливає що

$$r_{\text{ачт}}(\lambda_0, T_{\text{я}}) = a_{\text{т}} r_{\text{ачт}}(\lambda_0, T). \quad (10)$$

Оскільки для сірого тіла, яким є досліджувана спіраль, $a_{\text{т}} < 1$, то $T > T_{\text{я}}$, і можна записати:

$$T = T_{\text{я}} + \Delta T, \quad (11)$$

де ΔT – поправка до показів пірометра, яку для кожного значення $T_{\text{я}}$ можна розрахувати за допомогою (3), (5) і (9).

Результат такого розрахунку у вигляді графіка $\Delta T = f(T_{\text{я}})$ поданий на робочому місці, що дозволяє за формулою (11) визначати термодинамічну температуру досліджуваної спіралі через результати прямих вимірів $T_{\text{я}}$.

Опис експериментальної установки:

Принципова схема установки й будова пірометра зображені на рис. 2, де:

- 1 – джерело світла (лампа розжарювання);
- 2 – об'єktiv пірометра;
- 3 – нейтральний (димчастий) світлофільтр;
- 4 – ручка введення димчастого світлофільтра;
- 5 – пірометрична лампа,
- 6 – реостат для регулювання струму пірометричної лампи;
- 7 – окуляр;
- 8 – червоний світлофільтр ($\lambda_0 = 0,66$ мкм);
- 9 – барабан, сполучений з реостатом. Джерело світла й пірометр установлені на оптичній лаві й підключені до блоку живлення.

Об'єktiv пірометра 2 встановлюють так, щоб зображення об'єкта (спіраль досліджуваної лампи) накладалося на нитку розжарення пірометричної лампи 5. Яскравість зображення спіралі, створюваного об'єktivом, дорівнює яскравості самої спіралі. Яскравість пірометричної лампи 5 регулюється зміною струму розжарення за допомогою реостата 6 поворотом барабана 9.

Поступово збільшуючи розжарення, яскравість пірометричної лампи змінюють доти, поки вона не зрівняється з яскравістю зображення спіралі досліджуваної лампи, і знімають покази зі шкали пірометра, що проградуєвана в градусах Цельсія ($^{\circ}\text{C}$).

Примітка 1: Довжина нитки лампи $l=5 \cdot 10^{-2}$ м. Діаметр нитки $d=0,072$ мм.

Примітка 2. При досягненні рівності яскравостей вершина нитки розжарення пірометричної лампи перестає розрізнятися на тлі спіралі досліджуваної лампи.

Для розширення діапазону вимірюваних температур використовується нейтральний (димчастий) світлофільтр, який послаблює яскравість досліджуваного тіла і застосовується, коли температура перевищує 1400 °С. Відповідно, пірометр має дві шкали: 700÷1400 °С при роботі без димчастого фільтра, і 1200÷2000 °С для роботи з фільтром.

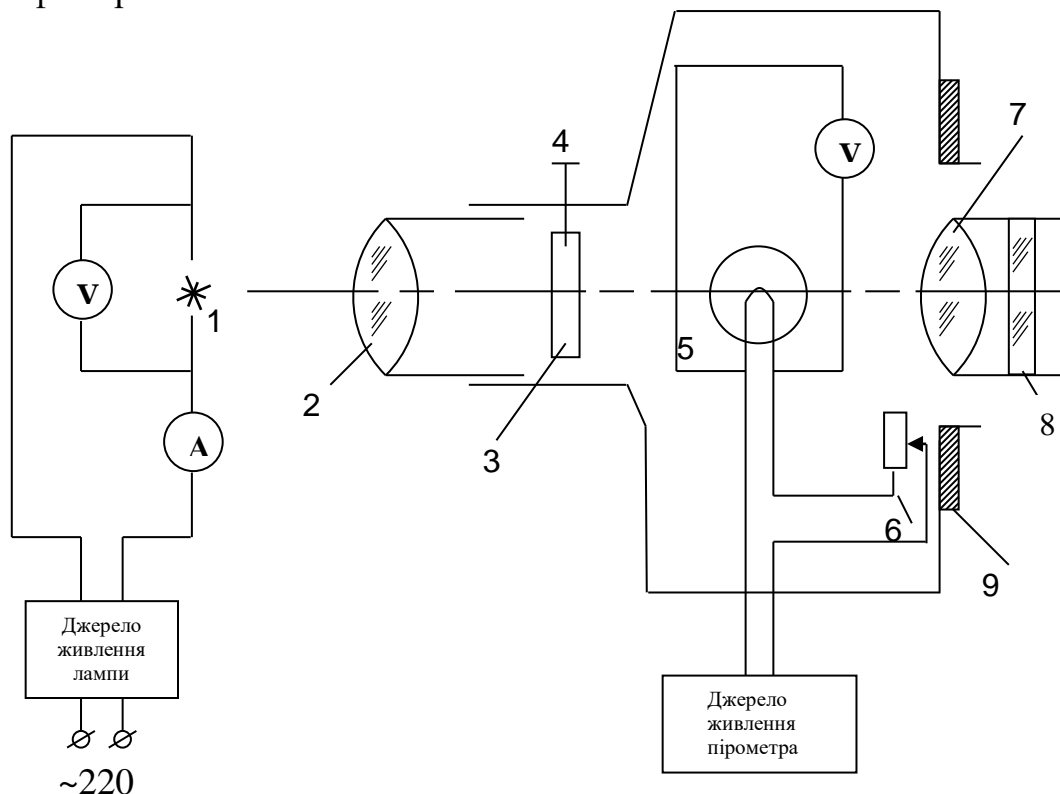


Рис. 2. Принципова схема установки й будова пірометра

Хід роботи

1. Відповідно до інструкції на робочому місці увімкнути установку й налаштувати пірометр.

2. За допомогою регулятора на блоці живлення встановити струм у досліджуваній лампі, при якому з'являється її світіння, й виміряти яскравісну температуру $t_{\text{я}}$ °С. Величину струму I , напруги U та температури $t_{\text{я}}$ занести до табл. 1.

Таблиця 1

№ з/п	I, A	U, B	$P, \text{Вт}$	$t_{\text{я}}, \text{°C}$	$T_{\text{я}}, \text{K}$	$\Delta T, \text{K}$	T, K	a_{T}	$\sigma, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{K}^4}$	$\lg T$	$\lg \left(\frac{P}{a_{\text{T}}} \right)$
1											
...											
10											

3. Поступово збільшуючи напругу та струм, виконати виміри п.2 ще 7–10 разів у всьому діапазоні пірометра й занести їх результати до табл. 1.

Примітка. В області $t_{\text{я}} = 1200\text{--}1400 \text{ °C}$ у 2-3 точках провести два виміри – без, та з димчастим фільтром, – і в колонку $t_{\text{я}}$ табл. 1 занести середні значення з кожної пари вимірів.

4. Для кожного виміру обчислити значення $T_{\text{y}} = (t_{\text{y}} + 273)$ К і занести в табл. 1.

5. За графіком $\Delta T(T_{\text{y}})$ для кожного значення T_{y} визначити поправку ΔT . Обчислити термодинамічну температуру $T_{\text{к}}$ Дані занести до табл. 1.

6. За наведеними на робочому місці даними для поглинальної здатності вольфраму заповнити табл. 2.

Таблиця 2

T										
$a_{\text{т}}$										

Обробка результатів

1. Розрахувати й занести в таблицю 1 значення потужності P .

2. Використовуючи значення $a_{\text{т}}$ із табл. 2, побудувати на міліметровому папері графік залежності $a_{\text{т}}(T)$, за яким визначити та занести до табл. 1 величину $a_{\text{т}}$ для всіх значень температури T .

3. Використовуючи дані табл.1 і вказану на робочому місці величину площі випромінюючої поверхні S , за формулою (7) для кожної температури розрахувати значення сталої Стефана-Больцмана σ . Обчислити середнє значення:

$$\langle \sigma \rangle =$$

4. Розрахувати значення $\lg T$ й $\lg \left(\frac{P}{a_{\text{т}}} \right)$ і занести їх до табл.1. На міліметровому папері побудувати графік залежності $\lg \left(\frac{P}{a_{\text{т}}} \right) = f(\lg T)$, по ньому визначити показник

степеня n у виразі (9), як $n = \frac{\Delta \lg(P/a_{\text{т}})}{\Delta \lg T}$. Навести результат у протоколі роботи:

$$n =$$

5. Зробити висновок про виконання закону Стефана-Больцмана для вольфраму та про причини можливого відхилення від нього.

Контрольні запитання

1. Що називається тепловим випромінюванням? Дати означення понять «енергетична світність» та «випромінювальна здатність» тіла. Який існує зв'язок між ними?

2. Що називається поглинальною здатністю тіла? Сформулюйте закон Кірхгофа. Що таке абсолютно чорне тіло? Сіре тіло?

3. На яких уявленнях про випромінювання ґрунтується формула Планка?

4. Як із формули Планка можна одержати закон зміщення Віна?

5. Як із формули Планка можна одержати закон Стефана-Больцмана?

6. Як записується закон Стефана-Больцмана для сірого тіла?

7. Пояснити принцип роботи оптичного пірометра, що використовується в роботі.

8. Що називається яскравісною температурою тіла? Чому та як вона відрізняється від термодинамічної температури тіла?

9. Випромінювання розжареної спіралі досліджуваної лампи не є рівноважним. Тоді, чому воно має задовольняти закону Стефана-Больцмана?

10. Поясніть, як у роботі визначається стала Стефана-Больцмана?

Лабораторна робота № 12

ВИВЧЕННЯ ОСНОВНИХ ЗАКОНІВ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

Мета роботи: Ознайомитись із закономірностями явища зовнішнього фотоелемента та зняти основні характеристики фотоелемента, що використовується в даній роботі.

Прилади і матеріали: установка для вивчення основних законів зовнішнього фотоелемента ФПК-10

Теоретичні відомості

Фотоелектричним ефектом називається явище виривання світлом електронів із речовини або переведення їх в інший енергетичний стан, в якому вони стають вільними носіями струму. Вперше явище фотоелемента спостерігав німецький фізик Г. Герц у 1887 р. Він помітив, що електрична іскра між двома цинковими кульками розрядника виникає при нижчій напрузі, коли одну із кульок освітити ультрафіолетовими променями.

Розрізняють, два види фотоелемента. Зовнішній фотоелемент, коли електрони під дією світла покидають речовину, і внутрішній фотоелемент, коли під дією світла електрони, не покидаючи речовину, змінюють свій стан (при цьому зростає електропровідність речовини).

Детальним вивченням явища зовнішнього фотоелемента (1888-1890 рр.) займався О. Г. Столетов. Ним були встановлені наступні закономірності цього явища:

- 1) заряди, які вилітають з речовини під дією світла мають негативний знак;
- 2) найбільшу дію створюють ультрафіолетові промені;
- 3) величина втраченого тілом заряду пропорційна поглинутій ним енергії або освітленості;
- 4) явище фотоелемента малоінерційне (інтервал часу між початком освітлення і появою фотоструму не перевищує 10^9 с),

У 1898 р. Леонард і Томпсон встановили, що частинки, які вибиваються світлом є електрони. Аналогічний результат був одержаний в дослідах Іоффе і Міллікена по вимірюванню елементарного заряду.

Теоретичне пояснення фотоелемента (1905р) дав Ейнштейн на основі квантових уявлень. Згідно з Ейнштейном, у кожному елементарному акті фотоелемента якийсь електрон металу поглинає квант світла (фотон) з енергією $h\nu$ і, за рахунок отриманої енергії, виходить за межі металу. При цьому електрон витрачає частину енергії на роботу виходу з металу A , тому, згідно із законом збереження енергії, на виході електрон має максимальну кінетичну енергію

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

де v_{\max} – максимальна швидкість фотоелектрона; $h\nu$ – енергія поглинутого фотона ($h = 6,63 \times 10^{-34}$ Дж \times с – стала Планка); A – робота виходу електрона з металу, котра дорівнює *найменшій* енергії, яку має витратити електрон, аби відірватися від поверхні металу.

З рівняння (1), яке називається *рівнянням Ейнштейна*, випливають усі перераховані вище закономірності фотоелементу. Зокрема, оскільки вихід електрона можливий лише за умови $h\nu \geq A$, очевидно, що існує «червона межа» фотоелементу, котра визначається, як

$$\nu_0 = \frac{A}{h}. \quad (2)$$

Експериментальні дослідження закономірностей фотоелементу й перевірка рівняння Ейнштейна (1) зводиться до вивчення вольт-амперних характеристик (ВАХ) вакуумного фотоелемента при різних умовах освітлення (опромінення). ВАХ будь-якого електричного чи електронного приладу називається залежність струму в приладі від поданої на нього напруги $i = i(U)$. Принципова схема вимірювання ВАХ фотоелемента показана на рис. 1а.

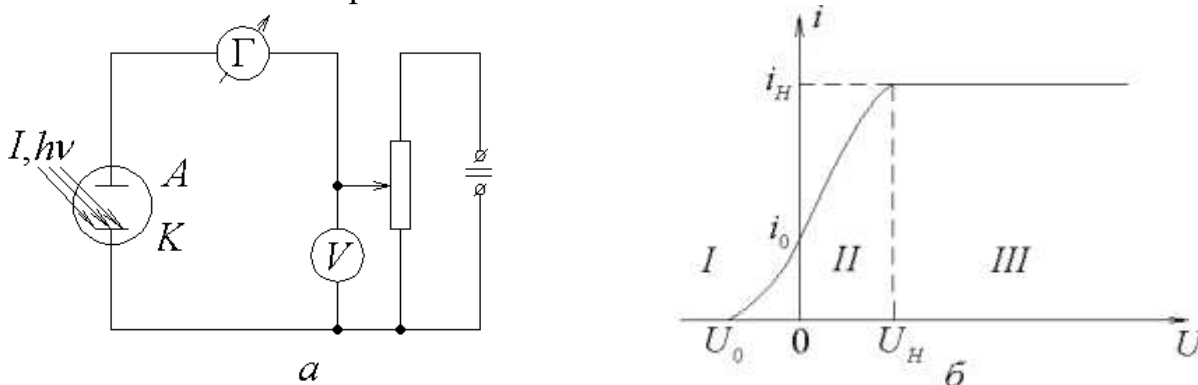


Рис. 1. (а) принципова схема вимірювання ВАХ фотоелемента, (б) загальний вигляд ВАХ

Фотоелемент являє собою вакуумну двохелектродну лампу (діод), із катодом K із матеріалу, що має невелику роботу виходу ($A \approx 1$ еВ). Катод є світлочутливим елементом і називається *фотокатодом*. На фотоелемент від джерела подається напруга, величину і полярність якої можна змінювати та вимірювати вольтметром. Фотострум, який виникає при опроміненні фотокатода, вимірюється чутливим мікроамперметром (який на схемі позначено як Γ - гальванометр).

Загальний вигляд ВАХ показаний на рис. 1б. При збільшенні прямої напруги $U \geq 0$ («+» на аноді і «-» на катоді) струм поступово зростає (область II) від значення i_0 при $U = 0$ В до певної величини i_n , яка називається *струмом насичення* фотоелемента, і при подальшому збільшенні напруги практично не змінюється (область III). При подаванні на фотоелемент зворотної (гальмівної) напруги $U < 0$ («+» на катоді і «-» на аноді) струм поступово зменшується, аж до повного припинення (область I). Значення зворотної напруги $|U| = U_0$, при якому у фотоелементі припиняється струм, називається *затримуючим потенціалом*.

Описаний вигляд ВАХ (характер залежності $i(U)$) пояснюється двома причинами. По-перше, фотони поглинаються електронами не тільки на поверхні металу, а й у приповерхневій зоні, котра має товщину порядку довжини хвилі опромінюючого світла і включає $\sim 10^3$ атомних шарів. Тому при виході з металу електрон, окрім роботи виходу A , витрачає додаткову енергію, внаслідок взаємодії з іншими електронами та кристалічною ґраткою металу на шляху до поверхні. Як наслідок, електрони вилітають із фотокатода в різних напрямках і з різними

швидкостями – від 0 до максимального значення v_{\max} , яке й фігурує в рівнянні (1). По-друге, у результаті неперервної втрати електронів під час опромінення світлом, фотокатод виявляється позитивно зарядженим, і навколо нього виникає локальне електричне поле, що перешкоджає вильоту фотоелектронів і повертає більшість із них назад на катод. Але ті фотоелектрони, що виходить із катода зі швидкостями, близькими до максимальної, мають достатню кінетичну енергію, аби подолати «повертаюче» поле катода й «самотужки» дістатись анода. Такі електрони створюють деякий струм i_0 навіть за відсутності напруги на фотоелементі (рис. 1б). При подаванні на фотоелемент зворотної напруги такі «швидкі» електрони для потрапляння на анод повинні долати не тільки локальне поле катода, а й гальмівне поле анода. Тому із збільшенням зворотної напруги кількість електронів, які потрапляють на анод, і струм фотоелемента поступово зменшуються. Це пояснює хід ВАХ в області I ($U < 0$). Зрозуміло, що фотоелектрон зможе потрапити на анод тільки за умови, що його початкова кінетична енергія буде достатньою для виконання роботи проти гальмівного поля анода:

$$\frac{mv^2}{2} \geq eU,$$

де $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – елементарний заряд.

Тому затримуючий потенціал визначається умовою:

$$eU_0 = \frac{mv^2}{2} \Rightarrow U_0 = \frac{mv^2}{2e}. \quad (3)$$

Узявши до уваги ці вирази, рівняння (1) можна записати, як

$$eU_0 = h\nu - A \Rightarrow U_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}$$

Звідси випливає, що затримуючий потенціал визначається тільки матеріалом фотокатода (A) та частотою опромінюючого світла ν . При використанні видимого світла ($\lambda = 400 \div 750$ нм) величина U_0 лежить у межах $0,1 \div 2,5$ В.

При подаванні на фотоелемент прямої напруги ($U > 0$) для фотоелектронів створюється прискорююче поле, яке примушує їх рухатися до анода. Тому із збільшенням прямої напруги на анод потрапляє все більша кількість електронів, і струм зростає (область II ВАХ).

Сила струму фотоелемента визначається тільки кількістю електронів n' , що потрапляють на анод за одиницю часу: $i = en'$. Оскільки число n' не може бути більшим, ніж кількість фотоелектронів n , які вириваються світлом із катода за одиницю часу, на ВАХ спостерігається *насичення* струму: при певній напрузі U_H струм досягає граничного значення i_H (струму насичення), яке рівне

$$i_H = en, \quad (4)$$

де n – кількість електронів, які вилітають із катода за одиницю часу.

У режимі насичення $U > U_H$ (область III ВАХ) у фотоелементі створюється настільки сильне прискорююче поле, що всі фотоелектрони, незалежно від напрямку та величини швидкості вильоту, потрапляють на анод. Напруга насичення U_H залежить від речовини фотокатода та конструкції фотоелемента й, зазвичай, складає кілька десятків вольт.

Таким чином існує однозначний зв'язок між параметрами ВАХ фотоелемента U_0 і i_H , з одного боку, й фізичними характеристиками фотоелектронів $m\nu^2/2$ і n – з іншого (формули (3) і (4)) Тому, вимірюючи U_0 і i_H при різних інтенсивностях I та частотах ν опромінюючого світла, можна спостерігати й перевіряти основні закономірності фотоэффекту: закон Столетова, згідно з яким: при сталій частоті опромінюючого світла струм насичення є прямопропорційним його інтенсивності, та лінійну залежність затримуючого потенціалу (отже, й кінетичної енергії фотоелектронів) від частоти опромінюючого світла. Відповідно до (1)-(3)

$$U_0(\nu) = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0). \quad (5)$$

Вигляд графіка залежності $U_0(\nu)$ ($U_0 = f(\nu)$) зображено на рис. 2. Згідно з (5), значення h/e дорівнює тангенсу кута нахилу $\text{tg}\alpha = k$ прямої $U_0 = f(\nu)$ до осі абсцис. Тому, вимірявши значення U_0 при декількох частотах ν , і, побудувавши по експериментальних точках графік $U_0 = f(\nu)$, можна визначити сталу Планка. Для цього треба спочатку обчислити величину

$$k = \frac{\Delta U_0}{\Delta \nu}, \quad (6)$$

а потім

$$h = ek \quad (7)$$

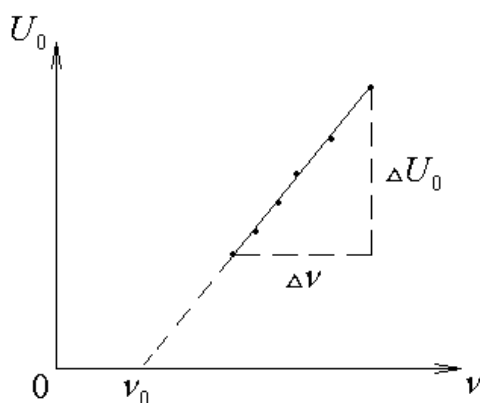


Рис. 2. Залежність затримуючого потенціалу від частоти опромінюючого світла $U_0 = f(\nu)$

Такий метод визначення сталої Планка h називається методом затримуючого потенціалу. З (5) також випливає, що при $\nu = \nu_0$, $U_0 = 0$. Це дозволяє визначити із залежності $U_0 = f(\nu)$ також червону межу фотоэффекту ν_0 (а отже, й роботу виходу $A = h\nu_0$) для матеріалу фотокатода (рис. 2). Однак через наявність контактної різниці потенціалів між катодом і анодом фотоелемента, що співвимірна з U_0 і не може бути врахована, похибка експериментальна величини ν_0 виявляється занадто великою.

Хід роботи

1. Включити установку і дати лампі освітлювача прогрітися на протязі 15 хв.
2. Встановити світлофільтр за вказівкою викладача (1 – 407 нм.; 2 – 435 нм.; 3 – 546 нм.; 4 – 578 нм).

3. Вибрати режим роботи «Прямая».
4. За допомогою кнопок «+» і «-» та знімаючи показники з індикатора «мкА» (крок 2 В, але не більше 38 В) отримати дані для побудови вольт-амперної характеристики фотоелементу (області II, III ВАХ, рис. 1б).
5. Встановити режим роботи «Обратная». З допомогою кнопок «+» і «-» отримати дані для запірної напруги (область I ВАХ, рис. 1б). Вимірювання проводити від 0 В до U_0 (коли $i = 0$) (через 0,2 В, але не більше 2,5 В).
6. Змінити освітленість фотоелементу і проробити пп. 2-5.
7. Поміняти світлофільтр і проробити пп. 2-6.
8. Визначити роботу виходу фотоелемента.

Контрольні запитання

1. Що таке зовнішній фотоефект? Запишіть і поясніть рівняння Ейнштейна.
2. Що свідчить про наявність у фотоелектронів початкової кінетичної енергії?
3. Чому фотоелектрони виходять із металу з різною швидкістю? Від чого і як залежить максимальна швидкість фотоелектронів?
4. Від чого і як залежить потік фотоелектронів, тобто кількість електронів, що вириваються світлом за одиницю часу?
5. Що таке робота виходу електрона та потенціал виходу?
6. Що таке червона межа фотоефекту і від чого вона залежить?
7. Запишіть рівняння Ейнштейна через частоту ν_0 (довжину хвилі λ_0) червоної межі фотоефекту.
8. Поясніть залежність $i = f(U)$ в області зворотних напруг ($U < 0$). Що таке затримуючий потенціал U_0 і чим він визначається?
9. Запишіть вираз залежності $U_0(\lambda)$ для фотокатода з роботою виходу A .
10. Чи можна пояснити закономірності зовнішнього фотоефекту на основі хвильової теорії електромагнітного випромінювання? Відповідь обґрунтувати.

Лабораторна робота № 13

РАДІАЦІЙНІ ВИМІРЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ РАДІОМЕТРА «ПРИП'ЯТЬ»

Мета роботи: ознайомитись з будовою та принципом дії радіометра бета-гамма випромінювання РКС-20.03 «Прип'ять». Навчитись проводити дозиметричні вимірювання за допомогою даного радіометра.

Прилади і матеріали: 1) радіометр бета-гама випромінювання РКС-20.03 «Прип'ять»; 2) досліджувана руда.

Теоретичні відомості

До радіоактивного іонізуючого випромінювання відносяться електромагнітні хвилі, потік заряджених елементарних частинок атома (електронів, протонів, нейтронів, позитронів) та прискорених ядер хімічних елементів. Ці типи іонізуючого випромінювання відрізняються за властивостями, що визначають характер їх взаємодії з компонентами природного середовища.

Розрізняють два типи іонізуючого випромінювання – *електромагнітне* (некорпускулярне) і *корпускулярне*.

Електромагнітне випромінювання являє собою сукупність змінних станів електричного й магнітного полів, які поширюються довкіллям у вигляді хвиль. До електромагнітного випромінювання відносять *ультрафіолетові промені* з довжиною хвилі (λ) від 400 до 50 нм, *рентгенівські промені* (λ від 50 до 0,01 нм) та *гамма-випромінювання* (λ менш як 0,01 нм).

Корпускулярне випромінювання – це потік частинок, які мають ненульове значення маси спокою. До цього типу випромінювання відносять потоки найменших частинок атома (електронів, протонів), ядер різних хімічних елементів (гелію, кисню та ін.), а також *нейтронів* – елементарних незаряджених частинок.

Всі види радіоактивного випромінювання супроводжуються звільненням різної кількості енергії і високою проникною здатністю, відтак вони мають різний вплив на живі організми і екосистеми взагалі.

Альфа-випромінювання (α -випромінювання) – це потік ядер гелію, що утворюються при радіоактивному розпаді ядер з енергією, що не перевищує кількох мегаелектровольт (MeV). Ці частинки мають низьку проникну здатність, адже вони затримуються навіть аркушем паперу і практично не здатні проникнути через шкіру людини. Дане випромінювання не є небезпечним, якщо воно не потрапляє всередину організму людини через відкриту рану, з їжею або повітрям – тоді його дія надзвичайно шкідлива.

Бета-випромінювання (β -випромінювання) – корпускулярне електронне або позитронне іонізуюче випромінювання з безперервним енергетичним спектром, що виникає при перетвореннях ядер чи нестабільних частинок (наприклад, нейтронів). Дане випромінювання має значно більшу проникність, ніж α -випромінювання і здатне проходити в тканини організму на глибину до двох сантиметрів.

Гамма-випромінювання (γ -випромінювання) – короткохвильове електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda < 0,1$ нм, що виникає при

розпаді радіоактивних ядер, переході ядер із збудженого стану в основний, при взаємодії швидких заряджених частинок з речовиною, анігіляції електронно-позитронних пар, тощо. Проникна здатність гамма-випромінювання, яке поширюється зі швидкістю світла, дуже велика. Частково воно затримується лише товстою металевою (свинцевою) або бетонною плитою.

Пошкодження, викликані в живих організмах опроміненням, є тим більшими, чим більше енергії передано їхнім тканинам. Кількість такої енергії називається *дозою*. Дозу іонізуючого випромінювання людина може зазнати від будь-якого радіонукліда або їхньої суміші незалежно від того, містяться вони поза організмом або всередині його. Кількісний вираз енергії випромінювання, отриманої одиницею маси опроміненого тіла (складової екосистеми, тканини організму тощо), називають *поглиненою дозою*, яка в системі СІ вимірюється в *греях*.

Поглинута доза випромінювання – фізична величина, що дорівнює відношенню енергії поглинутого випромінювання до маси опромінюючої речовини:

$$D = \frac{W}{m}. \quad (1)$$

Одиниця поглинутої дози випромінювання – грей (Гр.): 1 Гр=1 Дж/кг – доза випромінювання, при якій опромінюваній речовині масою 1 кг передається енергія довільного іонізуючого випромінювання 1 Дж.

Потужність дози випромінювання вимірюється відношення поглинутої дози випромінювання до часу:

$$R\hat{a} = \frac{D}{t}. \quad (2)$$

До 50-х років ХХ ст. для вимірювання обсягу радіації широко використовували інші позасистемні одиниці поглиненої дози – *рентген (Р)* і *рад*. Один рентген відповідає ефекту дії граму радію протягом години на відстані одного метра, що визначається за ступенем почервоніння шкіри. Один рад дорівнює 0,01 Гр.

Якщо кількість поглиненої енергії гамма- або рентгенівського випромінювання розглядати не для речовини, а для повітря, то слід ввести поняття його *іонізації*. Причому, для атмосфери існує спеціальна одиниця, яка співвідносить заряд іонів кожного знаку в 1 см³ сухого повітря, що виникло у процесі його іонізації з дозою цього випромінювання. Загальний обсяг випромінювання, що викликає іонізацію називають *експозиційною дозою*, яка в системі СІ вимірюється в кулонах на кілограм (Кл/кг). Поряд існує позасистемна одиниця вимірювання – рентген (1 Р = 2,58·10⁻⁴ Кл/кг).

Експозиційна доза випромінювання – фізична величина, що дорівнює відношенню суми електричних зарядів всіх іонів одного знака, створених електронами, звільненими в опромінюваному повітрі (при повному використанні іонізуючої здатності електронів), до маси цього повітря:

$$X = \frac{Q}{m}. \quad (3)$$

Велику роль в опроміненні всього живого в екосистемі відіграє не лише кількість іонізуючого випромінювання, поглиненого тілом, а й якість цього випромінювання. Якісна характеристика випромінювання визначається показником лінійної щільності іонізуючого потоку. Вважається, що щільність бета-, гамма- і

рентгенівського випромінювання є однаковою, умовно вона приймається за одиницю. Тоді показник щільності повільних нейтронів дорівнює 5, звичайних нейтронів – 10, а α -частинок та надшвидких нейтронів – 20. Перераховану в такий спосіб дозу опромінення називають *еквівалентною дозою*. Її у системі СІ вимірюють у *зівертах* (Зв). Відома й позасистемна одиниця еквівалентної дози – *бер* (1 бер = 0,01 Зв).

Еквівалентна доза (у межах цього документа) - добуток поглинутої дози на середній коефіцієнт якості іонізуючого випромінювання, який враховує біологічний вражаючий ефект для різних тканин.

Короткий опис радіометра бета-гама випромінювання РКС-20.03 «Прип'ять»

Побутовий радіометр РКС-20.03 «Прип'ять» призначений для контролю радіаційної обстановки в місцях мешкання і виробничої діяльності населення, а також контролю наявності радіоактивних речовин в продуктах харчування і пробах зовнішнього середовища, інших рідких і сипучих речовинах. Для визначення радіаційної чистоти житлових і виробничих приміщень, присадибних ділянок, будівельних матеріалів, металобрухту і транспорту призначена модифікація радіометра РКС-20.03/1 «Прип'ять».

За допомогою радіометра можна вимірювати:

- потужність експозиційної дози гамма- і рентгенівського випромінювань;
- потужність еквівалентної дози гамма- і рентгенівського випромінювань;
- щільність потоку бета-часток;
- питому активність нуклідів в продуктах харчування, рідких і сипучих речовинах;
- радіометр може подавати звукові сигнали про наявність радіаційного випромінювання.

Дозиметр портативний, вагою 250–300 г, невимогливий в експлуатації, живиться батарейками типу «Корунд» напругою 9 В або від електромережі. Технічні характеристики дозиметра подано в таблиці 1.

Таблиця 1

Технічні характеристики радіометра РКС-20.03 «Прип'ять»

Найменування параметра	Значення
Потужність експозиційної дози гамма- і рентгенівського випромінювань, мР / год	0,01...20,00
Потужність еквівалентної дози гамма- і рентгенівського випромінювань, мкЗв/год	0,1...200,0
Щільність потоку бета-випромінювання, част/см ² ·хв.	5...20·10 ³
Питома активність (по ізотопу цезій 137), Бк/кг (Бк/л)	3,7·10 ³ ...7,4·10 ⁵
Об'ємна активність, Ки/кг (Ки/л)	1·10 ⁻⁷ ...2·10 ⁻⁵
Робоча температура навколишнього повітря, °С	-20...+40
Живлення, В	9,0
Маса, кг	0,3
Габарити, мм	146x73x37

Радіометр «Прип'ять» є приладом прямого вимірювання, величина рівня радіоактивного забруднення зчитується відразу з цифрового індикатора. Датчики, які фіксують іонізуюче випромінювання радіації та індикатор розміщені в одному

корпусі. Сталева знімна кришка дозиметра, що міститься на задній панелі приладу, служить фільтром для поглинання бета-випромінювання під час проведення вимірювання потужності експозиційної дози гамма-випромінювання. У радіометрі передбачена можливість вибору тривалості вимірювання (від 20 с до 100 хв), що дає можливість суттєво підвищувати точність результатів у разі малих доз радіації, та звукова індикація для швидкої попередньої оцінки рівня радіоактивного забруднення довкілля.

Розглянемо призначення органів управління дозиметра (на приладі назви вказані на російській мові). Перемикач «Живлення-Вкл» служить для під'єднання до джерела живлення – батарейки або електромережі. Гніздо живлення від електромережі міститься праворуч від перемикача. До нього підходить блок живлення від калькуляторів «Електроніка» (9 В). Поява цифр на табло індикатора свідчить про те, що напруга живлення перебуває у нормі. Під час натискання кнопки «Контроль живлення» на табло висвітлюється показник напруги у вольтах. Для проведення радіоекологічного контролю нормальною вважається напруга не менше як 7 вольт. На рис. 1 зображено зовнішній вигляд дозиметра «Прип'ять».

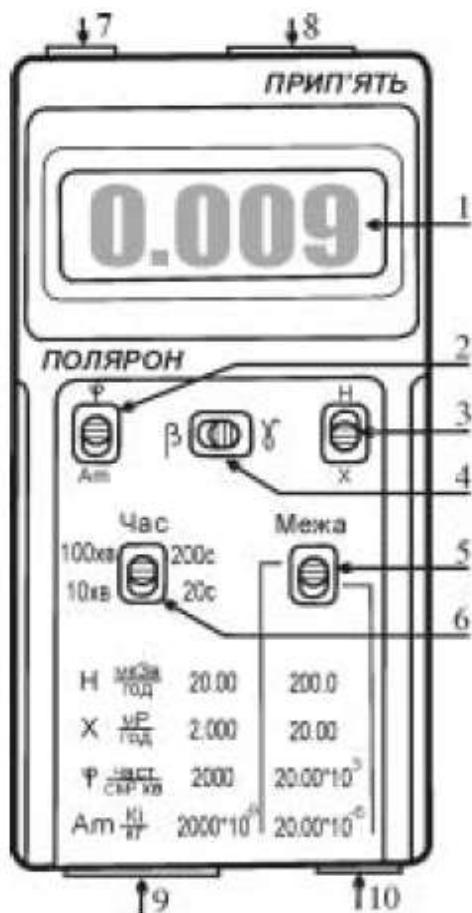


Рис. 1. Дозиметр бета -, гамма-випромінювання «Прип'ять»:

- 1 – цифровий індикатор;
- 2 – перемикач вибору одиниці виміру поверхневої чи питомої активності бета-випромінювання;
- 3 – перемикач вибору одиниці виміру потужності гамма-випромінювання;
- 4 – перемикач виду вимірюваного бета - чи гамма-випромінювання;
- 5 – перемикач піддіапазонів вимірювання;
- 6 – перемикач встановлення тривалості виміру показань;
- 7 – кнопка контролю напруги живлення;
- 8 – вмикач звукового сигналу;
- 9 – вмикач живлення;
- 10 – гніздо живлення від електромережі

Перемикач «Режим β - γ » необхідний для перемикання виду вимірюваного бета- або гамма-випромінювання. Два інших перемикача, зліва і справа, призначені для вибору одиниць виміру радіації: правий «Н-Х» змінює одиниці виміру потужності дози (Н – у мкЗв/год; Х – у мР/год); лівий « ϕ -Am» – одиниці виміру поверхневої (густини потоку) і питомої активності джерела бета-випромінювання (поверхневої ϕ – у $\text{см}^{-2} \times \text{хв}^{-1}$; питомої Am – у $\text{Ки}/\text{кг}^{-1}$).

Нижче розміщені два інших перемикача: зліва «Час» – для встановлення тривалості виміру показань дозиметра (20–200 с – при вимірюванні у діапазонах «Н», «Х», «φ»; 10-100 хв – при вимірюванні у діапазоні «Ат»); справа «Межа» – для вибору піддіапазонів виміру (верхнє положення – чутливий піддіапазон; нижнє положення – піддіапазон, який характеризується чутливістю у 10 разів меншою).

Вимірювання потужності дози гамма-випромінювання. Проміри необхідно проводити за наявності знімної сталеві кришки, розміщеної з тильного боку дозиметра. Перемикач «Режим β-γ» ставлять у положення «γ», інший перемикач «Н-Х» виставляють в одне з двох положень залежно від одиниць, в яких необхідно вимірювати потужність дози: діапазони «Н» (від 0,1 до 200 мкЗв/год) чи «Х» (від 0,01 до 20 мР/год). Перемикач «Час» встановлюють у положення «20 с» і протягом вказаного проміжку часу знімають не менше як три показники гамма-випромінювання, після чого визначають середнє значення. В разі значної розбіжності знятих показань слід збільшити тривалість виміру у 10 разів, для чого перемикач «Час» переводять у положення «200 с» і повторюють проміри.

Вимірювання густини потоку бета-випромінювання. Для оцінки густини потоку бета-випромінювання проміри проводять без знімної сталеві кришки. При цьому разом з бета-фоном датчики реєструють й гамма-фон. Для визначення рівня бета-випромінювання необхідно від виміряного показника без кришки відійняти значення, одержане в разі наявності цієї кришки, коли реєструється лише гамма-фон.

Під час вимірювання перемикач «Режим β-γ» встановлюють у положення «β», інший перемикач «φ-Ат» ставлять у діапазон «φ». Густину потоку вимірюють у проміжку від $10 \text{ см}^{-2} \times \text{хв}^{-1}$ до $20 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \times \text{хв}^{-1}$. Перемикач «Час» виставляють у положення «20 с» і проводять два окремих вимірювання. Перший промір за наявності знімної кришки для визначення гамма-фону, а другий без кришки з метою означення сумарного гамма- і бета-випромінювання. Проводять не менше як три таких вимірювань, а потім обчислюють середнє значення. У разі значної розбіжності вимірюваних результатів тривалість промірів збільшують до «200 с» і повторюють вимірювання.

Контроль радіаційної чистоти довкілля. Ступінь радіоактивного забруднення природного середовища залежить від питомої радіоактивності його компонентів: гірських відкладів, ґрунту, зоо- і біомаси. Дозиметр «Прип'ять» використовується лише для попередньої оцінки рівня радіаційної чистоти довкілля. До комплекту радіометра входить кювета (спеціальний короб), пристосована під його розміри і параметри. Для визначення питомої радіоактивності проби, відібраної під час польових радіоекологічних досліджень, проводять вимірювання без знімної сталеві кришки. Окрім бета-випромінювання, датчики реєструють гамма-фон. Для оцінення радіаційної чистоти досліджуваної проби необхідно від сумарного значення відняти показник, одержаний за наявності кришки, коли реєструється винятково гамма-фон.

Під час вимірювання питомої радіоактивності відібраної проби гамма-фон не повинен перевищувати 0,025 мР/год (0,25 мкЗв/год), тому проміри проводять у закритих лабораторних приміщеннях. Радіометр встановлюють на заповнену пробую (роздробленими відкладами, ґрунтом, біомасою тощо) кювету. Для запобігання забруднення радіонуклідами датчиків дозиметра проба повинна міститись на відстані 5 мм від краю кювети.

На початку радіоекологічного контролю перемикач «Режим β - γ » встановлюють у положення « β », а « ϕ - Am » – у положення « Am ». Питома активність проби вимірюється у проміжку від $1 \cdot 10^{-7}$ до 20^{-6} Кі/кг. Перемикач «Час» ставлять у позиції «10 хв» або «100 хв» залежно від необхідної точності контролю радіаційної чистоти довкілля. Проміри знімають двічі: зі змінною кришкою і без неї. Такі вимірювання проводять не менше як тричі, а потім обчислюють середнє значення.

Хід роботи

1. Ознайомитись з принципом роботи дозиметра «Прип'ять» та методикою запропонованих вимірювань.

2. Виміряти радіометром потужність дози, що утворено природною радіацією (природний фон). Дані вимірювання здійснити не менше трьох разів.

3. Обчислити процентне співвідношення між гранично допустимою потужністю дози ($P_{доп}$) і виміряною ($P_{вим}$). Гранична допустима потужність експозиційної дози визначається величиною $P_{доп}=2,8$ мР/год. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п	Виміряна потужність експозиційної дози $P_{вим}$, мР/год	Гранична допустима потужність експозиційної дози $P_{доп}$, мР/год	$\delta = \frac{P_{вим}}{P_{доп}}$
1		2,8	
2		2,8	
3		2,8	
Середнє значення		2,8	

4. Виміряти сумарні потужності доз, що утворені бета-гамма-активним препаратом (за вказівкою викладача) на відстанях 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 см. Дані вимірювання здійснити не менше трьох разів.

5. Виміряти потужність доз, що утворені гамма випромінюванням того ж препарату на тих же відстанях. Дані вимірювання здійснити не менше трьох разів.

6. Обчислити потужність доз, що утворені за рахунок бета-випромінювання того ж препарату на тих же відстанях. Дані вимірювання здійснити не менше трьох разів. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 2.

Таблиця 2

Від-стань, см	Виміряна потужність бета-гамма випромінювання, $P_{\beta\gamma}$, мР/год	$\Delta P_{\beta\gamma}$	Виміряна потужність бета випромінювання, P_{β} , мР/год	ΔP_{β} , мР/год	Виміряна потужність гамма випромінювання, P_{γ} , мР/год	ΔP_{γ} , мР/год	$\epsilon_{P_{\beta\gamma}}$	$\epsilon_{P_{\beta}}$	$\epsilon_{P_{\gamma}}$
5									
...									
40									

7. В одній системі координат і в тому ж масштабі за експериментальними даними побудувати графік залежності потужності гамма- та бета-випромінювання від відстані.

8. Оцінити похибки вимірювань.

9. Зробити відповідні висновки.

3. Методичні вказівки

Похибки вимірювань необхідно шукати за правилами знаходження похибок при прямих вимірюваннях.

Для цього спочатку необхідно визначити середнє арифметичне значення вимірюваних величин $\langle x \rangle$ (вимірюваних потужностей експозиційної дози $P_{\alpha\beta\gamma}$, бета-гамма випромінювання, бета випромінювання, гамма випромінювання):

$$\langle P \rangle = \frac{P_1 + P_2 + \dots + P_N}{N}. \quad (4)$$

Розрахунки за формулою (4) для вимірюваних значень представлених у таблиці 2, необхідно робити окремо для кожної заданої відстані (5, 10 см і т.д.).

Випадкову похибку вимірювань $\Delta P_{\alpha\beta\gamma}$ необхідно шукати за формулою:

$$\Delta P_{\alpha\beta\gamma} = t_s \sqrt{\left(\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (P_i - \langle P \rangle)^2 \right)},$$

де N – кількість вимірювань, t_s – коефіцієнт Стюдента, значення якого необхідно взяти з таблиці 1 додатку.

Абсолютну похибку визначити за формулою:

$$\Delta P = \sqrt{\Delta P_{\alpha\beta\gamma}^2 + \Delta P_{i0}^2},$$

де ΔP_{i0} – інструментальна похибка, яка дорівнює ціні поділки приладу. Остаточний результат для кожної відстані записати у вигляді:

$$P = \langle P \rangle \pm \Delta P.$$

Визначити відносні похибки вимірювань:

$$\varepsilon_{P_{\beta\gamma}} = \frac{\Delta P_{\beta\gamma}}{P_{\beta\gamma}} \cdot 100\%; \quad \varepsilon_{P_{\beta}} = \frac{\Delta P_{\beta}}{P_{\beta}} \cdot 100\%; \quad \varepsilon_{P_{\gamma}} = \frac{\Delta P_{\gamma}}{P_{\gamma}} \cdot 100\%.$$

Контрольні запитання

1. Що таке альфа-, бета-, гама-випромінювання?
2. Чому альфа-радіоактивні речовини є безпечними, якщо вони використовуються, як джерела зовнішнього опромінення?
3. Дайте означення поглинутої дози випромінювання.
4. Дайте означення експозиційної дози випромінювання?
5. Дайте означення еквівалентної дози випромінювання?
6. Які засоби захисту від α -, β -, γ - випромінювання?

Лабораторна робота № 14 ВИЗНАЧЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНА

Мета роботи: ознайомитись з принципом дії телескопа лічильників. дослідити кутовий розподіл жорсткого компонента космічних променів на поверхні Землі і визначити час життя мюонів.

Прилади і матеріали: 1) телескопом лічильників з двома групами гейгерівських лічильників МС-9.

Теоретичні відомості

Космічне випромінювання – це потік частинок, що надходять на Землю з міжзоряного простору. Первинні космічні промені складаються головним чином із протонів (~90 %), α -частинок та більш важких ядер. Основна частина первинних космічних променів має енергію 10^9 - 10^{10} еВ, але зустрічаються також частинки зі значно більшою енергією (до 10^{19} еВ). Частинки з енергіями менше 10^9 еВ відхиляються магнітним полем Землі й не попадають на неї. Потік протонної компоненти з енергією вище $2 \cdot 10^9$ еВ становить приблизно один протон на $1 \text{ см}^2/\text{с}$. У результаті взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери з'являються нові (вторинні) частинки – мезони різних типів, розпад яких приводить до появи мюонів, електронів, позитронів і фотонів великих енергій. Таким чином, вторинні космічні промені, спостережувані на висоті до 10 км, зовсім не схожі на первинні космічні промені. Космічне випромінювання, що приходить у нижні шари атмосфери, прийнято ділити на м'яку й жорстку компоненти.

М'яка компонента складається з електронів, позитронів і γ -квантів, які сильно поглинаються в речовині. Поглинання частинок м'якої компоненти істотно залежить від порядкового номера Z речовини-поглинача. Частинки м'якої компоненти майже повністю поглинаються шаром свинцю в десять сантиметрів.

Жорстка компонента складається з мюонів (μ -мезони), які слабо поглинаються речовиною, притому приблизно однаково речовинами з різними Z .

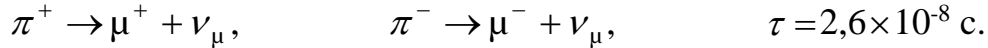
Настільки велике розходження проникаючої здатності часток обох компонентів пов'язане з тим, що електрони й позитрони м'якої компоненти при взаємодії з речовиною витрачають більшу частину своєї енергії на випромінювання, а втрати мюонів на випромінювання порівняно малі. Це пояснюється тим, що кількість випроміненої енергії пропорційна квадрату заряду та обернено пропорційна квадрату маси частки, а мюон приблизно в 207 разів важчий за електрон.

Втрати енергії на іонізацію та збудження атомів речовини для електронів та мюонів космічних променів на рівні моря приблизно однакові й порівняно малі. Особливістю мюонів є їхній розпад на електрони, нейтрино та антинейтрино:



У повітрі пробіг мюонів великий, а час життя порівняно малий. Тому потрібно враховувати зменшення їхньої кількості в потоці космічних променів за рахунок спонтанного розпаду. Можна вважати, що основна частина мезонів народжується у верхніх шарах атмосфери й має енергію $1 \div 10$ ГеВ. Мюони, що входять до складу

жорсткої компоненти, виникають у результаті розпаду π -мезонів – продуктів ядерної взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери:



Отже, мюони проходять майже весь шар атмосфери ($\sim 900 \text{ г/см}^2$). При цьому вони частково поглинаються, частково розпадаються. Мюони, що рухаються під кутом θ до вертикалі (рис. 1) та доходять до рівня моря, проходять в атмосфері шлях в $1/\cos \theta$ разів більший, ніж мюони, що рухаються по вертикалі. Тому ймовірність розпаду для мюонів, що рухаються під кутом θ буде більшою. При збільшенні кута θ буде збільшуватися також шар повітря, який повинні пройти мюони. Це приводить до збільшення поглинання за рахунок іонізаційних втрат.

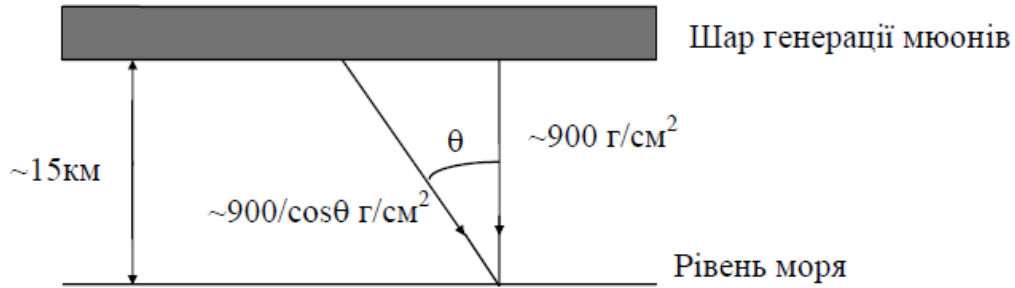


Рис. 1. Кутовий розподіл мюонів

Таким чином, обидва фактори повинні привести до зменшення інтенсивності мюонів зі збільшенням зенітного кута θ . Можна, однак, виділити ту частину мюонів, які поглинулися за рахунок збільшення кількості речовини. Виміри інтенсивності вертикального потоку μ -мезонів, виконані на різних глибинах під землею, показали, що число мюонів $N(x)$ зменшується як функція кількості пройденної речовини з товщиною x (г/см^2) за наступним законом:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900 + x} \right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi} \right)^{1,6},$$

де $\xi = 90 + x$ – повна кількість речовини, яку пройшов мюон від місця генерації до місця поглинання (маса вертикального стовпа повітря прийнята рівної 900 г/см^2). З рис. 1 видно, що $\xi = 900/\cos \theta$. Таким чином, число мюонів, що дійшли до лічильника на рівні моря, зменшується за рахунок поглинання в речовині за законом:

$$P_1(\theta) \propto \cos^{1,6} \theta.$$

Ймовірність того, що мезон на шляху L не розпадається, буде дорівнювати:

$$W(L) = \exp\left(-\frac{L}{\beta\tau c}\right) = \exp\left(-\frac{L}{L_{dec}}\right), \quad (1)$$

де $\beta = v/c$; $\tau = \tau_0 \sqrt{1 - \beta^2}$; L_{dec} – шлях, який пролітає мюон до моменту спонтанного розпаду (*decay*), v – швидкість мюона, τ_0 – час життя мюона, що знаходиться в стані спокою.

Таким чином:

$$L_{dec} = \beta c \tau_0 = \frac{\beta c \tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\tau_0 P_\mu}{m_\mu}, \quad (2)$$

де $P_\mu = \frac{m_\mu v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ – імпульс мюона; $E_\mu = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ – його повна енергія.

Ймовірність спонтанного розпаду μ -мезона на шляху L тим менша, чим сильніша нерівність $L \ll L_{dec}$. У свою чергу ймовірність розпаду залежить від масової товщини ρd середовища, яке пролітає мюон. Для швидких мюонів ймовірність спонтанного розпаду можна не враховувати, коли $\rho d \sim 10^{-3}$ г/см². Цю умову задовольняють усі конденсовані середовища. Зрозуміло, що в газах ця умова справджується ще краще.

Введемо такі позначення:

$N(\theta)$ – кількість мюонів в потоці, який потрапляє на вимірювальний прилад під кутом θ до вертикалі. У цьому потоці на шляху L від шару, де народжуються мюони, до вимірюючого пристрою їх кількість зменшується як за рахунок іонізаційних втрат, так і за рахунок радіоактивного розпаду;

$N(0)$ – потік мюонів, які потрапляють в приймач під кутом $\theta = 0$ до вертикалі;

$N_1(\theta)$ – потік мюонів під кутом θ до вертикалі, в якому враховано зменшення кількості мюонів виключно за рахунок іонізаційних втрат.

Встановлено, що

$$N_1(\theta) = N(0) \cos^{1,6} \theta. \quad (3)$$

Зменшення потоку мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду

$$\Delta N = N_1(\theta) - N(\theta). \quad (4)$$

З іншого боку, оскільки ймовірність того, що мюони на шляху ΔL не розпадутся:

$$W = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{dec}}\right),$$

то ймовірність їхнього спонтанного розпаду на цьому шляху дорівнює

$$W_{dec} = 1 - W = \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{dec}}\right)\right]. \quad (5)$$

У цьому виразі

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = \frac{L(0)}{\cos \theta} - L(0) = L(0) \frac{1 - \cos \theta}{\cos \theta}. \quad (6)$$

Таким чином, зменшення мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду можна визначити ще й так:

$$\Delta N = N_1(\theta) W_{dec} = N_1(\theta) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{dec}}\right)\right]. \quad (7)$$

Порівнюючи вирази (4) та (7), маємо:

$$N_1(\theta) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{dec}}\right)\right] = N_1(\theta) - N(\theta);$$

$$N_1(\theta) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{dec}}\right) \right] = N_1(\theta) \left(1 - \frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} \right). \quad (8)$$

$$\frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{dec}}\right). \quad (9)$$

Із виразу (9):

$$L_{dec} = \frac{\Delta L}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}}. \quad (10)$$

Враховуючи співвідношення (2)

$$\frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\Delta L}{\ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right)}. \quad (11)$$

Мінімальна енергія мюонів, необхідна для того, щоб він міг пройти під кутом θ крізь усю атмосферу дорівнює $E_\mu = \frac{5 \times 10^9}{\cos \theta}$ еВ. За цих енергій β для мюона наближено можна вважати таким, що дорівнює одиниці. Тоді вираз (11) можна переписати у вигляді:

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2 L(0)(1 - \cos \theta)}{c E_\mu \ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right) \cos \theta} = \frac{207 \cdot 0,5 \cdot 10^6 \text{ eВ} \cdot 15 \text{ km} (1 - \cos \theta)}{3 \cdot 10^5 \text{ km/c} \cdot 5 \cdot 10^9 \text{ eВ} \cdot \ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right)} = 1,04 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1 - \cos \theta}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}} \right) \text{ с}. \quad (12)$$

Хід роботи

Кутовий розподіл мюонів досліджують з використанням приладу, який називається телескопом лічильників (рис. 2). Він складається з двох груп гейгерівських лічильників МС-9. У кожній з груп – три лічильники, які з'єднано паралельно на спільне для даної групи навантаження. Обидві групи лічильників підключено до схеми співпадань ССА. При цьому використано два електронні пристрої, які формують імпульси після лічильників.

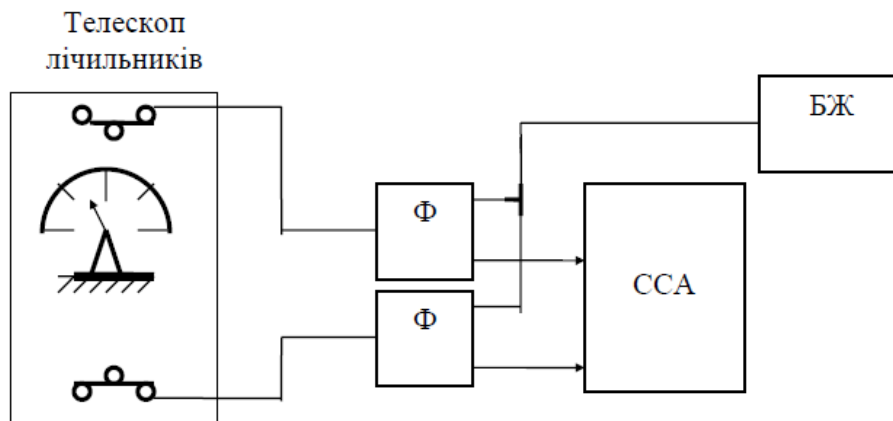


Рис. 2. Блок-схема установки для реєстрації мюонів

Телескоп може бути зорієнтований під різними кутами до вертикальної площини. Такий прилад реєструє лише ті мюони, шлях яких проходить вздовж осі телескопу (тобто перетинає обидві групи лічильників). Мюони мають достатню енергію, щоб викликати розряд в двох лічильниках різних груп, практично, одночасно. «М'яка» складова космічного випромінювання поглинається конструкціями приміщення і нею можна знехтувати.

Для виконання роботи необхідно:

1. Ознайомитися з обладнанням.
2. Встановити робочу напругу $U_{\text{живл}}$ для верхньої на нижньої груп лічильників.
3. Провести виміри кількості співпадань для різних кутів θ .
4. Результати вимірів занести до таблиці.

Таблиця 1

Результати вимірів кількості співпадань					
θ°	$t_{\text{вим.}}, \text{хвил.}$	$N_{\text{експ.}}$ імп.	$\tau_0, \text{с}$	$\cos\theta$	$(\cos\theta)^{1.6}$
0	30			1	1
30	30			0.8660	0.7943
45	30			0.7071	0.5743
60	30			0.5000	0.3299
90	30			0	0

5. Розрахувати τ_0 для кожного з напрямків θ , знайти середнє значення часу життя мюонів використавши співвідношення (12). При цьому треба мати на увазі, що під кутом $\theta=90^\circ$ схема співпадань детектує випадкові співпаданя. Такі співпаданя треба виключити з розрахунків. Тому

$$N(\theta) = N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ). \quad (13)$$

Це зауваження стосується і величини $N_1(\theta)$ з урахуванням (3) та (13):

$$N_1(\theta) = [N^{\text{експ}}(0) - N^{\text{експ}}(90^\circ)] \cos^{1.6} \theta. \quad (14)$$

6. За результатами обчислень визначити середні значення τ_0 .

Контрольні запитання

1. Які частинки відносять до м'якого та жорсткого компонентів космічних променів?
2. За рахунок яких механізмів зменшується потік мюонів в атмосфері?
3. Як визначається шлях, що проходить мюон до поверхні Землі залежно від зенітного кута?
4. Як визначається час життя мюона у власній системі відліку?
5. У чому полягає принцип роботи телескопу та схеми збігів при реєстрації мюонів?

ЛІТЕРАТУРА

1. Агапон Б.Т., Аксютин Г.В., Островерхов П.И. Лабораторный практикум по физике. М. : Высшая шк., 1982. 335 с.
2. Азнаурян І.О. Фізика та фізичні методи дослідження. : навч. посіб. К. : КНУБА, 2007. 240 с.
3. Барановський В.М., Бережний П.В., Горбачук І.Т., Дущенко В.П., Шут М.І. Загальна фізика: Лабораторний практикум : навч. посіб. для студ. пед. ін-тів / За заг. ред. І.Т. Горбачука. К. : Вища шк., 1992. 509 с.
4. Бушок Г.Ф. Курс фізики. Кн. 1. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка / Г.Ф. Бушок, Є.Ф. Венгер. К. : Вища шк., 2002. 375 с.
5. Бушок Г.Ф. Курс фізики. Кн. 2. Електрика і магнетизм / Г.Ф. Бушок, Є.Ф. Венгер. К. : Вища шк., 2003. 278 с.
6. Дубровский И.М., Егоров Б.В., Рябошапка К.П. Справочник по физике. К. : Наук. думка, 1986. 558 с.
7. Загальна фізика. Лабораторний практикум / І.Т. Горбачука. К. : Вища шк., 1992. 509 с.
8. Карякин Н.И. и др. Краткий справочник по физике. М. : Высшая шк., 1969. 600 с.
9. Клапченко В.І., Потапенко Г.Д., Тарасович В.І. і ін. Фізика. Лабораторний практикум : навч. посіб. За заг. ред. В.І. Клапченка. К. : КНУБА, 2002. 236 с.
10. Куліш В.В., Соловійов А.М., Кузнецова О.Я., Кулішенко В.М. Фізика. : навч. посіб. К. : Вища шк., 2000. 350 с.
11. Курс фізики / За редакцією І.Є. Лопатинського. Львів : Бескид Біт, 2002. 376 с.
12. Лабораторный практикум по физике / К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. М. : Высшая шк., 1988. 351 с.
13. Лавренчик В.Н. Постановка физического эксперимента и статистическая обработка его результатов. М. : Энергоатомиздат, 1986. 272 с.
14. Новицкий П.В., Зограф И.Л. Оценка погрешностей результатов измерений. Ленинград, 1991. 304 с.
15. Фізика : конспект лекцій / Укладач О.В. Лисенко. Суми : Вид-во СумДУ, 2010. Ч.2. 242 с.
16. Фізичний практикум / Дущенко В.П. К. : Вища шк., 1984. 256 с.

Навчально-методичне видання

Новосад Олексій Володимирович
Кевшин Андрій Григорович
Федосов Сергій Анатолійович
Третяк Аліна Петрівна
Хмарук Галина Петрівна

Фізика

Методичні рекомендації до лабораторних робіт

Частина 2

Друкується в авторській редакції