

КАФЕДРА РАДІОФІЗИКИ

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

з курсу загальної фізики

(для студентів технічних спеціальностей всіх форм навчання)

Рекомендовано
на засіданні кафедри Радіофізики
Протокол № 2 від 23.09.2010

Затверджено
на засіданні методради ДонДТУ
Протокол № 3 від 3.12.2010

Алчевськ
ДонДТУ
2010

УДК 530.1

Лабораторний практикум з курсу загальної фізики (для студ. техн. спец. усіх форм навчання): Навч. посібник / І. І. Антропов, Т.В. Бірюкова, О.В. Буслаєва та ін.; за ред. В.В.Мурги. – Алчевськ: ДонДТУ, 2010. - 240 с.

Навчальний посібник містить теоретичний матеріал і методику проведення лабораторних робіт з усіх розділів курсу загальної фізики. Основна увага надається придбанню навички користування вимірювальними приладами, розрахунку погрішностей, обробці результатів і їх графічному відображенню. Лабораторний практикум призваний допомогти студентам засвоїти і глибше зрозуміти основні закони загальної фізики, а також придбати досвід постановки і проведення експериментальних досліджень.

Автори:

І. І. Антропов, асист.,
Т.В. Бірюкова, доц.,
О.В. Буслаєва, асист.,
С.Д. Кузьміна, доц.,
О.В. Мурга, ст. викл.,
В.В. Мурга, доц.,
Н. І. Русанова, доц.

Відповідальний за випуск
Відповідальний редактор

С.Д. Кузьміна, доц.
В.В. Мурга, доц.

ЗМІСТ

ЗАГАЛЬНІ ВКАЗІВКИ

1. Порядок підготовки і виконання лабораторних робіт.....	6
2. Правила з техніки безпеки при виконанні лабораторних робіт....	8
3. Вимірювальні прилади	9
4. Обробка результатів вимірювань	12
4.1 Вимір фізичних величин	12
4.2 Гістограма і її побудова	14
4.3 Нормальний розподіл і його характеристики.....	16
4.4 Розрахунок випадкової похибки за методом Ст'юдента.....	18
4.5 Порядок розрахунку похибок прямих вимірювань.....	20
4.6 Побудова і оформлення графіків	21

РОЗДІЛ 1. МЕХАНІКА

Лабораторна робота № 101

Вивчення статистичних похибок прямих вимірювань фізичних величин	23
---	----

Лабораторна робота №102

Вивчення руху тіл по похилій площині.....	26
---	----

Лабораторна робота № 103

Визначення моменту інерції махового колеса і сили тертя в опорі	33
--	----

Лабораторна робота № 104

Перевірка основного закону динаміки обертового руху на маятнику Обербека	39
---	----

РОЗДІЛ 2. МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА

Лабораторна робота № 201

Визначення відношення C_p / C_v для повітря методом Клемана – Дезорма	47
--	----

<i>Лабораторна робота № 202</i>	
Визначення коефіцієнта в'язкості рідини методом Стокса.....	57

РОЗДІЛ 3. ЕЛЕКТРИКА ТА МАГНЕТИЗМ

<i>Лабораторна робота № 301</i>	
Визначення основних параметрів електровимірювальних приладів. Перевірка законів Ома для однорідної ділянки кола і для повного кола.....	64
<i>Лабораторна робота № 302</i>	
Дослідження залежності напруженості магнітного поля в центрі соленоїда від сили струму в його обмотці.....	75
<i>Лабораторна робота № 303</i>	
Визначення питомого заряду електрона методом магнетрона.....	87
<i>Лабораторна робота № 304</i>	
Визначення точки Кюрі феромагнетика.....	95
<i>Лабораторна робота № 305</i>	
Вивчення ефекту Холла	104

РОЗДІЛ 4. КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ

<i>Лабораторна робота № 401</i>	
Знайомство з роботою електронного осцилографа. Визначення невідомої частоти гармонійного коливання методом фігур Ліссажу	110
<i>Лабораторна робота №402</i>	
Вивчення загасаючих коливань у коливальному контурі.....	118
<i>Лабораторна робота № 403</i>	
Визначення швидкості звуку методом резонансу	128

РОЗДІЛ 5. ОПТИКА

<i>Лабораторна робота № 501</i>	
Визначення залежності показника заломлення від концентрації розчину	139
<i>Лабораторна робота № 502</i>	
Визначення радіуса кривини лінзи за допомогою інтерференційних кілець Ньютона	148

Лабораторна робота № 503	
Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки	157
Лабораторна робота № 504	
Вивчення властивостей поляризованого світла.	
Перевірка закону Малюса	168
Лабораторна робота № 505	
Вивчення явища обертання площини поляризації і визначення концентрації розчину цукру	177
Лабораторна робота № 506	
Визначення сталої Стефана-Больцмана за допомогою оптичного пірметра	184
Лабораторна робота № 507	
Дослідження зовнішнього фотоефекта	196

РОЗДІЛ 6. ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА

Лабораторна робота № 601	
Вивчення вольт-амперної характеристики напівпровідникового діода	205
Лабораторна робота № 602	
Вивчення залежності опору провідників та напівпровідників від температури	214

РОЗДІЛ 7. ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Лабораторна робота №701	
Вивчення спектра випромінювання атома водню і визначення сталої Рідберга	221
Лабораторна робота № 702	
Визначення лінійного коефіцієнта поглинання γ -променів	227
Лабораторна робота № 703	
Визначення довжини пробігу α -частки	232
ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ	239

ЗАГАЛЬНІ ВКАЗІВКИ

1. Порядок підготовки і виконання лабораторних робіт

Основне завдання фізичного лабораторного практикуму полягає в надбанні навичок проведення фізичного експерименту, засвоєнні методики обробки результатів, закріпленні теоретичного матеріалу та у дослідній перевірці фізичних законів.

Метою фізичного практикуму є практичне підтвердження теоретичних положень курсу фізики, поглиблення й удосконалення знань, які отримані студентами на лекціях.

Необхідна умова успішного проходження практикуму - своєчасне вивчення теорії. Найкращого засвоєння знань із найменшою витратою сил і часу можна домогтися, якщо лекційний матеріал проробляти в той же день, коли прослухана лекція.

При підготовці до лабораторної роботи студентові потрібно:

1) з'ясувати, під яким номером значиться його прізвище в лабораторному журналі, і за графіком лабораторних робіт визначити номер чергової роботи;

2) у читальному залі бібліотеки в зошиті для лабораторних робіт написати інструкцію до лабораторної роботи, використовуючи "Методичні вказівки до лабораторних робіт з фізики для студентів всіх спеціальностей";

3) повторити теоретичний матеріал за темою роботи, використовуючи список літератури, наведений в "Методичних вказівках", усвідомити мету й хід роботи. При підготовці теорії рекомендується відповісти на контрольні запитання, які містить інструкція.

До лабораторної роботи допускаються студенти, готові до її ви-

конання. Необхідною умовою готовності є наявність у зошиті інструкції до лабораторної роботи, а достатнім - знання порядку виконання роботи.

Лабораторна робота вважається виконаною, якщо:

- 1) зроблені всі експериментальні виміри й заповнені таблиці в лабораторному зошиті;
- 2) виконані всі необхідні розрахунки;
- 3) побудовані графіки досліджуваних залежностей (якщо це передбачено інструкцією до виконання роботи);
- 4) виконано розрахунок похибок;
- 5) записаний у лабораторному зошиті висновок, що містить аналітичний аналіз отриманих результатів;
- 6) результати розрахунків і висновок повинні бути пред'явлені викладачеві, що робить у журналі позначку про виконання роботи;
- 7) зроблено захист теоретичної частини роботи.

Лабораторні роботи захищаються та здаються на занятті.

Захист лабораторних робіт здійснюється кожним студентом індивідуально. Кількість балів, які можна одержати за захист лабораторної роботи, повідомляється студентам на першій лекції або лабораторному занятті. Якщо студент не знає відповіді на контрольні запитання, йому дається додаткова можливість підготуватися до захисту на наступному занятті. Бали, які виставляються за лабораторну роботу, при цьому знижуються. Після другої спроби захист лабораторної роботи оцінюється мінімальним балом. Студент, що не захистив дві (і більше) роботи, до виконання наступної роботи не допускається.

Увага! Виправлення заборгованостей по лабораторним роботам під час занять не проводиться. Відпрацьовування пропущених лабора-

торних робіт здійснюються у вільний від занять час, погоджений з викладачем.

2. Правила з техніки безпеки при виконанні лабораторних робіт

1) До виконання лабораторних робіт допускаються особи, що пройшли відповідний інструктаж по техніці безпеки і протипожежній безпеки в лабораторії.

2) Перед виконанням лабораторної роботи необхідно ретельно ознайомитися з устаткуванням, інструкцією і ходом лабораторної роботи.

3) Зважування на технічних і демпферних вагах, вимірювання із застосуванням мікрометра і штангенциркуля, а також електричного секундоміра слід проводити відповідно до інструкцій до даних приладів.

4) Необхідно ретельно перевіряти надійність кріплення всіх механічних деталей .

5) Забороняється, не знаючи устрою даного приладу або апарату, повертати виведені назвні ручки, перемикачі, кнопки, навіть якщо на цей прилад не подана напруга.

6) Підключення джерел живлення до схем без перевірки викладачем або лаборантом категорично забороняється.

8) Категорично забороняється при включених джерелах живлення торкатись затисків і оголених місць провідників, залишати включеною лабораторну установку без нагляду.

9) Після закінчення роботи всі регулятори необхідно поставити в нульове положення, прилади знеструмити.

3. Вимірювальні прилади

Штангенциркуль

Штангенциркуль дозволяє вимірювати лінійні розміри тіл, зокрема діаметри зовнішніх і внутрішніх отворів. На металевій штанзі *A* (рис. 1) з нерухою ніжкою *B* на кінці нанесена основна шкала - сантиметрові і міліметрові поділки. Уздовж штанги може переміщатися рамка з ноніусом *C* і рухою ніжкою *D*. Коли ніжки *B* і *D* стикаються, нуль лінійки і нуль ноніуса повинні співпадати.

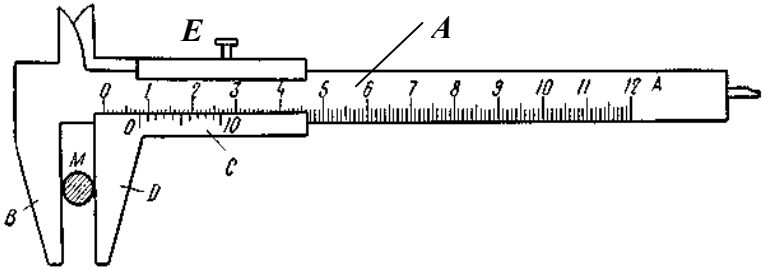


Рисунок 1 - Штангенциркуль

Ноніус є невеликою рухою лінійкою (*C*) зі шкалою, число поділок якої *m* на одне менше (*m*-1) числа поділок шкали масштабної лінійки *A* (наприклад, дев'яти поділкам основної шкали відповідають десять поділок на ноніусі).

Якщо *a* – ціна поділки ноніуса, *b* – ціна поділки масштабної лінійки, *m*- число поділок на ноніусі, то зв'язок між вказаними поділками лінійки і ноніуса наступний:

$$am = (m-1)b.$$

Отримувана з цієї формули різниця

$$b - a = \frac{b}{m}$$

називається точністю ноніуса, тобто точність ноніуса b/m дорівнює відношенню ціни найменшої поділки масштабу до поділки на ноніусі. Точність ноніуса звичайних штангенциркулів дорівнює 0,1 мм.

При вимірюванні предмет затискають між ніжками, гвинтом E фіксують рухоми рамку і проводять відлік. Довжина вимірюваного предмету L дорівнює цілому числу k мм масштабної лінійки плюс десяти долі числа n . Число n показує той номер поділки ноніуса, який співпадає з деяким поділками масштабної лінійки:

$$L = (kb + n \frac{b}{m}) .$$

Мікрометр

Мікрометр (рис. 2) служить для вимірювання діаметрів дроту, невеликої товщини пластинок і так далі. Він має вид лещат, в яких вимірюваний об'єкт затискається за допомогою гвинта.

Хід гвинта дорівнює 0,05 мм. На гвинті розташований барабан B з нанесеною на нього шкалою, що має 50 поділок. При одному повному обороті барабана його край зміщується на 0,50 мм основної шкали. Оскільки шкала барабана має 50 поділок, то ціна поділки цієї шкали дорівнює 0,01 мм. При затиснутому гвинті нуль барабана стоїть проти нуля основної шкали. Основна шкала має два масштаби: верхній і нижній. Нижній розбитий на сантиметри і міліметри. Верхній масштаб зміщений щодо нижнього на 0,5 мм. Вимірюваний предмет поміщають між гвинтом і упором і підводять гвинт до зіткнення з предметом. Для

створення рівномірного тиску гвинта на вимірюваний об'єкт мікрометр забезпечений спеціальним пристосуванням – тріскачкою, яка не допускає дуже сильного тиску.

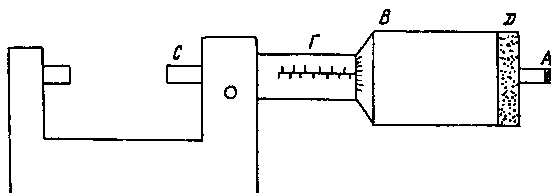


Рисунок 2 – Мікрометр

При вимірюванні за допомогою мікрометра можуть спостерігатися два випадки:

1) Вимірюваний предмет має довжину, яка дорівнює a цілих міліметрів і декілька сотих долей міліметра, значення яких лежать в інтервалі від a до $(a+0,50)$ мм. В цьому випадку соті долі міліметрів прямо приписуються до цілих мм.

2) Вимірюваний предмет має довжину, яка дорівнює $(a+0,5)$ цілих міліметрів і декілька сотих долей міліметра, значення яких лежать в інтервалі від $(a+0,50)$ до $(a+1)$ мм. В цьому випадку соті долі міліметрів приписуються до $(a+0,5)$ мм.

Про те, має місце перший або другий випадок, судять за верхньою шкалою. Якщо край барабана стоїть ближче до поділки нижньої основної шкали, то це перший випадок, якщо ж до поділки верхньої – то другий.

Ричагові ваги

Перед зважуванням слід перевірити "нуль" ваг, для цього лівою

рукою, повернувши ручку аретира, "відкрити" ваги (зняти ваги з аретира). Якщо стрілка коливається в межах шкали, ваги готові до роботи. При зважуванні на вагах важелів будь-якого типу на ліву чашку ваг (при закритих вагах) поміщають вантаж, а правою рукою на праву чашку поміщають важки.

Увага! Ваги знімають з аретира тільки для того, щоб з'ясувати, чи знаходяться навантажені чашки в рівновазі.

Не відпускаючи аретира, злегка прочиняють ваги, щоб з'ясувати, яка з чашок переважає. Потім ваги закривають і змінюють набір гир. Так повторюють до тих пір, доки не встановляться плавні коливання стрілки в межах шкали.

Максимальна точність зважування на технічних вагах - 10 міліграм.

4. Обробка результатів вимірювань

4.1 Вимір фізичних величин

Вивчення фізичних явищ супроводжується вимірами фізичних величин, які характеризують певні відносини між предметами або явищами. *Виміряти* яку-небудь величину це значить порівняти її з іншою однорідною величиною, яка прийнята за *одiniцю* вимірів. Експериментатор повинен: а) вибрати *метод* виміру; б) підібрати й установити *вимірювальні прилади*; в) провести *спостереження й відлік* вимірюваних величин.

Виміри бувають:

прямі, при яких відлік по шкалі приладу безпосередньо дає шукану величину (наприклад: вимір довжин вимірювальними приладами,

проміжків часу годинниками, маси вагами або вимір температури термометрами).

непрямі, при яких шукана величина "x" обчислюється по відомій залежності $x = f(a, b, \dots)$, де величини a, b, \dots - значення величин, які отримані прямими вимірами (наприклад, визначення густини тіл по формулі, у яку входять значення величин маси та об'єму, отриманих прямими вимірами).

Виміри принципово не можуть бути абсолютно точними. Будь-який, навіть самий ретельний вимір, завжди супроводжується похибками.

Розрізняють похибки грубі, систематичні й випадкові.

1) *Грубі похибки (промахи)* – це похибки, які виникли в результаті недбалості відліку по приладах або нерозбірливості запису їхніх показань. Такий результат необхідно відкинути, а сам вимір повторити.

2) *Систематичні похибки* є наслідком несправності приладу, помилковості методу вимірювання й т.п. У даному експерименті вони залишаються постійними: мають однакову величину та знак і не зменшуються при збільшенні числа вимірів. Систематичні похибки можна врахувати, але зменшити їхню величину можна, тільки поліпшивши методику вимірів.

3) *Випадковими похибками* називаються неминуче виникаючі при вимірюваннях порівняно невеликі похибки, що виникають внаслідок причин, вплив яких неможливо або дуже важко врахувати. Ці похибки підпорядковуються статистичним закономірностям і описуються теорією імовірності. Збільшення числа вимірів приводить до зменшення випадкових похибок.

Отримані кілька значень вимірюваної величини відрізняються одне від одного за рахунок випадкових похибок і складають *вибірку* - сукупність кінцевого числа значень випадкової величини. У зв'язку з тим, що розподіл випадкових величин описується статистичними (імовірнісними) законами, то широко використовується поняття "імовірності".

Імовірністю називається відношення числа сприятливих подій до повного числа подій. Вона може приймати значення від нуля до одиниці, а ствердження "значення рівноймовірні", означає, що вони повторюються однаково часто.

4.2. Гістограма і її побудова

Нехай є вибірка з n значень вимірюваної величини. Для того, щоб одержати перше уявлення про розподіл цієї величини будують так звану *гістограму*. Гістограма це ступінчастий графік (діаграма), для побудови якої по осі абсцис відкладають значення вимірюваної величини, розбиті на інтервали (біни), а по осі ординат - кількість Δn значень цієї величини, що потрапляють у кожен бін. По осі ординат можуть бути відкладені також імовірності $\Delta n/n$ влучення обмірюваного значення в певний бін, при цьому вигляд гістограми не зміниться.

Для побудови гістограми необхідно:

1) зробити деяку кількість вимірів і в отриманій вибірці знайти мінімальне x_{min} і максимальне x_{max} значення вимірюваної величини;

2) знайти ширину Δx одного біна, розділивши різницю $(x_{max}-x_{min})$ на кількість бінів, наприклад, на десять:

$$\Delta x = \frac{x_{max} - x_{min}}{10} ;$$

3) отримані десять бінів послідовно відкласти на осі абсцис, відзначаючи початок і кінець кожного біна;

4) підрахувати кількість значень Δn , що попадають у кожний бін, і відкласти ці числа по осі ординат. Сума цих чисел повинна дорівнювати кількості значень у вибірці (рис. 3).

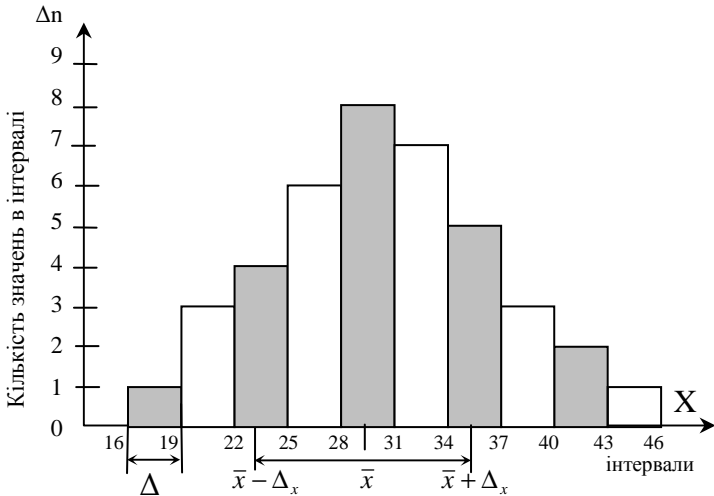


Рисунок 3 - Гістограма

Побудувавши гістограму, можна зробити висновок про наступні закономірності процесу виміру, що обумовлені впливом випадкових похибок на значення вимірюваної величини:

1) найбільш часто зустрічаються величини, які близькі до середнього значення - вони найбільш імовірні;

2) величини, однаково віддалені від середнього значення, зустрічаються однаково часто - вони рівномірні;

3) величини, значно віддалені від середнього значення, малоймовірні.

Якщо збільшувати об'єм вибірки й зменшувати ширину бінів, то ламана лінія в граничному випадку перетворюється в плавну симетричну криву, що має вигляд колоколу.

4.3 Нормальний розподіл і його характеристики

Розглядаючи випадкові похибки як один з видів випадкових подій, німецький математик Гаус установив закон розподілу похибок вимірів залежно від своєї величини. Цей закон називається законом нормального розподілу або *розподілом Гауса*. На рисунку 4 наведена крива, що відповідає цьому закону.

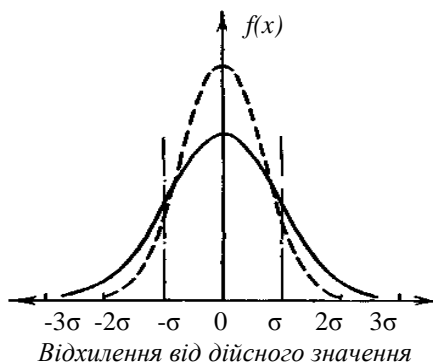


Рисунок 4 - Графік нормального розподілу

Крива показує:

- 1) найбільш імовірні випадкові похибки, близькі до нуля;
- 2) зі збільшенням величини похибки ймовірність її появи швидко зменшується;
- 3) похибки, рівні по величині, але протилежні за знаком, рівно ймовірні;
- 4) при вимірюваннях з однаковою точністю найбільш імовірним

значенням вимірюваної величини є середнє арифметичне із всіх результатів.

Крива нормального розподілу відповідає теоретичному випадку нескінченно великої кількості вимірювань n , при якому величини похибок невідривно заповнюють всю область значень $\pm \Delta x$. Аналітичний вираз, що описує криву нормального розподілу (закон Гауса) має вигляд:

$$f(\Delta x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Delta x^2}{2\sigma^2}},$$

де σ^2 – дисперсія розподілу величини Δx .

З теорії випливає, що при $n > 30$

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

де $\Delta x_i = \bar{x} - x_i$ - відхилення значення вимірюваної величини від середнього, котре називається випадковою абсолютною помилкою одиничного вимірювання.

Величину σ^2 називають дисперсією, а σ - генеральною середньою квадратичною помилкою.

При досить точних вимірюваннях величина σ мала, а при грубих вимірах спостерігається великий розкид результатів, і значення σ буде більшим. У випадку реального числа вимірювань їхнє число буде кінцевим. У цьому випадку не має сенсу говорити про ймовірність появи похибки даної величини, а говорять про ймовірність появи похибки, що лежить у межах деякого інтервалу $\pm \Delta_x$. Інтервал $\pm \Delta_x$ називається

довірчим, а ймовірність P влучення будь-якого значення вимірюваної величини в довірчий інтервал, називається *довірчою ймовірністю* або *надійністю*.

Розрахунки площ, обмежених кривою розподілу, для різних σ^2 дають наступні результати:

$\pm A_x$	$\leq 0,1\sigma$	$\leq 0,5\sigma$	$\leq \sigma$	$\leq 2\sigma$	$\leq 3\sigma$
P	0,08	0,38	0,68	0,95	0,98

Для звичайних вимірювань можна обмежитися $P = 0,95$. Для вимірювань, у яких необхідна висока надійність, задають $P = 0,98$.

4.4. Розрахунок випадкової похибки за методом Ст'юдента

В умовах фізичного практикуму важко проводити вимірювання більше 3...5 разів. У цьому випадку необхідно використовувати методику, запропоновану в 1908 році англійським вченим У. Гассетом (псевдонім - Ст'юdent). Він довів, що статистичний підхід у достатній мірі має місце й при малому числі вимірювань ($n < 30$).

Для оцінки точності кінцевого числа вимірювань замість σ користуються вибірковою середньою квадратичною помилкою середнього арифметичного

$$S(\bar{x}) = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{n(n-1)}}.$$

Величина, яка дорівнює відношенню:

$$t_{n,p} = \frac{\Delta_x}{S(\bar{x})}$$

називається коефіцієнтом Ст'юдента. Нижче в таблиці 1 наведені значення коефіцієнта Ст'юдента для будь-яких n і P .

Таблиця 1 – Значення коефіцієнта Ст'юдента

n \ P	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99
3	0,62	0,82	1,06	1,30	1,90	2,9	4,3	7,0	9,9
4	0,58	0,77	0,98	1,30	1,60	2,4	3,2	4,5	5,8
5	0,57	0,74	0,94	1,20	1,50	2,1	2,8	3,7	4,6
6	0,56	0,73	0,92	1,20	1,50	2,0	2,6	3,4	4,0
7	0,55	0,72	0,90	1,10	1,40	1,9	2,4	3,1	3,7
8	0,55	0,71	0,90	1,10	1,40	1,9	2,4	3,0	3,5
9	0,54	0,71	0,90	1,10	1,40	1,9	2,3	2,9	3,4
10	0,54	0,70	0,88	1,10	1,40	1,8	2,3	2,8	3,3
15	0,54	0,69	0,87	1,10	1,30	1,8	2,1	2,6	3,0
20	0,53	0,69	0,86	1,10	1,30	1,7	2,1	2,5	2,9
25	0,53	0,69	0,86	1,10	1,30	1,7	2,1	2,5	2,8
30	0,53	0,68	0,85	1,10	1,30	1,7	2,0	2,5	2,8
40	0,53	0,68	0,85	1,10	1,30	1,7	2,0	2,4	2,7
60	0,53	0,68	0,85	1,00	1,30	1,7	2,0	2,4	2,7

4.5. Порядок розрахунку похибок прямих вимірювань

Для розрахунку випадкових похибок використовуємо деякі наслідки з розподілу Ст'юдента, що застосовується для малих вибірок. Нехай ми маємо вибірку з n значень величини x , різних за рахунок випадкових похибок, тобто маємо ряд значень x_1, x_2, \dots, x_n . Для попередньої оцінки необхідно відкинути сумнівні результати (промахи). Після цього можна приступити до виконання розрахунку похибки в наступному порядку:

- 1) визначити середнє арифметичне значення вибірки по формулі

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n},$$

де x_i – результат окремих вимірювань;

- 2) розрахувати абсолютну помилку кожного вимірювання $\Delta x_i = \bar{x} - x_i$ й знайти їхні квадрати $(\Delta x_i)^2$;

- 3) знайти середню квадратичну помилку середнього арифметичного (для оцінки точності кінцевого числа вимірювань замість σ користуються вибірковою середньою квадратичною помилкою середнього арифметичного)

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

- 4) задати довірчу ймовірність P (експериментатор вибирає за своїм розсудом зазвичай у межах від 0,9 до 0,99);

- 5) по таблиці 1 визначити для заданого числа вимірювань n і на-

дійності P коефіцієнт Ст'юдента $t_{n,p}$;

6) обчислити ширину довірчого інтервалу (абсолютну випадкову помилку усього експерименту)

$$\Delta_x = t_{n,p} \cdot S(\bar{x}) ;$$

7) розрахувати відносну помилку вимірювання

$$\varepsilon = \frac{\Delta_x}{\bar{x}} \cdot 100\% ;$$

8) записати результат у вигляді

$$x = \bar{x} \pm \Delta_x, P .$$

Цей запис стверджує, що будь-яке вимірюване значення потрапляє в довірчий інтервал від $(\bar{x} - \Delta_x)$ до $(\bar{x} + \Delta_x)$ з надійністю P .

Абсолютна помилка і результат округляються до одного знака.

4.6. Побудова і оформлення графіків

При обробці результатів вимірювань, якщо необхідно прослідкувати залежність якої-небудь фізичної величини від іншої (наприклад, $y = f(x)$) часто користуються графічним методом. Для цього проводять ряд спостережень шуканої величини y для різних значень змінної величини x . В більшості випадків користуються прямокутною системою координат. По осі абсцис, як правило, відкладається незалежний аргумент x , по осі ординат – функція y . Розмір листа вибирають так, щоб користуватися графіком було зручно. Найчастіше достатній розмір графіка 10x16 см. Масштаби по осях вибирають незалежно один від одного, але так, щоб графік займав все поле креслення. Якщо

крапка (0, 0) несе достовірну інформацію (наприклад, при побудові вольт-амперної характеристики точка $U=0, I=0$), то вона повинна бути поміщена на графік. В більшості випадків крапку (0, 0) на графік поміщати необов'язково. Одиниця масштабу повинна бути рівномірною. В кінці осі указуються найменування величини і її розмірність. Множник, що визначає порядок величини, включається в одиниці вимірювання, наприклад, "U, мкВ" або "U, 10^{-6} В". Точки на графіку слід виділити. Після нанесення точок проводять якнайкращу пряму або криву так, щоб точки розташовувалися приблизно порівну по обидві сторони. Якщо один з результатів різко відрізняється від всіх інших, його необхідно відкинути, а дослід повторити (якщо можливо). Не слід сполучати точки ламаною лінією, оскільки зазвичай графіки фізичних залежностей - криві без різких зломів і перегинів.

На графіку можуть бути вказані погрішності для однієї або обох величин у вигляді відрізків завдовжки в довірчій інтервал, в центрі яких розташовані експериментальні точки. Якщо потрібно, то по графіках можна знайти емпіричну формулу.

РОЗДІЛ 1. МЕХАНІКА

Лабораторна робота № 101

ВИВЧЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ПОХИБОК ПРЯМИХ ВИМІРЮВАНЬ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

Мета роботи: ознайомитися з методами обробки результатів вимірювань (метод гістограм, метод Ст'юдента).

Прилади і приладдя: набори, що включають об'єкти вимірювань і засоби вимірювань залежно від запропонованої для вимірювань фізичної величини:

для вимірювання числа імпульсів космічного випромінювання - лічильник імпульсів іонізуючого випромінювання, секундомір;

для вимірювання частоти електричного струму в ланцюгу - частотомір;

для вимірювання маси - набір горошин, демпферні ваги АДВ - 200.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: для того, щоб швидко і якісно виконати дану лабораторну роботу, Вам необхідно пропрацювати розділ 4 загальних вказівок, уважно прочитати порядок виконання роботи і відповісти на контрольні питання.

Порядок виконання роботи

1. Провівши необхідні вимірювання, набути 40 значень фізичної величини (x). Записати ці значення в зошит.
2. З 40 значень вибрати x_{min} і x_{max} . Визначити ширину біну Δx .
3. За отриманими даними побудувати гістограму.

4. З 40 значень довільним чином вибрати будь-які 10 значень, що йдуть підряд, і визначити похибку вимірювань по методиці, що описана в розділі 4.5 з довірчою імовірністю $P=0,9$.

5. Для тих же 10 вибраних значень визначити похибку вимірювань, прийнявши довірчу імовірність $P=0,95$.

6. Результати розрахунків занести в таблицю 1.

7. З цих же 10 значень вимірної величини вибрати 7 (що також йдуть підряд) і визначити величину погрішності вимірювань з імовірністю $P=0,9$. Результати також занести в таблицю за формою таблиці 1.

8. Звіт повинен містити висновок про те, як залежить ширина довірчого інтервалу від величини довірчої імовірності і від числа вимірювань.

Таблиця 1 – Результати вимірювань та обчислень

№, з/П	x_i	\bar{x}	Δx_i	Δx_i^2	$S(\bar{x})$	P		$t_{n,p}$	Δ_x	$x = \bar{x} \pm \Delta_x, p$		$\varepsilon, \%$	
						0,9	0,95						
1.	x_1												
2.	x_2												
...													
...													
n	x_n												
-	$\sum x_i$	-	-	$\sum \Delta x_i^2$	-	-	-	-	-	-	-	-	-

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. У чому полягає процес вимірювання фізичної величини? Які види вимірювань Ви знаєте? Наведіть приклад прямих і непрямих вимірювань.

2. Які бувають похибки? Як вони враховуються при вимірюваннях? Наведіть приклади.

3. Що таке гістограма? Як визначити ширину інтервалу при побудові гістограми?

4. Що таке нормальний розподіл або розподіл Гауса?

5. Чи можна визначити дійсне значення вимірюваної величини?

6. Що називається імовірністю?

7. Що таке надійність або довірча імовірність?

8. Коли при розрахунках похибок застосовується метод Ст'юдента?

9. Як визначається ширина довірчого інтервалу при розрахунках по методу Ст'юдента?

10. Як зв'язана ширина довірчого інтервалу з довірчою імовірністю?

Лабораторна робота №102

ВИВЧЕННЯ РУХУ ТІЛ ПО ПОХИЛІЙ ПЛОЩИНІ

Мета роботи: дослідити рух тіл по похилій площині.

Прилади і приладдя: похила площина, набір тіл правильної геометричної форми, ящик з піском, лінійка.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Рух тіла по похилій площині", "Закон збереження енергії для поступального і обертового рухів" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Похилою площиною є жолоб, що закріплений на столі. Нахил жолоба можна регулювати. Тіло, що скачується з похилої площини, потрапляє в ящик з піском (рис.1).

Закон збереження енергії стверджує, що *енергія* замкнутої системи тіл *залишається постійною* нескінченно довго. Система тіл називається *замкнутою*, якщо на неї не діють зовнішні сили або дія зовнішніх сил компенсується.

Робота заснована на застосуванні закону збереження енергії при скачуванні тіла по похилій площині (рис. 1). Якщо вважати, що у підніжжя похилої площини потенційна енергія тіла дорівнює нулю, тоді на вершині похилої площини тіло має потенційну енергію

$$E_n = mgh$$

де E_n - потенційна енергія тіла, Дж;

m - маса тіла, кг;

g - прискорення вільного падіння тіла, м/с^2 ;

h - висота похилої площини, м.

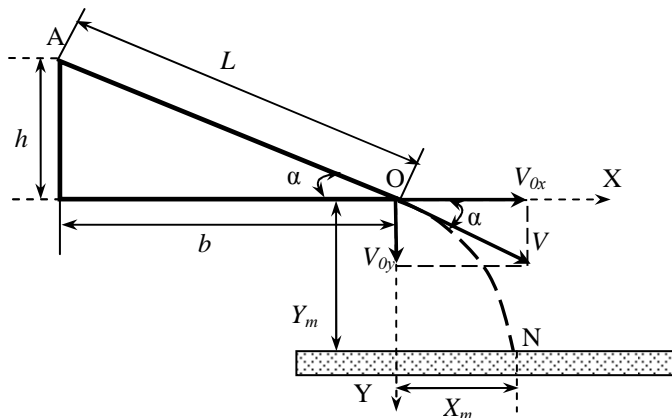


Рисунок 1- Схема експериментальної установки

Тіло починає скачуватися по похилій площині, при цьому його потенційна енергія зменшується, а кінетична енергія (поступального і обертального рухів) збільшується. У підніжжя похилої площини потенційна енергія дорівнює нулю, а кінетична енергія досягає свого максимального значення. Якщо нехтувати тертям, то закон збереження енергії повинен мати вигляд

$$mgh = \frac{mV^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (1)$$

де $\frac{mV^2}{2}$ - кінетична енергія поступального руху тіла, Дж;

m - маса тіла, кг;

V - швидкість тіла у підніжжя похилої площини; м/с ;

$\frac{I\omega^2}{2}$ - кінетична енергія обертального руху тіла, Дж;

I - момент інерції тіла, кг·м²;

ω - кутова швидкість у підніжжя похилої площини, с⁻¹;

Зв'язок лінійної V і кутової ω швидкості виражається формулою

$$V = \omega R \quad (2)$$

де R - радіус тіла, м.

Підставивши вираз (2) в (1), необхідно вирішити отримане рівняння відносно V . Вирішення цього рівняння дає вираз для швидкості

$$V = \sqrt{\frac{2gh}{1 + \frac{I}{mR^2}}}, \quad (3)$$

Якщо позначити вираз

$$k = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{I}{mR^2}}}, \quad (4)$$

тоді

$$V = k\sqrt{2gh} \quad (5)$$

Формула (5) дозволяє визначити швидкість тіла у момент падіння його з похилої площини виходячи із закону збереження енергії, знаючи висоту похилої площини. Коефіцієнт k розраховують, використовуючи формули для визначення моменту інерції тіл:

для кулі $I = \frac{2}{5}mR^2$,

для суцільного циліндра $I = \frac{1}{2}mR^2$,

для порожнього циліндра $I = mR^2$.

З іншого боку, це ж значення швидкості можна визначити з рівнянь кінематики, розглядаючи рух тіла, кинутого під кутом до горизонту. Траєкторією такого руху є парабола (рис.1). Ввівши систему координат так, як показано на рисунку 1, можна розкласти рух по параболі на два прямолінійні рухи по осі OX і по осі OY .

Рух по осі OY - прямолінійний рівноприскорений з прискоренням вільного падіння g , з цього виходить, що координата Y міняється згідно із законом

$$Y = V_{oy}t + \frac{gt^2}{2}, \quad (6)$$

де V_{oy} - вертикальна складова швидкості тіла V у момент відриву від похилої площини, яка дорівнює

$$V_{oy} = V \sin \alpha, \quad (7)$$

де t – час, с;

α – кут між похилою площиною і горизонтом.

Рух відносно осі OX - рівномірний зі швидкістю

$$V_{ox} = V \cos \alpha,$$

де V_{ox} - горизонтальна складова швидкості у момент відриву від похилої площини; м/с.

Координата X змінюється згідно із законом

$$X = V_{ox} t \quad (8)$$

У момент удару t_o тіло має координати X_m і Y_m

$$X_m = V_{ox} t_o \quad (9)$$

$$Y_m = V_{oy} t_o + \frac{gt_o^2}{2} \quad (10)$$

З виразу (9) виходить, що

$$t_o = \frac{X_m}{V_{ox}} = \frac{X_m}{V \cos \alpha} \quad (11)$$

Підставивши вирази (11) і (7) в (10) і вирішивши отримане рівняння відносно V , знайдемо

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{X \sqrt{g}}{\cos \alpha \sqrt{Y - X \cdot \operatorname{tg} \alpha}} \quad (12)$$

Формула (12), так само як і (5) дає можливість визначити швидкість тіла у момент відриву його від похилої площини.

Порядок виконання роботи

1. Виміряти довжину похилої площини L , її висоту h , довжину основи b .
2. Помістити тіло у верхню точку похилої площини і прослідкувати його рух по шляху AON. Виміряти координати X_m і Y_m точки падіння.
3. Обчислити $\cos \alpha$ і $\operatorname{tg} \alpha$ по формулах:

$$\cos\alpha = \frac{b}{L}, \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{h}{b}$$

4. Обчислити k для кожного тіла, підставивши в (4) вирази для моментів інерції тіл I .

5. Обчислити значення швидкості за формулою (5) і вважати її розрахунковою, позначивши V_p .

6. Обчислити значення швидкості за формулою (12) і вважати її експериментальною, позначивши V_e .

7. В результаті проведення досліду повинно вийти не менше трьох значень швидкостей V_p і V_e (висоту похилої площини в роботі необхідно змінювати).

8. У звіті по роботі всі результати дослідів і розрахунків повинні бути оформлені у вигляді таблиці 1. У висновку по даній роботі необхідно порівняти швидкості V_p і V_e для кожного тіла, а також проаналізувати залежність швидкості тіл від їх форми і від висоти похилої площини.

Таблиця 1 – Результати вимірювань і обчислень

Тіло	h , м	L , м	b , м	$\cos\alpha$	$\operatorname{tg}\alpha$	k	X_m , м	Y_m , м	V_p , м/с	V_e , м/с
Куля										
Суцільний циліндр										
Порожній циліндр										

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Тіло скочується з похилої площини. Які сили і моменти сил забезпечують скочування?
2. Що стверджує закон збереження енергії в механіці?
3. Як пишеться закон збереження енергії для тіла, що скочується з похилої площини до її підніжжя?
4. По якій формулі можна розрахувати кінетичну енергію тіла, що обертається?
5. Як пов'язані лінійна і кутова швидкості?
6. Як рухається тіло, що кинуте під кутом до горизонту?
7. На які два прямолінійні рухи можна розкласти рух по параболі поблизу поверхні Землі?
8. Чому рух по осі Y прискорений, а по осі X рівномірний?
9. Як залежать швидкості V_x і V_y від часу?
10. Як залежать координати X і Y від часу?
11. Що характеризує момент інерції?

Лабораторна робота № 103

ВИЗНАЧЕННЯ МОМЕНТУ ІНЕРЦІЇ МАХОВОГО КОЛЕСА І СИЛИ ТЕРТЯ В ОПОРІ

Мета роботи: Вивчення основних закономірностей обертального руху; визначення моменту інерції махового колеса і сили тертя в опорі.

Прилади і приладдя: махове колесо, закріплене на опорі; рулетка; секундомір; штангенциркуль; вантаж на нитці.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Основний закон динаміки обертального руху", "Закон збереження енергії для поступального і обертального рухів" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Для виконання роботи необхідно знати, що момент інерції матеріальної точки I_i відносно якої-небудь осі дорівнює добутку її маси на квадрат відстані до цієї осі:

$$I_i = m_i R_i^2$$

Момент інерції твердого тіла I відносно якої-небудь осі дорівнює сумі моментів інерції всіх матеріальних точок тіла відносно цієї осі:

$$I = \sum_{i=1}^n I_i$$

У разі безперервного розподілу маси тіла за його об'ємом формула моменту інерції може бути записана у вигляді

$$I = \int_m R^2 dm = \rho \int_V R^2 dV,$$

де інтегрування ведеться за всім об'ємом тіла,

ρ – густина тіла.

Момент інерції тіла залежить від розподілу маси тіла відносно осі обертання і є мірою його інертності в обертальному русі щодо даної осі. Іншими словами момент інерції характеризує інерційність тіла при зміні ним кутової швидкості під дією обертального моменту. Це витікає з основного закону динаміки для обертального руху

$$\vec{M} = I \cdot \vec{\varepsilon},$$

де \vec{M} – обертальний момент, Н·м;

$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$ – кутове прискорення, рад/с²;

ω – кутова швидкість, рад/с;

I – момент інерції, кг·м².

З цього закону видно, що

$$I = \frac{M}{d\omega/dt}.$$

Слід пам'ятати, що згідно закону збереження енергії в системі тіл, між якими діють тільки консервативні сили, повна механічна енер-

гія залишається постійною нескінченно довго, тобто не змінюється з часом. Якщо в системі діють також неконсервативні сили, наприклад сили тертя, повна механічна енергія системи не зберігається. Отже, в цих випадках частина механічної енергії перетворюється на енергію іншого виду. Таким чином, енергія ніколи не зникає і не з'являється знов, вона лише перетворюється з одного виду в інший.

Для визначення моменту інерції і сили тертя в опорі використовується установка, яка зображена на рисунку 1. Махове колесо А насаджено на вал В, який закріплений на опорах C_1C_2 і може обертатися. Махове колесо приводиться в обертання вантажем Р, за допомогою нитки, що намотується на вал.

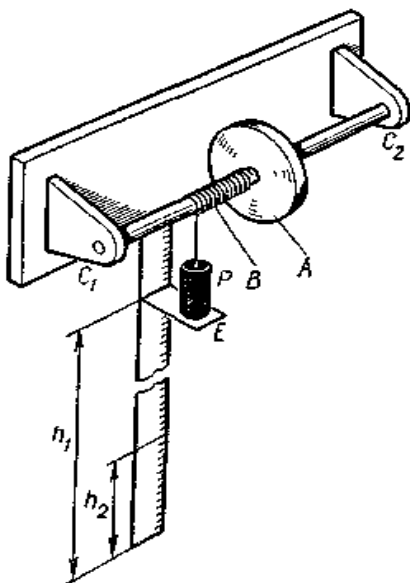


Рисунок 1 - Експериментальна установка

Нехай в початковий момент часу підвішений вантаж Р знаходиться на висоті h_1 . При цьому система має повну енергію, яка дорівнює потенційній енергії вантажу $E_n = mgh_1$.

При русі вантажу вниз потенційна енергія витрачається на збільшення кінетичної енергії поступального руху підвішеного вантажу, на збільшення кінетичної енергії маховика, що обертається, і на роботу по подоланню сили тертя в опорі:

$$mgh_1 = \frac{mV^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} + f \cdot h_1 \quad (1)$$

де $\frac{mV^2}{2}$ - кінетична енергія поступального руху підвішеного вантажу, Дж;

$\frac{I\omega^2}{2}$ - кінетична енергія маховика, що обертається, Дж;

I - момент інерції маховика, кг·м²;

$f h_1$ - робота по подоланню сили тертя, Дж;

f - сила тертя в опорі, Н.

Для знаходження сили тертя f скористаємося наступними міркуваннями. При обертанні за інерцією махове колесо підніме вантаж на висоту $h_2 < h_1$. Зменшення потенційної енергії дорівнює роботі по подоланню сили тертя, яка діє на всьому шляху $(h_1 + h_2)$:

$$mgh_1 - mgh_2 = f(h_1 + h_2).$$

З цієї формули виходить, що сила тертя

$$f = mg \frac{h_1 - h_2}{h_1 + h_2} \quad (2)$$

де m – маса підвішеного до нитки вантажу, кг.

Для визначення моменту інерції махового колеса скористаємося законом збереження енергії (1) і формулами кінематики. Рух вантажу вниз – рівноприскорений без початкової швидкості, при цьому його швидкість в нижній точці V і пройдений шлях h_1

$$V = at ; h_1 = \frac{at^2}{2} \quad (3)$$

де a - прискорення вантажу, m/c^2 ,

t - час опускання вантажу, с.

Тоді лінійна швидкість V точок валу В, на який намотується нитка, а також кутова швидкість ω обертання валу і маховика:

$$V = \frac{2h_1}{t} ; \omega = \frac{V}{R} = \frac{2h_1}{tR} \quad (4)$$

де R - радіус валу, м.

Підставляючи замість f , V і ω їх значення у формулу (1) після перетворення, отримуємо **формулу для розрахунку моменту інерції**:

$$I = mR^2 \left[gt^2 \frac{h_2}{h_1(h_1 + h_2)} - 1 \right] \quad (5)$$

Порядок виконання роботи

1. Виміряти за допомогою штангенциркуля радіус валу, на який намотується нитка з вантажем.

2. Намотати на вал нитку з прикріпленням до вільного кінця вантажем Р масою m . Встановити вантаж на висоті h_1 . Висоту відлічувати

від найбільш низького положення, на яке може опуститися вантаж.

3. По секундоміру визначити час руху вантажу від верхньої точки до нижчого положення. Не зупиняючи вантаж, визначити, який шлях h_2 пройде вантаж, піднімаючись вгору за інерцією за рахунок кінетичної енергії маховика.

4. Результати вимірювань занести в таблицю 1.

5. Пункти 3 і 4 повторити 4-5 разів (мінючи початкову висоту h_1 по вказівці викладача)

6. По формулах (2) і (5) розрахувати силу тертя в опорі і момент інерції махового колеса.

7. Розрахувати помилку вимірювання однієї з двох знайдених величин (по вказівці викладача).

Таблиця 1 - Результати вимірювань і обчислень

№	$R, \text{м}$	$m, \text{кг}$	$h_1, \text{м}$	$h_2, \text{м}$	$t, \text{с}$	$I, \text{кг} \cdot \text{м}^2$	$f, \text{Н}$	Результат
1								$\bar{I} = \Delta_f =$
2								$\Delta_I =$
3								$\bar{f} = f =$
4								$P = I =$
5								$t_{n,p} = \varepsilon =$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Який фізичний сенс моменту інерції тіла?
2. Чому дорівнює момент інерції точки і тіла?
3. Запишіть основний закон динаміки для обертального руху.
4. Які сили називаються консервативними? Які неконсервативними?

5. Яка механічна система є замкнутою?
6. Які види механічної енергії Ви знаєте? Чому дорівнює кожна з них?
7. Запишіть закон збереження енергії для даної системи тіл при русі вантажу: тільки вниз? вниз, а потім вгору?
8. Який буде характер руху махового колеса за відсутності тертя в опорі?
9. Як визначити лінійні і кутові кінематичні характеристики руху тіл в даній роботі?
10. Отримайте формули для розрахунку сили тертя і моменту інерції, які використані в даній роботі.

Лабораторна робота № 104

ПЕРЕВІРКА ОСНОВНОГО ЗАКОНУ ДИНАМІКИ ОБЕРТАЛЬНОГО РУХУ НА МАЯТНИКУ ОБЕРБЕКА

Мета роботи: Вивчення і перевірка основного рівняння динаміки обертального руху.

Прилади і приладдя: маятник Обербека, секундомір, штангенциркуль, два вантажі, рулетка.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Основний закон динаміки обертального руху", "Закон збереження енергії для поступального і обертального рухів" і методичні вказівки до даної роботи.

Теоретичні відомості

Основне рівняння динаміки обертального руху має вигляд:

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon} = I \frac{d\vec{\omega}}{dt},$$

де M - результуючий момент сил, що діють на тіло, Н·м;

I - момент інерції тіла, кг·м²;

ε - кутове прискорення цього тіла, рад/с²;

ω - кутова швидкість, рад/с.

При обертальному русі тіла навколо нерухомої осі напрям векторів моменту сил і кутового прискорення співпадають з віссю обертання. В цьому випадку для перевірки основного рівняння достатньо виконання співвідношення для різних значень \vec{M} і I .

Моментом сили щодо нерухомої осі називається скалярна величина, яка чисельно дорівнює добутку сили F на її плече l , тобто на найкоротшу відстань від осі обертання до прямої, уздовж якої діє сила:

$$M = Fl$$

Момент інерції є фізична величина, що характеризує інертність тіла при зміні ним кутової швидкості під дією обертального моменту.

Момент інерції матеріальної точки I_i відносно будь-якої осі дорівнює добутку її маси m_i на квадрат відстані R_i до цієї осі:

$$I_i = m_i r_i^2$$

Момент інерції твердого тіла I відносно будь-якої осі дорівнює сумі моментів інерції всіх матеріальних точок тіла відносно цієї осі:

$$I = \sum_{i=1}^n I_i = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$$

Для будь-якого твердого тіла у разі безперервного розподілу маси тіла за його об'ємом формула моменту інерції відносно осі обертання може бути записана у вигляді

$$I = \int_m r^2 dm = \int_V \rho \cdot r^2 dV,$$

де інтегрування ведеться за всім об'ємом тіла, ρ – густина тіла.

Якщо вісь обертання не проходить через центр мас тіла, то його момент інерції визначається за *теоремою Штейнера*, згідно якої момент інерції тіла відносно довільної осі дорівнює сумі моменту інерції тіла I_0 відносно паралельної до неї осі, що проходить через центр мас, і добутку маси цього тіла m на квадрат відстані d між осями:

$$I = I_0 + md^2.$$

Основний закон динаміки обертального руху зручно перевірити на маятнику Обербека.

Теорія методу і опис установки

Маятник Обербека, зображений на рисунку 1, складається з чотирьох однакових стрижнів, які укріплені під прямим кутом один до одного на муфті, що пов'язана з двома шківками різних радіусів r_1 і r_2 . Муфта закріплена на горизонтальній осі, навколо якої може вільно обертатися маятник. Для зменшення тертя вісь встановлена в нерухомих підшипниках. На кожному з чотирьох стрижнів можуть переміща-

тися і фіксуватися у вибраному положенні по одному циліндру однакової маси m_0 і розміру. Переміщаючи ці циліндри уздовж стрижнів, можна змінювати момент інерції маятника. На будь-який з шківів може намотуватися нитка, до якої прикріплюється вантаж масою m_i . Відстань, яку проходить вантаж при русі, визначають по лінійці.

При прискореному русі вантажу m_i вниз, на маятник діє відмінний від нуля обертальний момент M , що створюється силою натягнення нитки T :

$$M = Tr_i, \quad (1)$$

де r_i – радіус шківів, на який намотується нитка, і який є плечем сили натягнення T .

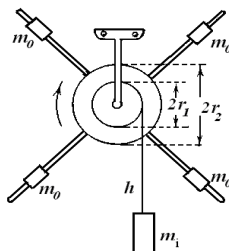


Рисунок 1- Маятник Обербека

Сила натягнення T може бути визначена з рівняння прискореного руху вантажу m_i вниз

$$m_i \vec{a} = m_i \vec{g} + \vec{T} \quad (2)$$

або в скалярному вигляді

$$m_i a = m_i g - T \quad (3)$$

звідки

$$T = m_i g - m_i a = m_i (g - a) \quad (4)$$

Змінюючи в процесі експерименту масу вантажу m_i , підвішеного на нитці, або радіус шківів r_i , можна змінити обертальний момент, що діє на маятник. Радіус r_i змінюють перенесенням нитки з одного шківів на інший.

Прискорення руху вантажу знайдемо з формули кінематики, що визначає шлях, пройдений тілом при рівноприскореному русі без початкової швидкості, звідки

$$a = \frac{2h}{t^2}, \quad (5)$$

де h – відстань, на яку переміститься вантаж за час t .

Підставивши вираз для прискорення у формулу сили натягнення (4), можна знайти обертальний момент, по формулі:

$$M = m_i r_i (g - a) = m_i r_i \left(g - \frac{2h}{t^2} \right) \quad (6)$$

Примітка: Оскільки крім сили натягнення нитки на маятник Обербека діють сили тертя об повітря і в осі маятника, формули (1) і (6) є наближеними. Зазвичай момент сили тертя об повітря незначний, і їм можна нехтувати, а силу тертя в осі маятника можна зменшити, застосовуючи підшипники.

Знайдене по формулі (5) прискорення a , є тангенціальним прискоренням точок обох шківів ($a = a_\tau$), яке пов'язане з кутовим прискоренням шківів ε співвідношенням

$$a_\tau = \varepsilon r_i .$$

Тому кутове прискорення маятника

$$\varepsilon = \frac{a_\tau}{r_i} = \frac{2h}{t^2 r_i}. \quad (7)$$

Для знаходження моменту інерції маятника скористаємося теоремою Штейнера, враховуючи, що момент інерції тіла відносно даної осі завжди дорівнює сумі моментів інерції його частин відносно цієї осі:

$$I = I_0 + 4m_0 R^2,$$

де I_0 - момент інерції маятника без циліндрів, $\text{кг}\cdot\text{м}^2$;

R - відстань від центру мас циліндрів до осі обертання, м.

Підставивши вирази для кутового прискорення ε і моменту інерції I маятника у формулу основного закону динаміки для обертального руху, отримаємо

$$M = I\varepsilon = (I_0 + 4m_0 R^2) \frac{2h}{t^2 r_i} \quad (8)$$

Результати розрахунків обертального моменту по формулах (6) і (8) повинні виявитися однаковими.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з експериментальною установкою і її дією.
2. Виміряти штангенциркулем радіуси шківів r_1 і r_2 , а лінійкою – відстань від центру хрестовини до центру вантажів R .
3. На один з шківів намотати нитку в один шар і закріпити на нитці вантаж масою m_1 .
4. Вибрати висоту h , з якою опускатиметься вантаж.
5. Відпускаючи вантаж, секундоміром виміряти час t проходження вантажем відстані h . Дослід повторити 3-5 разів і усереднити

знайдені значення часу t .

6. Перекинути нитку на другий шків радіусом r_2 . Визначити час руху вантажу 3-5 разів і усереднити значення часу.

7. Повторити пункти 5 і 6 з іншим вантажем m_2 .

8. Результати вимірювань занести в таблицю 1.

9. Розрахувати прискорення руху вантажу по формулі (5) і кутове прискорення маятника по формулі (7).

10. Розрахувати обертальний момент M_1 по формулі (6) і M_2 по формулі (8).

11. При оформленні результатів лабораторної роботи необхідно звернути увагу на результати розрахунків в стовпцях 8 і 12 і зробити відповідні висновки.

Таблиця 1 – Результати вимірювань і обчислень

№	h , м	R , м	m_b , кг	r_b , м	t , с	a , м/с ²	M_1 , Н·м	ε , рад/с ²	m_0 , кг	I , кг·м ²	M_2 , Н·м
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1											
2											
3											
4											

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що називається моментом інерції точки, моментом інерції тіла? Що характеризує момент інерції?
2. У яких випадках момент інерції визначається по теоремі Штейнера? Запишіть теорему Штейнера.
3. Напишіть основне рівняння динаміки обертального руху ($I=const$).
4. Що називається моментом сили? Що таке плече сили?
5. Що називається кутовою швидкістю, кутовим прискоренням?
6. Як зв'язані кутові і лінійні кінематичні характеристики?
7. Які сили діють на шків і на вантаж в лабораторній роботі?
8. Як визначається момент сили натягнення нитки в роботі?
9. Як зміниться кутове прискорення маятника Обербека при зміні положення циліндрів на стрижнях відносно осі.

РОЗДІЛ 2. МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА

Лабораторна робота № 201

ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ C_p/C_v ДЛЯ ПОВІТРЯ МЕТОДОМ КЛЕМАНА - ДЕЗОРМА

Мета роботи: визначення відношення теплоємності повітря при постійному тиску до теплоємності повітря при постійному об'ємі методом Клемана-Дезорма, заснованому на дослідженні маси газу, що послідовно переходить в різні стани.

Прилади і обладнання: закритий скляний балон, манометр, насос.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики " Перше начало термодинаміки для ізопроцесів", і методичні вказівки до даної роботи.

Теоретичні відомості

Для виконання лабораторної роботи необхідно знати:

1. Перше начало термодинаміки стверджує, що кількість теплоти, передана газу, йде на зміну його внутрішньої енергії і на здійснення роботи газом проти зовнішніх сил

$$\delta Q = dU + \delta W, \quad (1)$$

де δQ - кількість теплоти, Дж;

dU - зміна внутрішньої енергії, Дж;

δW - робота проти зовнішніх сил, Дж.

Робота в термодинаміці визначається як

$$W = \int_{V_1}^{V_2} PdV, \quad (2)$$

де P - тиск газу, Па;

dV - зміна об'єму системи, м³.

2. Число незалежних координат, що повністю визначають положення точки в просторі, або кількість незалежних рухів, які може виконувати точка, називається числом ступенів свободи.

Молекулі одноатомного газу приписують три ступені свободи, які є тільки поступальними. Система, що складається з двох атомів, має п'ять ступенів свободи: три з них поступальні, а дві - обертальні. Трьохатомна молекула має шість ступенів свободи, з них три поступальні, та три обертальні.

3. Закон про рівномірний розподіл кінетичної енергії стверджує, що на кожен поступальну і обертальну ступінь свободи молекули доводиться в середньому однакова кінетична енергія, яка дорівнює $\frac{1}{2}kT$.

Отже, середня кінетична енергія молекули визначається виразом

$$\bar{E} = \frac{i}{2}kT, \quad (3)$$

де T - термодинамічна температура, К;

i - число ступенів свободи;

k - стала Больцмана, $\frac{\text{Дж}}{\text{К}}$.

4. Внутрішня енергія U_m одного моля ідеального газу відповідно дорівнює

$$U_m = \frac{i}{2} k T N_a = \frac{i}{2} R T, \quad (4)$$

де N_a - число Авогадро, $\frac{1}{\text{моль}}$;

$R = k N_a = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ - універсальна газова стала.

5. Теплоємністю C тіла називається фізична величина, яка чисельно дорівнює відношенню кількості теплоти δQ , що отримує тіло, до зміни його температури dT в даному термодинамічному процесі:

$$C = \frac{\delta Q}{dT}, \quad (5)$$

Величина C залежить від маси тіла, його хімічного складу, і процесу, в якому отримується теплота δQ .

Питомою теплоємністю c називається величина, що дорівнює кількості теплоти, яка необхідна для нагрівання 1 кг речовини на 1 К:

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}, \quad (6)$$

де m – маса газу, кг.

Питома теплоємність вимірюється в Дж/(кг·К).

Мольною теплоємністю C_m називається теплоємність одного моля речовини, тобто величина, що дорівнює кількості теплоти, яка необхідна для нагрівання 1 моля речовини на 1 К:

$$C_m = \frac{\delta Q}{\nu dT}, \quad (7)$$

де ν - число молей (кількість речовини).

Мольна теплоємність вимірюється в Дж/(моль·К).

Мольна і питома теплоємності зв'язані між собою співвідношенням:

$$C_m = Mc, \quad (8)$$

де M – мольна маса речовини.

6. Теплоємність газу залежить від типу ізопроцеса, тобто від умов, при яких відбувається нагрівання газу.

Якщо нагрівати, газ *при постійному об'ємі* (ізохорний процес), то *все тепло, що отримує газ ззовні, повністю йде на збільшення внутрішньої енергії*. В цьому випадку $\delta W = 0$, і перше начало термодинаміки має вигляд:

$$\delta Q_V = dU. \quad (9)$$

Отже мольна теплоємність при постійному об'ємі

$$C_{Vm} = \frac{dU_m}{dT}. \quad (10)$$

Підставимо у формулу (10) вираз (4) для внутрішньої енергії одного моля ідеального газу і отримаємо вираз для мольної теплоємності газу при постійному об'ємі:

$$C_{Vm} = \frac{d\left(\frac{i}{2}RT\right)}{dT} = \frac{i}{2}R. \quad (11)$$

Якщо нагрівати газ *при постійному тиску* (ізобаричний процес), то *поглинуте тепло йде не тільки на збільшення внутрішньої енергії, але і на роботу ізобаричного розширення*. Тому теплоємність C_p при постійному тиску повинна бути більше, ніж теплоємність C_V при пос-

тійному об'ємі. Особливо ці теплоємності розрізняються у газів внаслідок відносно великого коефіцієнта об'ємного розширення.

Для ізобаричного процесу перше начало термодинаміки має вигляд:

$$\delta Q = dU + \delta W, \quad (12)$$

де $\delta W = PdV$.

Тоді, за визначенням

$$C_p = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU_m}{dT} + \frac{PdV_m}{dT}. \quad (13)$$

З рівняння Менделєєва-Клапейрона для одного моля виразимо величину PdV_m :

$$PdV_m = RdT \quad (14)$$

Підставивши в рівняння (13) вираження (4) і (14), отримаємо вираз для мольної теплоємності при постійному тиску:

$$C_{pm} = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R. \quad (15)$$

Мольні теплоємності C_{vm} і C_{pm} зв'язані рівнянням Майєра:

$$C_{pm} - C_{vm} = R \quad (16)$$

Значення цього рівняння полягає в тому, що при ізобаричному нагріванні газу на один градус до газу повинне бути підведено більше тепла, ніж для такого ж ізохоричного нагрівання. Різниця в кількості тепла повинна дорівнювати роботі, що здійснюється газом при ізобаричному розширенні. Рівняння Майєра розкриває фізичне значення універсальної газової сталої.

Відношення теплоємностей

$$\gamma = \frac{C_{pm}}{C_{vm}} = \frac{i+2}{i} \quad (17)$$

належить до числа дуже важливих термодинамічних величин.

Теорія методу і опис установки

Установка для визначення C_{pm}/C_{vm} зображена на рисунку 1. Установка складається з скляного балона **Б**, в який накачується насосом **Н** повітря до деякого тиску, більшого ніж атмосферний.

Накачування повітря в балон проводиться при закритому крані **К** і відкритому **К₁**. По закінченню накачування кран **К₁** повинен бути закритий. Тиск повітря в балоні вимірюється манометром **М**.

В даній роботі визначення γ проводиться одним з класичних методів, методом Клемана-Дезорма, заснованому на дослідженні деякої маси газу, що послідовно проходить через три стани.

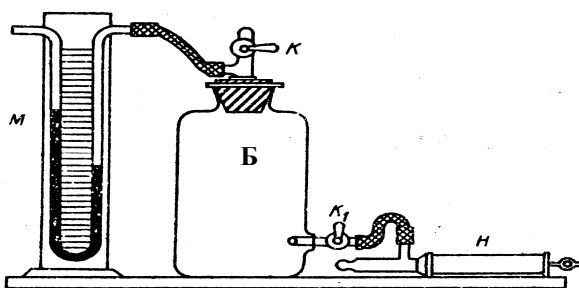


Рисунок 1 – Експериментальна установка

Розглянемо діаграму (P, V) стану повітря (рис. 2). На діаграмі початковому стану газу відповідає точка 0. Відзначимо, що мова

йдеться про питомий об'єм газу, тобто об'єм, що доводиться на одиницю маси газу $V_i = \frac{V_{\delta}}{m_i}$.

Крива 0-1 відповідає накачуванню повітря в балон. Тиск при цьому збільшується а питомий об'єм зменшується. Щодо температури в точці 1 можна тільки сказати, що вона не є нижче кімнатної.

Як тільки накачування припиняємо і зберігаємо незмінний об'єм, тиск в балоні починає падати (так і відбувається на практиці), це відповідає процесу 1-2 на діаграмі стану. При постійному об'ємі зменшення тиску супроводжується пониженням температури. Значить в стані 1 температура виявилася вище кімнатною, і на ділянці 1-2 вона знижується за рахунок контакту з навколишнім середовищем до кімнатної.

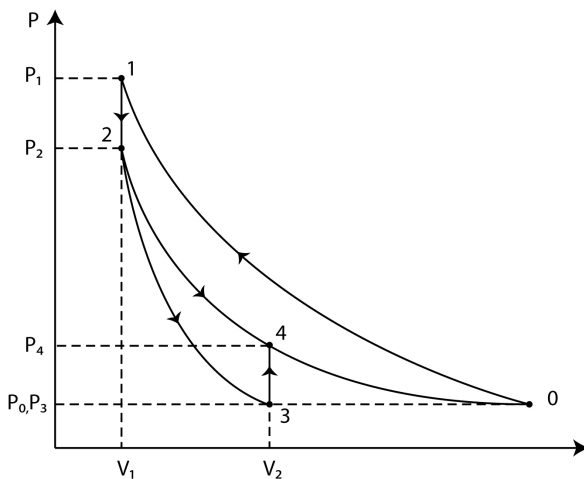


Рисунок 2 - Діаграма переходу газу

Коли тиск перестає змінюватися (стан 2), різко випускаємо повітря з балона. Вважатимемо, що процес 2-3 - це адіабатичне розширення

ня. В результаті об'єм даної маси газу збільшується від V_2 до V_3 , температура повинна знизитися.

Знову об'єм газу витримуємо постійним - ізохоричний процес на ділянці 3-4. На практиці виявляється, що тиск при цьому підвищується, отже, підвищується і температура. Це означає, що в стані 3 температура дійсно була нижча кімнатної і тепер вона підвищується до кімнатної за рахунок контакту з навколишнім середовищем.

В станах 0, 4, 2 газ має однакову температуру - кімнатну, тобто ми ці точки можемо укласти на ізотерму 0-4-2. Ця обставина дозволила Клеману і Дезорму обійтися без вимірювання початкового і кінцевого об'єму газу. Саме в цьому і позначилася дотепність запропонованого методу.

Для станів 2 і 3, що знаходяться на одній адіабаті, можна записати (рис. 2).

$$P_2 V_2^\gamma = P_3 V_3^\gamma \quad (18)$$

Для станів 2 і 4, що знаходяться на одній ізотермі, можна записати

$$P_2 V_2 = P_4 V_4 \quad (19)$$

Крім того, пряма 3-4 зображає ізохоричний процес, тобто

$$V_3 = V_4 \quad (20)$$

Вирішуючи систему (18) -(20), отримаємо рівняння для знаходження γ . Для цього піднесемо рівняння (19) до ступеня γ і розділимо його на рівняння (18):

$$\frac{(P_2 V_2)^\gamma}{P_2 V_2^\gamma} = \frac{(P_4 V_4)^\gamma}{P_3 V_3^\gamma} \quad \text{або} \quad \left(\frac{P_2}{P_4} \right)^\gamma = \frac{P_2}{P_3} \quad (21)$$

Зазначимо, що $P_2 = P_{am} + P_H$, $P_3 = P_{am}$, $P_4 = P_{am} + P_h$, де P_{am} – атмосферний тиск, P_H та P_h визначаються водяним манометром та їх відношення може бути замінено відношенням довжин водяного стовпа.

Логарифмуючи (21), отримуємо вираз для γ :

$$\gamma = \frac{\ln P_2 - \ln P_3}{\ln P_2 - \ln P_4} = \frac{\ln(P_{am} + P_H) - \ln P_{am}}{\ln(P_{am} + P_H) - \ln(P_{am} + P_h)}. \quad (21a)$$

Тиск ($P_{am} + P_H$), ($P_{am} + P_h$) і P_{am} мало відрізняється один від одного, через це відношення логарифмів тиску можна вважати рівним відношенню різниць самого тиску:

$$\gamma = \frac{(P_{am} + P_H) - P_{am}}{(P_{am} + P_H) - (P_{am} + P_h)} = \frac{P_H}{P_H - P_h}. \quad (22)$$

Оскільки додатковий тиск вимірюється різницею рівнів води в колінах манометра, то вираз (22) для γ запишемо у вигляді

$$\gamma = \frac{H}{H - h}, \quad (23)$$

де H - різниця рівнів, відповідна тиску P_H , мм;

h - різниця рівнів, відповідна тиску P_h , мм (див. рис. 2)

Порядок виконання роботи

1. Щільно закрити кран К. Накачати повітря в балон, різниця рівнів води в манометрі повинна складати 150-200 мм
2. Коли переміщення рівнів води в колінах манометра зупиниться, зробити відлік різниці рівнів, записати в таблицю значення H .

3. Швидко відкрити кран К і, як тільки рівні рідини в манометрі порівнюються (тиск зменшився до атмосферного), закрити його.

4. Після встановлення тиску в балоні провести відлік різниці рівнів в колінах манометра h . Всі результати вимірювань записати в таблицю 1.

5. Дослід повторити 3-5 рази.

6. Розрахувати теоретичне значення $\gamma_{\text{теор.}}$ для повітря, вважаючи його двоатомним газом, по формулі (17).

7. По формулі (23) обчислити γ . Оцінити помилку методом Ст'юдента.

8. Висновки звіту повинні містити результати порівняння γ , розрахованих по результатам експерименту і $\gamma_{\text{теор.}}$ для повітря.

Таблиця 1 - Результати вимірювань і обчислень

№ п/п	H, мм	h, мм	γ	$\bar{\gamma}$	$\Delta\gamma$	$(\Delta\gamma)^2$	S	P	$t_{p,n}$	Δ	$\epsilon, \%$	$\gamma \pm \Delta$	$\gamma_{\text{теор}}$
1													
2													
3													
4													
5													

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що називається теплоємністю?
2. Що називається питомою теплоємністю?
3. Зв'язок між питомою і мольною теплоємностями.

4. Фізичний смисл універсальної газової постійної.
5. Дати визначення всіх ізопроцесів.
6. Який процес називається адіабатичним?
7. Що називається внутрішньою енергією системи?
8. Записати перше начало термодинаміки для всіх ізопроцесів.
9. Який процес описує рівняння Пуассона?
10. Як визначити значення мольних теплоємностей для різних газів?
11. Що відбувається з внутрішньою енергією газу при його адіабатичному, ізотермічному і ізобаричному стисненнях?
12. Що називається ступенем свободи молекули?

Лабораторна робота № 202

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ МЕТОДОМ СТОКСА

Мета роботи: визначення коефіцієнта в'язкості (внутрішнього тертя) рідини методом Стокса по швидкості падіння кульки.

Прилади і обладнання: прилад Стокса, секундомір, лінійка, мікрометр.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики " Основні положення МКТ", і методичні вказівки до даної роботи.

Короткі теоретичні відомості

Сили внутрішнього тертя виникають внаслідок того, що рух рідини або газу шаруватий і швидкості переміщення шарів неоднакові. Сили внутрішнього тертя прагнуть до вирівнювання швидкості руху всіх шарів. Це здійснюється шляхом передачі молекулами швидшого шару кількості руху (імпульсу) молекулам шару, що рухається повільніше. Це призводить до збільшення швидкості руху повільнішого шару і навпаки, зменшенню швидкості руху швидшого шару, що приводить до його гальмування.

Практика показала, що сила внутрішнього тертя пропорційна величині площі зіткнення рухомих шарів S , градієнту швидкості $\frac{dv}{dx}$ руху шарів, коефіцієнту пропорційності η (коефіцієнту динамічної в'язкості).

$$F_T = -\eta S \frac{dv}{dx}$$

Знак мінус показує, що сила направлена протилежно зміні швидкості.

Градієнтом швидкості $\frac{dv}{dx}$ називається зміна швидкості dv на одиницю довжини dx в напрямі, перпендикулярному швидкості руху шарів.

Коефіцієнт динамічної в'язкості η , або коефіцієнт внутрішнього тертя, є фізична величина, яка дорівнює силі внутрішнього тертя між двома шарами з площею, яка дорівнює одиниці при градієнті швидкості, рівному одиниці

$$\eta = \frac{F_T}{S \frac{dv}{dx}}$$

Одиниці вимірювання коефіцієнту внутрішнього тертя в СІ $\frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}$ або $\text{Па} \cdot \text{с}$

Коефіцієнт внутрішнього тертя залежить від роду рідини та її температури.

Опис приладу і методу Стокса

Приладом Стокса є циліндрова скляна судина з наливою в неї рідиною (в даному випадку гліцерин). На судині позначені риски А і В, рух кульок між якими можна вважати сталим, рівномірним (рис.1). Щоб кулька рухалася по центру судини, її необхідно кинути через воронку.

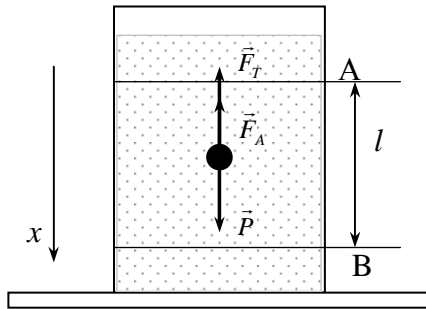


Рисунок 1 – Схема експериментальної установки

На кульку в рідині діятиме три сили (рис.1): сила тяжіння \vec{P} , сила Архімеда \vec{F}_A і сила внутрішнього тертя \vec{F}_T між шарами рідини.

Сила тяжіння направлена вниз

$$P = m_k \cdot g = \rho_k \cdot V_k \cdot g = \frac{4}{3} \pi r_k^3 \rho_k g , \quad (1)$$

де $m_k = \rho_k \cdot V_k$ - маса кульки, кг;

ρ_k - густина кульки, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$;

$V_k = \frac{4}{3} \pi r_k^3$ - об'єм кульки, м^3 ;

r_k - радіус кульки, м;

$g = 9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ - прискорення вільного падіння.

Сила Архімеда \vec{F}_A (виштовхуюча сила) направлена вгору і дорівнює вазі витисненої рідини

$$F_A = \rho_p g V_k = \frac{4}{3} \pi r_k^3 \rho_p g , \quad (2)$$

де ρ_p - густина рідини, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Сила внутрішнього тертя між шарами рідини направлена вгору і для кульки дорівнює

$$F_T = 6\pi\eta r_k v , \quad (3)$$

де v - швидкість шару рідини, яка дорівнює швидкості руху кульки. Підкреслюємо, що тут грає роль не тертя кульки об рідину, а тертя окремих шарів рідини один об одного, оскільки при зіткненні твердого тіла з рідиною до поверхні тіла негайно ж прилипають молекули рідини. Тіло обволікається шарами рідини і зв'язано з ними міжмолекулярними силами. Безпосередньо прилеглий до тіла шар рідини руха-

ється разом з тілом із швидкістю руху тіла. Цей шар захоплює в своєму русі сусідні шари рідини, які на деякий період приходять в плавний безвихровий рух (якщо малі швидкості і маленькі кульки).

Спочатку швидкість руху кульки зростатиме, але оскільки у міру збільшення швидкості кульки сила опору також зростатиме, то наступить такий момент, коли сила тяжіння \vec{P} врівноважуватиметься сумою сил $\vec{F}_A + \vec{F}_T$, рівнодіюча сила \vec{F} стане рівною нулю. Отже, згідно першому закону Ньютона, кулька рухається з постійною швидкістю, такий рух називається сталим.

$$\begin{aligned}\vec{F} &= \vec{P} + \vec{F}_T + \vec{F}_A \\ F &= P - (F_T + F_A) = 0 \\ F_T &= P - F_A\end{aligned}\tag{4}$$

Для отримання розрахункової формули підставляємо формули (1), (2), (3) в (4)

$$6\pi\eta r_k v = \frac{4}{3}\pi r_k^3 \rho_k g - \frac{4}{3}\pi r_k^3 \rho_p g = \frac{4}{3}\pi r_k^3 g (\rho_k - \rho_p)$$

Звідки

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{g r_k^2}{v} (\rho_k - \rho_p)\tag{5}$$

Для середньої частини судини, обмеженої рисками А і В (рис.1), де рух рівномірний, швидкість буде дорівнювати

$$v = \frac{l}{t},$$

де l - відстань, t - час падіння кульки між рисками А і В.

Підставляючи значення швидкості в рівняння (5), отримаємо

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{gr_k^2 t}{l} (\rho_k - \rho_p). \quad (6)$$

Формула (6) дає достатньо точний результат, якщо діаметр використовуваної судини не менше 5 діаметрів кульки.

Порядок виконання роботи

1. Мікрометром зміряти діаметр кульки (не менше 3 разів). Отримані дані занести в таблицю 1.
2. Опустити кульку в рідину через воронку. Око спостерігача повинне знаходитися напроти верхньої риски так, щоб вона зливалася в одну пряму.
3. Зміряти час руху кульки від верхньої риски до нижньої. Отримані дані занести в таблицю 1.
4. Масштабною лінійкою зміряти відстань між рисками А і В.
5. Визначити коефіцієнт в'язкості η за формулою (6).
6. Дослід повторити 4-7 разів з іншими кульками.
7. Результати вимірювань і обчислень занести в таблицю 1.
8. Розрахувати погрішність визначення η методом Ст'юдента

Таблиця 1 – Результати вимірювань та обчислень

№	l , м	ρ , кг/м ³	$\rho_{жс}$, кг/м ³	r , м	t , с	η , Па·с	$\bar{\eta}$, Па·с	$\Delta\eta$	$(\Delta\eta)^2$	S	P	t	Δ	ε %	$\eta_{ист}$ Па·с
1															
2															
3															
4															

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Основні положення молекулярно-кінетичної теорії.
2. Записати формулу Стокса.
3. Як рухається кулька з моменту занурення в рідину до першої риски. Чому?
4. Як зміниться рух кульки в рідині, якщо її нагрівати?
5. Що таке коефіцієнт в'язкості рідини?
6. Чи всі сили, діючі на кульку в методі Стокса, постійні?
7. Чому сила Стокса змінна і чи на всьому шляху?
8. Від чого залежить сила в'язкості в загальному випадку?
9. Чому дорівнює сила Архімеда, діюча на кульку в рідині?

РОЗДІЛ 3. ЕЛЕКТРИКА ТА МАГНЕТИЗМ

Лабораторна робота № 301

ВИЗНАЧЕННЯ ОСНОВНИХ ПАРАМЕТРІВ ЕЛЕКТРОВИМІРЮВАЛЬНИХ ПРИЛАДІВ. ПЕРЕВІРКА ЗАКОНІВ ОМА ДЛЯ ОДНОРІДНОЇ ДІЛЯНКИ КОЛА І ДЛЯ ПОВНОГО КОЛА

Мета роботи: одержати навички роботи з електровимірювальними приладами, експериментально перевірити закони Ома для однорідної ділянки кола і для повного кола.

Прилади і обладнання: вольтметр, міліамперметр, джерело живлення, набір резисторів, встановлених на монтажній панелі, сполучні дроти, таблиця з умовними позначеннями.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Закони Ома для однорідної ділянки кола і для повного кола", "Послідовне і паралельне з'єднання опорів" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

1. Знайомство з електровимірювальними приладами

Електровимірювальні прилади, що використовуються для вимірювання електричних величин, класифікуються:

- по роду вимірюваної величини (*амперметри, вольтметри, омметри, ватметри* та ін.);

- по роду струму, тобто прилади постійного струму, змінного струму, універсальні (постійного і змінного струмів);

- за принципом дії (*магнітоелектричні, електромагнітні, електродинамічні* та ін.).

- за способом виводу інформації електровимірювальні прилади діляться на:

аналогові (прилади у яких уздовж шкали переміщуються будь-які покажчики (стрілка, "зайчик") або навпаки мимо покажчика переміщується шкала (барабан, що обертається));

цифрові (інформація видається у вигляді числа на цифровому індикаторі);

В даній роботі знайомляться з аналоговими приладами.

Основними характеристиками електровимірювальних приладів є: межа вимірювання, ціна поділки, клас точності.

Межею вимірювання приладу називають те значення вимірюваної величини, при якому стрілка приладу відхиляється до кінця шкали.

На практиці широко використовують багатомежеві прилади. Внутрішній опір таких приладів змінюється із зміною межі вимірювання.

Ціна поділки визначається значенням електричної величини, що викликає відхилення покажчика на один розподіл, тобто ціна поділки - різниця значень вимірюваної величини двох сусідніх міток шкали приладу.

Для того, щоб визначити ціну поділки приладу, необхідно межу вимірювання приладу розділити на число поділок шкали, тобто

$$C = \frac{A_{\max}}{N}, \quad (1)$$

де A_{max} - межа вимірювання; N - число поділок шкали.

Як приклад визначимо ціну поділки міліамперметра з межею вимірювання 300 мА, шкала якого має 75 поділок. Відповідно до вищесказаного ціна поділки буде дорівнювати:

$$C = \frac{300mA}{75под} = 4 \frac{mA}{под}.$$

Якщо при вимірюванні сили струму стрілка відхилиться, наприклад, на 10 поділок, то це відхилення відповідатиме струму:

$$I = C \cdot 10 = 4 \frac{mA}{под} \cdot 10под = 40mA$$

Клас точності приладу n – показує максимальну погрішність по всій шкалі. Найбільш поширені значення класу точності 0.5, 1.0, 1.5, 2.0.

Підключення вольтметра (мілівольметра, мікрвольтметра та ін.) в електричну схему показано на рисунку 1, а амперметра (міліамперметра, мікроамперметра) - на рисунку 2. При вимірюванні електричних величин вольтметр підключається паралельно навантаженню, а амперметр - послідовно з навантаженням.

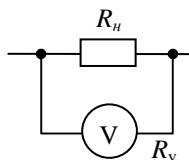


Рисунок 1 – Схема підключення вольтметра

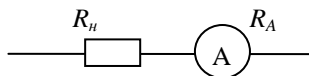


Рисунок 2 – Схема підключення амперметра

При підключенні електровимірювальних приладів в електричний ланцюг вони впливають на його режим. Ступінь впливу приладу на режим ланцюга визначається його внутрішнім опором $R_{вн}$. На ли-

цьовій панелі приладів звичайно вказується для вольтметрів струм повного відхилення I_n , для амперметрів - падіння напруги U_n на опорі приладу, при якому через амперметр протікає струм I_{max} . Знаючи I_n , U_n , U_{max} і I_{max} , можна визначити внутрішні опори приладів таким чином:

для амперметра:
$$R_{енА} = \frac{U_n}{I_{max}} \quad (3)$$

для вольтметра:
$$R_{енV} = \frac{U_{max}}{I_n} \quad (4)$$

У тому випадку, коли на лицьовій панелі амперметра не приведено значення U_n , його внутрішній опір може бути визначено таким чином. Паралельно амперметру, відповідно до рисунку 3, підключають вольтметр і міряють падіння напруги на амперметрі.

Внутрішній опір оцінюють по формулі:

$$R_{енА} = \frac{U_A}{I_A}$$

де I_A – показання амперметра.

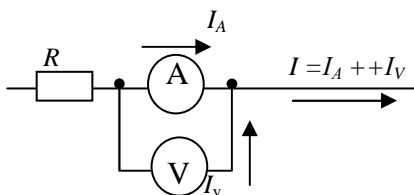


Рисунок 3 – Схема підключення для визначення внутрішнього опору амперметра

2. Перевірка законів Ома

Для однорідної ділянки електричного кола, що не містить джерела електрорушійної сили (гальванічного елемента, акумулятора, термопари, джерела фотоЕРС та ін.) закон Ома полягає в тому, що сила струму в цій ділянці прямо пропорційна падінню напруги на цій ділянці і обернено пропорційна його опору

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

де I - сила струму, А;

U - падіння напруги на ділянці, В;

R - опір ділянки ланцюга, Ом.

Закон Ома для повного кола стверджує, що струм в колі постійного струму прямо пропорційний повній електрорушійній силі (ЕРС) у всьому колі і обернено пропорційний повному опору всього кола

$$I = \frac{E}{R + r},$$

де I - сила струму в колі, А;

E - ЕРС в колі, В;

$(R + r)$ - повний опір всього кола, Ом;

R - зовнішній опір, Ом;

r - внутрішній опір джерела струму, Ом.

Повна ЕРС E у всьому колі дорівнює алгебраїчній сумі всіх ЕРС, що діють в цьому колі.

Повна ЕРС у всьому колі чисельно дорівнює роботі сторонніх сил по переміщенню одиничного позитивного заряду по всьому колу.

$$E = \frac{A_{cm}}{q_+}$$

Сторонні сили - це сили неелектричного походження, що діють на вільні заряди всередині джерел струму і необхідні для підтримки постійної різниці потенціалів і струму в провіднику. Ці сили можуть бути обумовлені хімічними процесами в акумуляторах і гальванічних елементах, вихровим електричним полем, змінним магнітним полем та ін.

3. Типи з'єднання провідників

В більшості випадків електричні кола складаються з сукупності провідників, певним чином сполучених між собою. Існує три види: послідовне, паралельне та змішане. Найчастіше зустрічається змішане з'єднання, тобто частина провідників з'єднана послідовно, а частина – паралельно. Саме таке з'єднання розглядається в даній роботі (рис. 4).

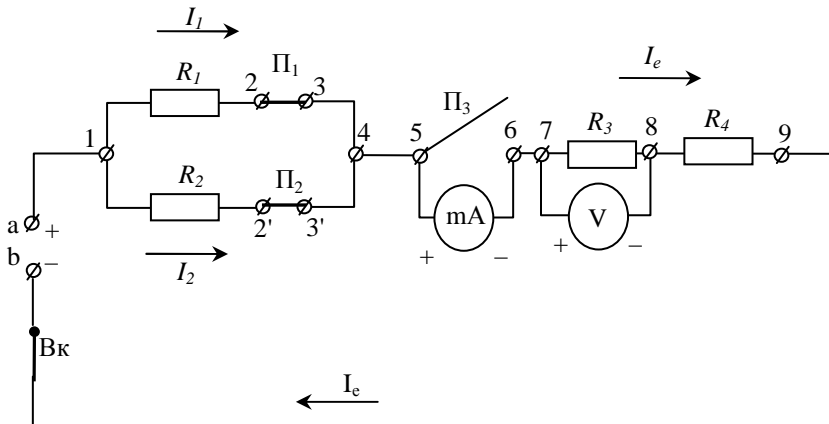


Рисунок 4 – Схема експериментальної установки

На схемі провідники з опорами R_1 і R_2 з'єднані паралельно.

Позначимо величину струму, що йде по колу через I_e . Цей струм в точці 1 розгалужується на два I_1 і I_2 . Сума цих струмів, згідно першого правила Кирхгофа, дорівнює величині струму I_e :

$$I_e = I_1 + I_2$$

На підставі закону Ома напруга на опорі R_1 дорівнює $U_1 = I_1 R_1$, а на опорі R_2 рівна $U_2 = I_2 R_2$. Але обидві ці величини однакові, оскільки кожна з них є напруга між одними і тими ж точками 1 і 4. Отже,

$$U_1 = U_2 \quad i \quad I_e = I_1 + I_2 = \frac{U_1}{R_1} + \frac{U_2}{R_2} = U_1 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (5)$$

Якщо позначити через R_{12} повний опір ділянки 1-4, то за законом Ома

$$I_e = \frac{U_1}{R_{12}}. \quad (6)$$

Порівнюючи формули (5) і (6) знаходимо:

$$\frac{1}{R_{12}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{або} \quad R_{12} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \quad (7)$$

В загальному випадку, якщо кількість провідників буде більше, ніж 2, тобто n :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

Величина $\gamma = \frac{1}{R}$ називається **провідністю**. Отже, можна записати:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_n$$

Таким чином, провідність ділянки кола, складеного з паралельно сполучених провідників, дорівнює сумі провідностей окремих провідників.

На схемі (рис.4) провідники з опорами R_3 і R_4 включені в коло послідовно.

Величина струму I_e в обох провідниках, звичайно, однакова. Проте напруги U_3 і U_4 між кінцями кожного з провідників різні. На підставі закону Ома для ділянки кола $U_3 = I_e \cdot R_3$, $U_4 = I_e \cdot R_4$.

Повна напруга U_{34} між цими провідника дорівнює сумі цих напруг, тобто

$$U_{34} = U_3 + U_4 = I_e(R_3 + R_4). \quad (8)$$

Якщо позначити через R_{34} опір ділянки кола, що складається з опорів R_3 і R_4 , то за законом Ома

$$U_{34} = I_e R_{34}. \quad (9)$$

Порівнюючи формули (8) і (9), знаходимо: $R_{34} = R_3 + R_4$.

В загальному випадку, якщо кількість провідників буде n , одержимо наступний результат

$$R = \sum_{i=1}^n R_i$$

Таким чином, при послідовному з'єднанні провідників їх опори додаються.

Ділянка кола з паралельно з'єднаними провідниками R_1 і R_2 з'єднується з провідниками R_3 і R_4 послідовно, тоді загальний опір кола

$$R = R_{12} + R_3 + R_4 + R_A, \quad (10)$$

де R_A – внутрішній опір амперметра

Порядок виконання роботи

1. Одержати електровимірювальні прилади, монтажну панель, джерело живлення, сполучні дроти і таблицю «Позначення на шкалах електровимірювальних приладів».

2. Ознайомитись з лицьовою панеллю приладів. Визначити призначення кожного приладу, принцип дії (систему), межі вимірювання, робоче положення, вид струму.

3. Визначити ціну поділки кожного приладу для кожної межі вимірювання по формулі 1.

4. Визначити $R_{внА}$ і $R_{внV}$ по формулі (3) і (4). Порівняти значення внутрішніх опорів амперметра і вольтметра.

5. Заповнити таблицю 1.

Таблиця 1–Результати вимірювань і обчислень

№ п/п	Найменування приладу	Межа вимірювання	Ціна поділки	Клас точності	Робоче положення	Система	Вид струму	Внутр.опір, Ом
1								
2								
..								

6. Ознайомитися з розташуванням резисторів і контактів на монтажній панелі.

7. Зібрати коло згідно рисунку 4.

8. Підключити джерело живлення до клем a і b з дотриманням полярності.

9. З'єднати гнучкими провідниками Π_1 та Π_2 клеми 2 і 3, 2' і 3'.

10. Замкнути коло, включивши міліамперметр з дотриманням полярності до клем 5 і 6. (З дозволу лаборанта або викладача підключити зібране коло до електромережі).

11. Визначити силу струму I_e , що протікає в колі. Результат занести в таблицю 2.

12. Зміряти вольтметром по черзі падіння напруги $U_{ab}, U_1, U_A, U_3, U_4$ відповідно між клемми a і b , 1 і 4, 5 і 6, 7 і 8, 8 і 9, (так як показано на рисунку 4 для провідника R_3). Результати занести в таблицю 2.

13. Від'єднати міліамперметр від клеми 5 і 6, закоротивши їх гнучким дротом Π_3 .

14. Зміряти струми I_1 і I_2 , що йдуть через опори R_1 і R_2 . Для цього роз'єднати гнучкий дріт Π_1 і підключити міліамперметр між клемми 2 і 3. Це буде I_1 . При цьому дріт Π_2 замкнутий. Аналогічно визначити I_2 . Результати занести в таблицю 2.

15. Визначити невідомі опори R_1 та R_4 , використовуючи закон Ома для ділянки кола (чисельне значення опорів R_2 та R_3 вказано на лабораторному стенді)

$$R_1 = \frac{U_1}{I_1}, \quad R_4 = \frac{U_4}{I_e},$$

16. Розрахувати повний опір кола, відповідного рисунку 4, нехтуючи внутрішнім опором джерела

$$R = R_{12} + R_3 + R_4 + R_A, \text{ де } R_{12} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$$

17. Розрахувати силу струму I_T в колі, скориставшись законом

Ома ($I_T = \frac{U_{ab}}{R}$).

18. Результати розрахунків занести в таблицю 2.

19. Перевірити, чи виконується умова $I_e = I_1 + I_2$.

20. Порівняти значення струмів в колі I_e і I_T , одержані відповідно експериментально і теоретично.

21. Перевірити, чи виконується умова $U_{ab} = U_1 + U_A + U_3 + U_4$

22. Зробити висновок про ступінь виконання законів Ома.

Таблиця 2– Результати вимірювань і обчислень

I_e	I_T	I_1	I_2	$I_1 + I_2$	U_{ab}	U_1	U_A	U_3	U_4	$U_1 + U_A + U_3 + U_4$	R_1	R_4	R

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Як класифікуються електровимірювальні прилади, що використовуються для вимірювання електричних величин?
2. Що таке межа вимірювання приладу? Як визначити ціну поділки?
3. Що таке клас точності приладу?
4. Як визначається внутрішній опір амперметра і вольтметра?
5. Як підключають в електричну схему амперметр, вольтметр? Чому?

6. Що таке електричний струм? В яких одиницях вимірюється?
7. Який струм називають постійним?
8. Які умови тривалого існування електричного струму?
9. Що таке напруга? В яких одиницях вимірюється?
10. Що таке опір матеріалу? В яких одиницях вимірюється?
11. Що стверджує закон Ома для однорідної ділянки кола, для повного кола?
12. Що таке ЕРС?
13. Як визначити корисну потужність і потужність джерела? В яких одиницях вимірюється потужність?
14. Як визначити загальний опір послідовно з'єднаних провідників?
15. Як визначити загальний опір паралельно з'єднаних провідників?

Лабораторна робота № 302

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ НАПРУЖЕНОСТІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРІ СОЛЕНОЇДА ВІД СИЛИ СТРУМУ В ЙОГО ОБМОТЦІ

Мета роботи - визначити напруженість магнітного поля в центрі соленоїда по періоду коливань магнітної стрілки при різних значеннях сили струму в його обмотці, побудувати графік залежності напруженості від сили струму.

Прилади і обладнання: соленоїд, магнітна стрілка, яка підвішена на непружній нитці, міліамперметр, реостат, двополосний перемикач, секундомір.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Магнітне поле і його характеристики", "Закон Біо-Савара-Лапласа", "Закон Ампера" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Соленоїд — котушка циліндрової форми з дроту, витки якої намотані в одному напрямі. Його магнітне поле є результатом додавання полів, створених круговими струмами витків обмотки, що розташовані один біля одного і мають загальну вісь. В центральній частині достатньо довгого соленоїда густина силових ліній постійна, тобто поле практично *однорідне* (рис. 1).

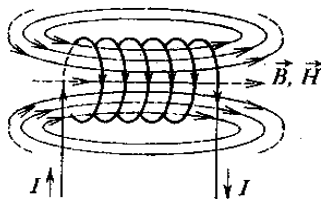


Рисунок 1 – Магнітне поле соленоїду

Наявність магнітного поля виявляється через його силову дію на провідники із струмом або на постійні магніти (магнітні стрілки), які внесені у це поле.

Силowymi характеристиками магнітного поля є вектор магнітної індукції \vec{B} і вектор напруженості \vec{H} , які зв'язані між собою співвідношенням:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (1)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнітна стала в системі СІ;

μ – відносна магнітна проникність середовища ($\mu = 1$ для соленоїда без сердечника).

Магнітна індукція чисельно дорівнює максимальній силі dF , діючій з боку поля на одиницю довжини dl провідника, по якому тече електричний струм I одиничної сили і який розташований перпендикулярно до напрямку магнітного поля:

$$B = \frac{dF}{I dl} \text{ що виходить із закону Ампера } d\vec{F} = I [d\vec{l} \times \vec{B}]$$

Вектор \vec{B} направлений по дотичній до силової лінії поля – лінії магнітної індукції, яка визначається за **правилом правого гвинта**: напрям лінії магнітної індукції співпадає з напрямом обертання головки гвинта, якщо його поступальний рух співпадає з напрямом струму в провіднику.

Лінії магнітної індукції завжди замкнуті і охоплюють провідник із струмом (рис.1, 2).

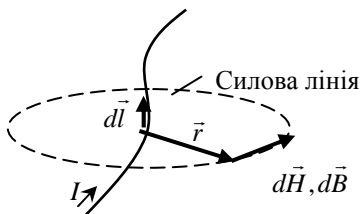


Рисунок 2 – Магнітне поле поодинокого провідника з током

Сили, які діють з боку магнітного поля на північний і південний кінці магнітної стрілки, завжди прагнуть встановити її уздовж силової лінії поля (рис. 3). Тому напрям магнітного поля в даній точці можна визначити як напрям, який вказує північний полюс магнітної стрілки (стрілки компаса), поміщеної в цю точку.

Величина індукції магнітного поля в будь-якому середовищі залежить від його властивостей.

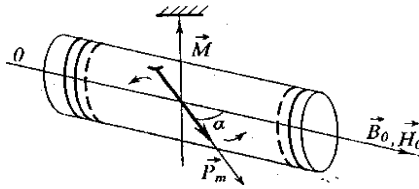


Рисунок 3 – Обертальний момент, що діє на магнітну стрілку з боку магнітного поля

Згідно закону повного струму для магнітного поля в вакуумі (теорема про циркуляцію вектора \vec{B}) циркуляція вектора \vec{B} по довільному замкнутому контуру дорівнює добутку магнітної сталої μ_0 на алгебраїчну суму струмів, що охоплюються цим контуром

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k,$$

де $d\vec{l}$ - вектор елемента довжини контуру, направлений вздовж обходу контуру;

$B_l = B \cos \alpha$ - проекція вектора \vec{B} на дотичну до контуру;

α - кут між векторами \vec{B} і $d\vec{l}$;

n – кількість провідників зі струмом, які охоплює контур L довільної форми.

Цей закон можна використати для розрахунку магнітного поля соленоїда. Отже, магнітна індукція поля всередині соленоїда у вакуумі дорівнює:

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I = \mu_0 n I, \quad (2)$$

де N – загальне число витків соленоїда;

l – довжина соленоїда, м;

$$n = \frac{N}{l} \text{ – число витків на одиницю довжини соленоїда, } \frac{1}{\text{м}};$$

I – сила струму в його обмотці, А

Напруженість магнітного поля \vec{H} не залежить від властивостей середовища.

З формул (1) та (2) можна отримати напруженість магнітного поля в центрі довгого соленоїда:

$$H = nI \quad (3)$$

Якщо в центрі соленоїда розташувати магнітну стрілку, підвішену на тонкій невагомій і непружній нитці, то при пропусканні струму по обмотці соленоїда магнітне поле останнього приведе стрілку в коливальний рух. *Період цих коливань залежатиме від величини і напрямку магнітного поля соленоїда, а враховуючи (3) від сили струму в його обмотці.* Визначаючи експериментально період коливань стрілки при різних значеннях сили струму, можна досліджувати залежність напруженості магнітного поля в центрі довгого соленоїда від сили струму в його обмотці.

За відсутності струму в соленоїді на магнітну стрілку діє тільки магнітне поле Землі. Тому на даній широті місцевості вона завжди буде орієнтована уздовж одного і того ж напрямку - уздовж силової лінії магнітного поля Землі. При відхиленні стрілки на невеликий кут α (рис. 3), сила, діюча на стрілку з боку цього поля, прагне повернути її в первинне положення.

Згідно основному закону динаміки обертального руху сумарний момент сил, діючий на стрілку:

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = J\vec{\varepsilon}, \quad (4)$$

де $\sum_{i=1}^n \vec{M}_i$ – векторна сума моментів сил, діючих на стрілку;

J – момент інерції стрілки;

ε – її кутове прискорення, причому:

$$\varepsilon = \frac{d^2\alpha}{dt^2} \quad (5)$$

В рівнянні (4) для магнітної стрілки не будемо враховувати момент сили деформації (кручення) нитки, оскільки вона непружна. Механічний момент сили, діючий з боку магнітного поля Землі:

$$\vec{M} = \left[\vec{P}_m \times \vec{B}_0 \right] \text{ або в скалярній формі } M = P_m \cdot B_0 \cdot \sin \alpha,$$

де \vec{P}_m – магнітний момент стрілки;

\vec{B}_0 – індукція однорідного магнітного поля Землі (горизонтальна складова);

α – кут між векторами \vec{P}_m і \vec{B}_0 .

Для малих кутів відхилення $\sin \alpha \approx \alpha$, тому можна прийняти, що

$$M = P_m \cdot B_0 \cdot \alpha \quad (6)$$

Рівняння динаміки (4) для стрілки, що відхилюється первинно на кут α (рис. 3), з урахуванням (5) і (6), є диференціальним рівнянням вільних гармонійних коливань:

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -P_m B_0 \alpha \quad (7)$$

Знак « \rightarrow » враховує те, що M (6) є повертаючим моментом.

Перепишемо рівняння (7) у вигляді:

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + P_m B_0 \alpha = 0 \quad \text{і} \quad \text{позначимо} \quad \omega_0^2 = \frac{P_m B_0}{J} \quad (8)$$

Тоді
$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \alpha = 0.$$

Рішення цього рівняння має вигляд: $\alpha(t) = \alpha_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$,

де α – кут повороту стрілки у момент часу t ;

α_0 – амплітудне значення цього кута;

ω_0 – циклічна частота коливання стрілки;

φ – початкова фаза коливань.

При пропусканні струму по обмотці соленоїда магнітна стрілка знаходиться під дією двох магнітних полів: поля Землі \vec{B}_0 і поля соленоїда \vec{B} . За принципом суперпозиції магнітних полів результуюче поле в місці розташування стрілки $\vec{B}' = \vec{B} + \vec{B}_0$. Оскільки $\vec{B}_0 = const$, ін-

дукція поля \vec{B}' і, отже, дія поля на магнітну стрілку залежатиме від напрямку вектора \vec{B} , чисельне значення якого при незмінній густині витків визначається величиною сили струму в обмотці соленоїда (2), а також напрямом струму (див. правило правого гвинта). На циклічній частоті коливань стрілки (8) це позначиться таким чином. Вона може дорівнювати:

а) при збігу магнітних полів соленоїда і Землі:

$$\omega_1^2 = \frac{P_m(B + B_0)}{J} \quad (9)$$

б) при протилежному напрямі цих полів:

$$\omega_2^2 = \frac{P_m(B - B_0)}{J} \quad (10)$$

Для виключення невідомих P_m і J додамо рівняння (9) і (10). Результат розділимо на (8). Одержимо $\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{\omega_0^2} = \frac{2B}{B_0}$. Звідки магнітна індукція B в центрі соленоїда:

$$B = \frac{B_0}{2} \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{\omega_0^2} \quad (11)$$

Виразимо циклічні частоти $\omega_1, \omega_2, \omega_0$ через періоди коливань T_1, T_2, T_0

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{T_1}, \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{T_2}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}, \quad (12)$$

а індукцію магнітних полів B і B_0 – через відповідні їм напруженості H , H_0 (1)

$$B = \mu_0 \mu H \quad B_0 = \mu_0 \mu H_0. \quad (13)$$

Підставивши вирази (12) і (13) в (11), одержимо **розрахункову формулу** для обчислення напруженості магнітного поля H в центрі соленоїда

$$H = \frac{H_0 T_0^2}{2} \left(\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2} \right), \quad (14)$$

де T_0 – період вільних коливань магнітної стрілки в полі Землі (струм в соленоїді відсутній);

T_1, T_2 – періоди коливань магнітної стрілки в результуючому полі Землі і соленоїда для певного значення струму в обмотці, причому, T_1 відповідає одному з напрямів струму в обмотці, а T_2 – протилежному;

$H_0 = 12.8 \text{ А/м}$ – напруженість магнітного поля Землі для географічної широти м. Алчевська.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати (перевірити) схему установки (рис. 4).
2. Встановити панель з соленоїдом так, щоб магнітна стрілка розташувалася уздовж його осі. Інакше у формулах (6) – (11) і (14) необхідно замість B_0 використовувати її проекцію на магнітний меридіан поля Землі.

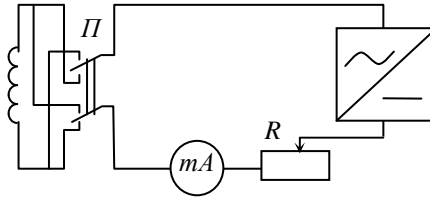


Рисунок 4 – Схема установки

3. За відсутності струму в соленоїді визначити період коливань стрілки в полі Землі T_0 . Для цього необхідно відхилювати стрілку на великий кут і надати їй коливатися відносно вісі, яка співпадає з ниткою підвісу. Секундоміром зміряти час t декількох (наприклад, десяти) повних N коливань стрілки. Тоді

$$T_0 = \frac{t}{N}. \quad (15)$$

4. Повторити пункт 3 кілька разів. Знайти середнє значення T_0 . Результати вимірювань і обчислень занести в таблицю 1.

Для визначення T_1 і T_2 :

5. Включити установку в мережу. Замкнути коло (перемикач Π перевести з середнього положення, наприклад, вправо). Реостатом встановити якнайменше значення сили струму з вказаних на лабораторному стенді.

6. Визначити час 5 - 10-ти повних коливань стрілки при сталому коливальному русі. У разі припинення коливань установку вимкнути (ключ в середнє положення) і знову включити. Обчислити T_1 аналогічно (15). Результати занести в таблицю 2.

7. Не міняючи чисельного значення сили струму, змінити його

напрямі (перемикач P перевести вліво). Визначити період коливань стрілки T_2 (дивися п.б). Результати занести в таблицю 2.

8. Повторити п.п. 6, 7 для решти значень сили струму.

9. По формулі (14) обчислити напруженість магнітного поля в центрі соленоїда для кожного значення сили струму в обмотці. В якості T_0 використовувати його середнє значення (дивися табл. 1). Результати розрахунків записати в таблицю 2.

10. За даними таблиці 2 побудувати графік залежності напруженості магнітного поля в центрі соленоїда від сили струму в його обмотці $H = f(I_c)$. Порівняти її з теоретичною залежністю (3) за умови, що число витків n на одиницю довжини соленоїда в експериментах не змінювалося.

Таблиця 1 –Результати вимірювань і обчислень

№ п/п	N	t, c	T_0, c	T_{0cp}, c
1.				
2.				
3.				

Таблиця 2 – Результати вимірювань і обчислень

№ п/п	I, mA	N_1 право	t_1, c	T_1, c	N_2 ліво	t_2, c	T_2, c	$H, \frac{A}{m}$
1.								
2.								
...								
10.								

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке напруженість і індукція магнітного поля? Який зв'язок між ними? В яких одиницях вони вимірюються?
2. Як визначити напрям вектора індукції і вектора напруженості магнітного поля ?
3. Сформулюйте закон Біо-Савара-Лапласа, закон Ампера.
4. В чому полягає принцип суперпозиції магнітних полів?
5. Від чого залежить механічний момент, що діє на магнітну стрілку в магнітному полі, як визначити його напрям?
6. Що таке вектор магнітного моменту контуру із струмом?
7. Чому магнітна стрілка повинна бути малих розмірів, а нитка непружною? Як ця умова впливає на рівняння динаміки стрілки (4)?
8. Що враховує знак "-" в рівнянні (7)?
9. Вивести розрахункову формулу.
10. Використовуючи теорему про циркуляцію вектора \vec{B} і співвідношення (1) одержати теоретичну залежність (3).

Лабораторна робота № 303

ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Мета роботи - визначення питомого заряду електрона методом магнетрона.

Прилади і обладнання: електронна лампа з циліндричним анодом, соленоїд, амперметр, міліамперметр, реостат, випрямляч.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Сила Лоренца. Рух заряджених частинок в магнітному полі" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Питомим зарядом називається відношення заряду частинки до її маси. В основі експериментальних методів визначення цієї константи лежать дослідження руху заряджених частинок в електричному і магнітному полях. Питомий заряд дає інформацію про природу заряджених частинок і процеси, в яких вони виникають. *Питомим зарядом електрона* $\frac{e}{m}$ називається відношення заряду електрона до його маси.

В лабораторній установці рух електронів відбувається в просторі між катодом і анодом двоелектродної електронної лампи, яка розміщується в соленоїді таким чином, що її нитка накалу (катод) розташовується уздовж осі соленоїда (рис. 1).

Анод лампи має форму циліндра. При такому розташуванні еле-

ктродів електричне поле \vec{E} між катодом і анодом має радіальний напрям від анода до катода.

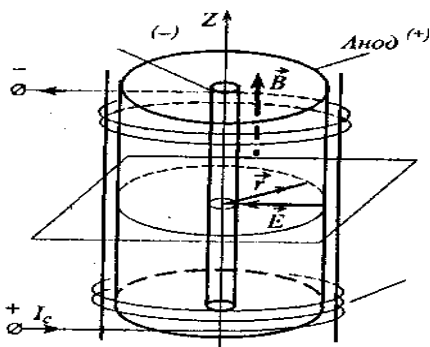


Рисунок 1 – Схема методу магнетрона

Магнітне поле \vec{B} в лампі створюється при пропусканні струму по обмотці соленоїда і за правилом правого гвинта (лаб. раб. № 302) направлене уздовж його осі.

Така ж конфігурація електричного і магнітного полів (вони взаємно перпендикулярні) здійснюється в магнетронах - генераторах електромагнітних коливань в області надвисоких частот. З цим пов'язана назва лабораторного методу.

При русі електрона в електричному полі лампи (струм в соленоїді відсутній) на нього діє сила:

$$\vec{F}_{el} = e\vec{E}, \quad (1)$$

де $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд електрона;

\vec{E} - напруженість електричного поля.

Під дією цієї сили негативно заряджені електрони, що вилітають з катода, практично без початкової швидкості рухаються до анода,

створюючи анодний струм лампи I_a .

За наявності магнітного поля \vec{B} траєкторії руху електронів викривляються в результаті дії сили Лоренца:

$$\vec{F}_a = e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2)$$

де \vec{B} –індукція магнітного поля, Тл;

\vec{v} – швидкість руху електрона щодо поля, м/с.

Результуюча сил \vec{F}_{el} і \vec{F}_a (рис. 2) дорівнює

$$\vec{F} = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (3)$$

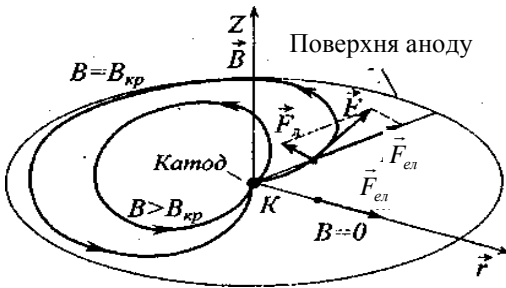


Рисунок 2 – Сили, що діють на частку

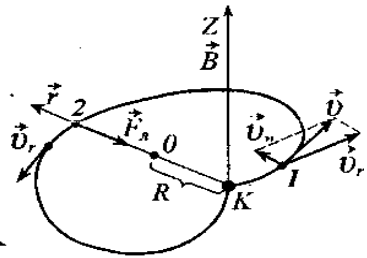


Рисунок 3 – Траєкторія руху частки

Згідно принципу незалежності дії сил в механіці, швидкість електрона уздовж криволінійної траєкторії (рис. 3, точка 1) можна розглядати як векторну суму швидкостей:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_n, \quad (4)$$

де \vec{v}_r – швидкість руху електрона, обумовлена дією \vec{F}_{el} ; \vec{v}_n – нормальна складова швидкості, направлена до центру кривизни траєкторії, що виникає унаслідок дії сили Лоренца.

Вид траєкторії руху електрона (рис. 4) в міжелектродному просторі (вона може бути прямолінійною, криволінійною із змінним радіусом кривизни, колом) залежить від декількох факторів.

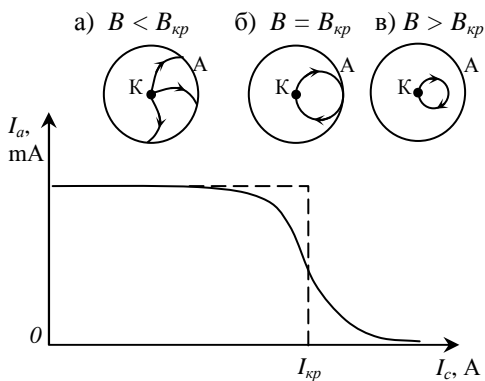


Рисунок 4 – Зв'язок між траєкторією руху електрона та значенням анодного струму

По-перше, напруженість і потенціал електричного поля змінюються від катода до анода. Тому уздовж цього напрямку змінюється величина швидкості електрона \vec{v}_r , внаслідок чого змінюється сила Лоренца (за наявності магнітного поля) і викликане нею викривлення траєкторії.

По-друге, сила Лоренца (2) залежить від індукції магнітного поля. Для кожної заданої напруги U_a між катодом і анодом існує деяке критичне значення магнітної індукції $B_{кр}$, при якому траєкторії електронів торкаються поверхні анода (рис.4 б). До цих пір ми вважали, що всі електрони покидають катод з швидкістю, яка дорівнює нулю. В цьому випадку при $B < B_{кр}$ всі електрони без виключення потрапляли б на анод (рис.4 а), а при $B > B_{кр}$ всі вони поверталися б на катод, не дося-

гнувши анода (рис. 4 в). Анодний струм I_a із збільшенням магнітного поля змінювався б при цьому так, як це показано на рисунку 4 штриховою лінією. Насправді електрони, що випускаються нагрітим катодом, мають різні початкові швидкості. Критичні умови досягаються тому для різних електронів при різних значеннях індукції B . Крива $I_a = f(I_c)$ набуває внаслідок цього вигляд суцільної лінії на рисунку 4.

В умовах експерименту можна в достатній мірі користуватися цим графіком, тоді під $B_{кр}$ слід розуміти значення індукції магнітного поля, при якому виявляється помітне зменшення анодного струму. Для його визначення потрібно провести перпендикуляр на вісь I_c з точки перегину кривої як показано на рисунку 4. Струм соленоїда $I_{кр}$, який відповідає цій точці, визначить $B_{кр}$:

$$B_{кр} = \mu_0 I_{кр} n \beta, \quad (5)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{M}$ – магнітна стала;

n - число витків, що припадають на одиницю довжини соленоїда;

β – коефіцієнт, що враховує геометрію соленоїда. Значення β і n вказані на лабораторному стенді.

Нехай індукція магнітного поля, що створюється струмом соленоїда, в лампі дорівнює $B_{кр}$. В цьому випадку траєкторія руху електрона близька до кола з центром O (рис.3) і радіусом, $R \approx \frac{r_a}{2}$, де r_a – відстань між катодом K і поверхнею анода A .

Робота, яку виконує електричне поле при переміщенні електрона від катода до анода з потенціалом U_a , дорівнює $W = eU_a$. Магніт-

не поле ніякої роботи при цьому не проводить, оскільки сила Лоренца завжди перпендикулярна швидкості, а отже, до будь-якого елемента довжини траєкторії. На підставі закону збереження енергії робота дорівнює кінетичній енергії електрона поблизу анода (початковою швидкістю електрона нехтуємо і враховуємо (4)):

$$eU_a = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_r^2 + v_n^2), \quad (6)$$

де $m = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ – маса електрона.

Розглянемо співвідношення (4) для електрона, який в деякий момент часу знаходиться в точці 2 (рис. 3). В цій точці напрям руху електрона відносно \vec{r} змінюється на протилежний, проекція радіальної складової швидкості \vec{v}_r обертається в нуль, і тоді можна прийняти, що $v_r^2 = 0$, а $v^2 = v_n^2$. Величину v_n^2 в тій же точці можна знайти виходячи з того, що сила Лоренца (2) при русі електрона по колу (в нашому випадку це майже коло) є доцентровою $F_{\text{ц}} = \frac{mv^2}{R}$. Прирівняємо вираз для сили Лоренца та доцентрової сили $|e\mathbf{v}\mathbf{B}| = \frac{mv^2}{R}$. Отримаємо:

$$v = \frac{eBR}{m} = \frac{eBr_a}{2m} \quad (7)$$

Зведемо вираз (7) в квадрат і підставимо в якості v_n^2 в (6). Врахуємо, що $U = U_a$, $B = B_{\text{кр}}$. Одержуємо **розрахункову формулу**, яка дозволяє визначити питомий заряд електрона, яка при заданому U_a і r_a та формулі (5) має вигляд:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{B_{кр}^2 r_a^2} = \frac{8U_a}{(\mu_0 I_{кр} n \beta r_a)^2} \quad (8)$$

Порядок виконання роботи

1. Зібрати (перевірити) електричні схеми згідно рисунку 5.
2. Перевірити відсутність струму в колі соленоїда. Якщо він є, реостатом зменшити до нуля.

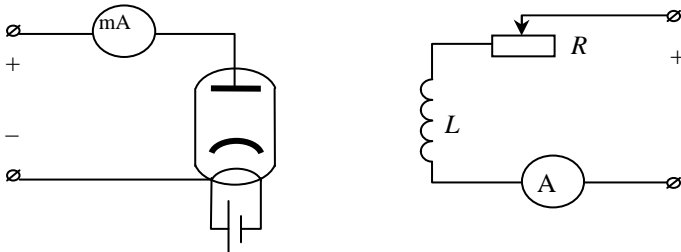


Рисунок 5 – Електрична схема експериментальної установки

3. Встановити на міліамперметрі анодний струм, відповідний анодній напрузі, що використовується при розрахунку (I_a, U_a і r_a вказані на лабораторному стенді).
4. Збільшуючи струм в колі соленоїда I_c (граничне значення I_c вказано на лабораторному стенді), зняти залежність анодного струму від струму соленоїда. Результати вимірювань занести в таблицю 1.
5. Побудувати графік залежності анодного струму від струму соленоїда (дивись рис.4).
6. По графіку визначити значення критичного струму $I_{кр}$.
7. По формулі (8) обчислити питомий заряд електрона.

Таблиця 1 – Результати вимірювання

I_c, A										
I_a, mA										

У висновку порівняти одержаний результат з табличним, для визначення якого можна використовувати чисельні значення e і m , які приведені в роботі.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке питомий заряд електрона?
2. Пояснити вираз (3).
3. Чому ані сила Лоренца, ані сила, що діє на електрон з боку електричного поля, не мають складових по осі Z (рис.2)? Пояснити напрям дії цих сил.
4. Чому дорівнює робота при переміщенні електрона від катода до анода? Чи постійна її величина?
5. Пояснити напрям векторів \vec{E} і \vec{B} на рисунку 1.
6. Чому сила Лоренца не виконує роботи?
7. В чому полягає метод магнетрона, що використовується для визначення питомого заряду електрона?
8. Від чого залежить вид траєкторії руху електрона в міжелектродному просторі?
9. Виведіть формулу для радіусу кривизни траєкторії електрона, що рухається в однорідному магнітному полі.

ВИЗНАЧЕННЯ ТОЧКИ КЮРІ ФЕРОМАГНЕТИКА

Мета роботи - вивчення впливу температури на магнітні властивості феромагнетиків, експериментальне визначення температури Кюрі.

Прилади і обладнання: феромагнітний зразок, електрична піч, термопара, мілівольтметр, мікроамперметр, трансформатор.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Магнітні властивості речовин" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Тіла, що здатні намагнічуватися, тобто одержувати магнітні моменти під дією зовнішнього магнітного поля називаються *магнетиками*. Існує три види магнетиків: *діамагнетики*, *парамагнетики* і *феромагнетики*.

Згідно гіпотезі Ампера в будь-якому тілі існують мікроскопічні струми, обумовлені рухом електронів в атомах і молекулах. Ці струми створюють в ньому магнітне поле \vec{B}' - *поле мікрострумів*.

Магнітне поле може бути створено макрострумом, наприклад провідником із струмом. У вакуумі величину цього поля \vec{B}_0 , характеризує вектор напруженості \vec{H}

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}, \quad (1)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma H}{M}$ – магнітна стала.

Індукція магнітного поля \vec{B} в магнетику, який розміщений в зовнішньому макрополі, дорівнює векторному додатку магнітних індукцій зовнішнього макрополя \vec{B}_0 і поля мікрострумів \vec{B}' :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (2)$$

Речовини, в яких \vec{B}' співпадає за напрямком з \vec{B}_0 називаються *парамагнетиками* (гази, платина). Магнітне поле усередині них трохи посилюється, та результуюче поле (2): $B = B_0 + B'$.

Речовини, для яких \vec{B}' і \vec{B}_0 протилежні за напрямком, називаються *діамагнетиками* (вісмут, сурма, графіт, цинк, талій, золото). Магнітне поле усередині них ослабляється, тобто результуюче поле (2) в діамагнетику виявляється дещо слабкіше за зовнішнє: $B = B_0 - B'$

Для діа- та парамагнетиків величина \vec{B} пропорційна \vec{B}_0 :

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (3)$$

де μ – відносна магнітна проникність речовини, яка показує, в скільки разів магнітне поле макрострумів посилюється за рахунок поля мікрострумів середовища ($\mu = \frac{B}{B_0} = \frac{B}{\mu_0 H}$).

Для діамагнетиків $\mu < 1$, для парамагнетиків $\mu > 1$. В обох випадках μ не залежить від величини напруженості зовнішнього магнітного поля \vec{H} і майже дорівнює 1. Залежність $\vec{B} = f(\vec{H})$ для них значається формулою (3).

У феромагнетиків (залізо, сталь, нікель) внутрішнє поле \vec{B}' , яке з'являється при внесенні їх в зовнішнє поле, у багато разів більше зовнішнього магнітного поля, що його викликає, тобто $\vec{B}' \gg \vec{B}_0$. Для феромагнетиків $\mu \gg 1$ і залежить від напруженості \vec{H} зовнішнього магнітного поля. Залежність $\vec{B} = f(\vec{H})$ для феромагнетиків (магнітний гістерезис) представлена на рисунку 3. Зважаючи на складність цієї залежності вводиться поняття *диференційної магнітної проникності*.

$$\mu = \frac{dB}{dB_0}.$$

Це пояснюється існуванням в феромагнетиках *доменів* - областей ($10^{-3} - 10^{-4}$ мм) спонтанного (мимовільного) намагнічування (рис.4). Ці домени намагнічені навіть при відсутності зовнішнього магнітного поля. При внесенні феромагнетика в зовнішнє магнітне поле домени починають повертатися та орієнтуватися по полю.

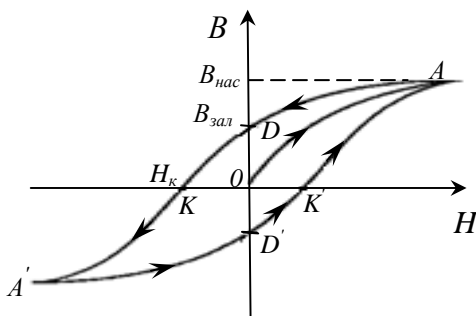


Рисунок 3 - Петля гістерезису

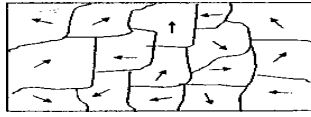


Рисунок 4 – Магнітні домени

Крива залежності індукції магнітного поля феромагнетика \vec{B} від напруженості зовнішнього магнітного поля \vec{H} при циклічному перемагнічуванні феромагнетика називається *петлею гістерезису*. Вона приведена на рисунку 3.

Тут OA - основна крива намагнічення феромагнетика. Величина індукції магнітного поля, яка дорівнює $B_{нас}$, відповідає *магнітному насиченню*, тобто орієнтації магнітних моментів всіх доменів уздовж зовнішнього поля. Якщо почати зменшувати напруженість намагнічуючого поля, то величина індукції \vec{B} зменшуватиметься по кривій AD , тобто з деяким відставанням.

Це *відставання зміни індукції магнітного поля від зміни напруженості зовнішнього магнітного поля називається магнітним гістерезисом*. Пояснення магнітного гістерезису наступне. При накладенні зовнішнього поля магнітні моменти доменів орієнтуються уздовж нього. При припиненні дії зовнішнього поля, при його зменшенні або зміні напрямку не всі домени разорієнтуються, оскільки змінити орієнтування групи молекул або атомів набагато важче, ніж орієнтування окремої молекули або атома.

Магнітний гістерезис призводить до того, що при знятті зовнішнього поля ($H = 0$) феромагнетик залишається намагніченим. Величина індукції, що дорівнює OD , називається *залишковою індукцією* $B_{зали}$.

Повне розмагнічування феромагнетика настає у випадку, якщо створити напруженість протилежного знаку, яка дорівнює відрізку OK . Величина цього поля називається *коерцитивною силою* H_c . Подальше збільшення H в цю сторону викликає у феромагнетика індукцію зворотного напрямку, причому її зростання по модулю в цьому випадку йтиме по кривій KA' . Зменшуючи потім H до нуля, одержимо індукцію, рівну OD' , яка називається *залишковою індукцією протилежного знаку*. Знову змінивши напрям зовнішнього поля, одержимо величину $H = OK'$. Це значення H визначає величину коерцитивної сили, необхідної для зняття негативної залишкової індукції OD' . При подальшому збільшенні зовнішнього поля крива від точки K' піде вгору і замкнеться в точці A .

При нагріванні феромагнетика навіть за наявності зовнішнього магнітного поля порядок в розташуванні магнітних моментів атомів за рахунок теплової дії порушується, домени розпадаються, і феромагнетик перетворюється в парамагнетик. Температура, вище за яку феромагнітне тіло стає парамагнетиком, називається *точкою Кюрі*. Температура Кюрі деяких сплавів вельми низька, причому значно нижче за точку Кюрі окремих компонентів, що входять в цей сплав. Наприклад, точка Кюрі у сплаві 30% Ni і 70% Fe всього лише 80 - 85° С.

Для вивчення залежності магнітних властивостей феромагнетика від температури і визначення точки Кюрі в даній роботі використовується установка, схема якої представлена на рисунку 5.

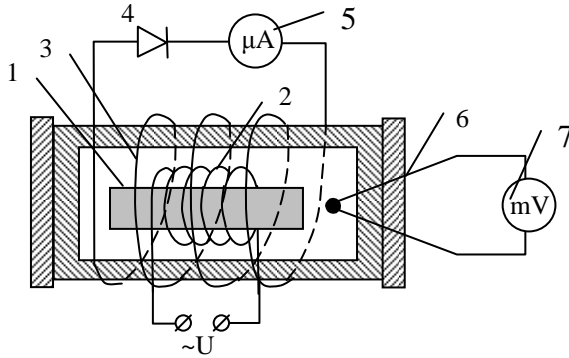


Рисунок 5 – Схема експериментальної установки

Досліджуваний феромагнітний зразок **1** знаходиться усередині котушки, яка має дві обмотки. Первинна внутрішня обмотка **2** - нагрівальна. По ній пропускається змінний струм, напруга якого $\sim U$ встановлюється спочатку експерименту і надалі не змінюється. Вторинна обмотка **3** відокремлена від первинної шаром теплоізоляції і сполучена через випрямляючий діод **4** з мікроамперметром **5**. Температура зразка контролюється термопарою **6**, термо ЕРС якої фіксується мілівольтметром **7**.

При пропусканні через нагрівальну спіраль котушки змінного струму феромагнітний сердечник нагрівається. З іншого боку, той же струм створює змінне магнітне поле $H(t) = H_0 \cos(\omega t)$, потік якого через сердечник і вторинну обмотку котушки

$$\Phi(t) = \mu_0 \mu S H(t), \quad (4)$$

де S — площа, охоплювана витками вторинної обмотки.

В останній виникає ЕРС взаємної індукції і, отже, індукційний струм, величина якого вимірюється мікроамперметром.

Згідно закону Фарадея-Максвелла: ЕРС електромагнітної індукції \mathcal{E} пропорційна швидкості зміни магнітного потоку через площу, що обмежена контуром і залежить від магнітної проникності досліджуваного зразка (сердечника)

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\mu_0\mu_S \frac{dH(t)}{dt} \quad (5)$$

Досягши точки (температури) Кюрі, магнітна проникність зразка зменшується приблизно до одиниці - він стає парамагнетиком. Внаслідок цього різко падає ЕРС взаємної індукції (9) і індукційний струм у вторинній обмотці.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з робочою установкою, схема якої зображена на рисунку 5.

2. Ознайомитися з рисунком 6, на якому приведено дві криві: нижня – графік градування термопарі (будується за даними на лабораторному стенді); верхня – експериментальна. Звернути увагу на точку А, що відповідає різкому падінню струму у вторинній обмотці.

3. Ручкою, яка регулює вихідну напругу на трансформаторі, подати на піч (нагрівальну обмотку) змінну напругу, вказану на лабораторному стенді.

4. При підвищенні температури сердечника (дивися показання цифрового вольтметра 7, включеного в коло термопарі 6 і таблицю її градування) зняти залежність індукційного струму у вторинній об-

мотці котушки від величини термо ЕРС термопарі (верхня крива на рисунку 6). Вимірювання сили струму проводили мікроамперметром таким чином: до початку різкого падіння струму через кожні $0,5\text{ mV}$ на цифровому вольтметрі, а далі через $0,1\text{ mV}$.

5. Результати занести в таблицю 1.

6. За одержаними даними і за даними градуювання термопарі побудувати графіки (див. рис.6).

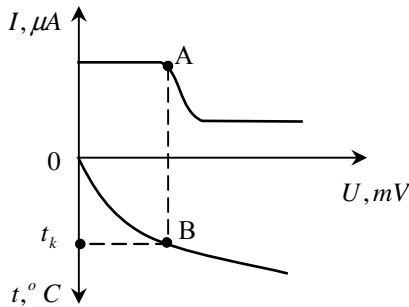


Рисунок 6 – Вигляд експериментальних залежностей

7. Для визначення температури Кюрі з точки А перегину експериментальної кривої провести пунктирну пряму до перетину з графіком градуювання термопарі (точка В). Ордината точки В – температура Кюрі досліджуваного феромагнетика.

Таблиця 1 – Результатів вимірювань

U, mV	0	0,5	1,0							
$I, \mu\text{A}$										

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Теорія Ампера - теорія мікрострумів і мікрополів. Орбітальний магнітний момент електрона. Магнітний момент атома і магнетика.
2. Що таке магнетики? В чому полягає процес намагнічування? Які види магнетиків ви знаєте?
3. Що таке намагніченість, магнітна сприйнятливість і магнітна проникність речовини?
4. Як пояснюються магнітні властивості діамагнетиків?
5. Як пояснюються магнітні властивості парамагнетиків?
6. Що таке домени? Як пояснюються магнітні властивості феромагнетиків? Яка роль доменів в процесах намагнічування і розмагнічування феромагнетиків?
7. Який порядок величини магнітної сприйнятливості і магнітної проникності у діа-, пара- і феромагнетиків?
8. Що таке магнітний гістерезис, петля гістерезису? Пояснити явище магнітного насичення феромагнетика. Що таке залишкова індукція, коерцитивна сила?
9. Що таке точка (температура) Кюрі? Як пояснюється різка зміна магнітних властивостей феромагнетиків при температурі Кюрі?
10. Метод визначення точки Кюрі. Чому ЕРС взаємної індукції і індукційний струм у вторинній обмотці різко зменшуються при досягненні феромагнітним сердечником температури Кюрі?

Лабораторна робота № 305

ВИВЧЕННЯ ЕФЕКТУ ХОЛЛА

Мета роботи: експериментальне визначення постійної Холла і концентрації електронів в металі.

Прилади і обладнання: електромагніт, досліджуваний зразок, амперметри, вольтметр, джерела постійного струму.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до даної роботи необхідно пропрацювати розділ курсу загальної фізики "Ефект Холла" і дані методичні вказівки.

Теорія методу і опис установки

В лабораторній роботі використовується установка, принципова схема якої приведена на рис. 1.

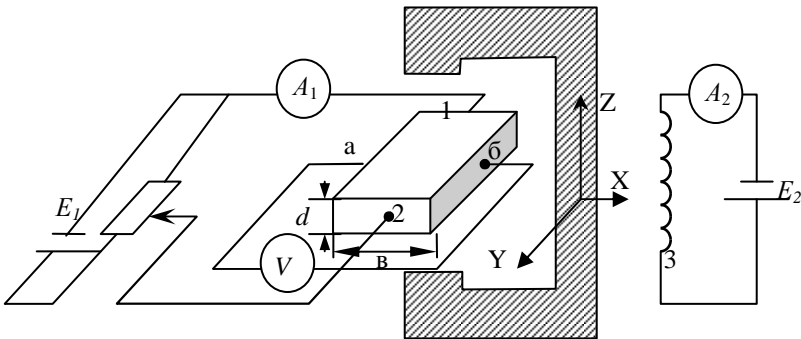


Рисунок 1 – Принципова схема установки

Якщо через зразок 1 завтовшки d і виширки ϵ пропустити струм (по осі Y), а магнітне поле B направити перпендикулярно (по осі Z), то в напрямі, паралельному OX , виникає різниця потенціалів U_x . Ця різниця потенціалів утворюється унаслідок того, що вільні носії заряду в зразку, які рухаються під дією електричного поля прямолінійно, під дією магнітного поля змінюють траєкторію.

Коли в перенесенні заряду беруть участь декілька типів носіїв, то картина ефекту Холла в напівпровіднику значно ускладнюється. Це може бути у разі власної і змішаної провідності за наявності носіїв декількох сортів і у разі домішкової провідності.

Відомо, що на заряд, який рухається в магнітному полі, діє сила Лоренца F_L . В даному випадку ($\alpha = \frac{\pi}{2}$, $\sin \alpha = 1$) вона дорівнює

$$F_L = e v B,$$

де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл - величина заряду електрона ;

v - середня швидкість зарядів у напрямі струму, м/с;

B - індукція магнітного поля, Тл.

Носії заряду одного знака накопичуються біля однієї з бічних граней зразка, а біля протилежної грані з'являються некомпенсовані заряди іншого знаку. Це явище приводить до виникнення електричного поля, напруженість якого E_x пов'язана з різницею потенціалів Холла U_x співвідношенням

$$E_x = \frac{U_x}{\epsilon},$$

де ϵ - ширина зразка, м.

Таким чином, на будь-який заряд, що рухається до бічних граней, діятиме електрична сила:

$$F = eE_x = e \frac{U_x}{\epsilon}.$$

Перерозподіл зарядів між бічними гранями продовжуватиметься до тих пір, поки викликане ним електричне поле не скомпенсує відхиляючу дію магнітного поля.

Стационарний стан настає при рівновазі сил $F_e = F$ звідки одержимо співвідношення

$$e \frac{U_x}{\epsilon} = e v B,$$

що для різниці потенціалів дає:

$$U_x = \epsilon v B \quad (1)$$

Середню швидкість руху зарядів v в провіднику одержимо, використавши співвідношення між силою струму I_1 , числом зарядів в одиниці об'єму зразка n і середньою швидкістю:

$$I_1 = \epsilon n e v$$

Звідси матимемо:

$$v = \frac{I_1}{\epsilon n e}$$

Підставляючи це значення середньої швидкості в співвідношення (1), одержимо:

$$U_x = \frac{1}{\epsilon n} \cdot \frac{I_1 B}{d} = R \cdot \frac{I_1 B}{d} \quad (2)$$

Явище утворення поперечного електричного поля і відповідної йому різниці потенціалів U_x в зразку, по якому протікає електричний струм, при розташуванні його в поперечному магнітному полі, називається *ефектом Холла*.

Різниця потенціалів U_x носить назву *холловської різниці потенціалів*. Величину $R = \frac{1}{en}$ називають *постійною Холла* для даного зразка.

Із формули (2) одержимо *робочу формулу* для визначення постійної Холла:

$$R = \frac{U_x d}{I_1 B} \quad (3)$$

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з робочою схемою і приладами.
2. З дозволу викладача включити живлення установки.
3. Потенціометром за допомогою амперметра A_1 встановити струм $I_1 = 3\text{А}$.
4. У відсутності магнітного поля визначити напругу U_1 , між точками a і b , яка з'являється в результаті того, що практично неможливо закріпити провідники в контактах по еквіпотенціальній лінії, тобто щоб між крапками a і b була відсутня різниця потенціалів.
5. Включити струм в електромагніті 3, по амперметру A_2 визначити величину струму I_2 , по вольтметру V визначити відповідну напругу U_2 .
6. Холловську різницю потенціалів U_x в даному експерименті визначають як різницю

$$U_x = U_2 - U_1$$

7. Експеримент повторити, встановивши в зразку струм $I_1 = 5$ і 7 А.
8. Результати занести в таблицю 1.
9. Відключити живлення установки.
10. Визначити індукцію магнітного поля B по формулі:

$$B = \frac{\mu_0 N I_2}{h},$$

де N – число витків;

h – ширина повітряного зазору електромагніту;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнітна постійна. Значення N і h позначені на установці.

11. По формулі (3) для трьох значень I_1 визначити три значення постійної Холла. Результати занести в таблицю 1.

12. Оформити результати розрахунку постійної Холла по методу Ст'юдента.

13. Із співвідношення, що визначає величину постійної Холла

($R = \frac{1}{en}$), знайти значення концентрації електронів в зразку, узявши R

як середнє по п.11.

Таблиця 1 – Результати вимірювань та розрахунків

$I_1,$ А	$U_1,$ В	$I_2,$ А	$U_2,$ В	$U_x,$ В	$B,$ Тл	$R,$ $\frac{m^3}{Кл}$	$n,$ $\frac{1}{m^3}$	Результати
								$\bar{R} =$
3								$S(\bar{R}) =$
5								$p = 0,95, \quad t_{np} =$
								$\Delta_R =$
7								$\bar{R} \pm \Delta_R$
								$\varepsilon =$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. В чому полягає ефект Холла?
2. Від чого залежить сила Лоренца?
3. Як визначити напрям дії сили Лоренца?
4. Як визначається постійна Холла?
5. Про що говорить знак постійної Холла?
6. Як обчислити середню швидкість електрона в зразку?
7. Як визначити концентрацію електронів в зразку?

РОЗДІЛ 4. КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ

Лабораторна робота № 401

ЗНАЙОМСТВО З РОБОТОЮ ЕЛЕКТРОННОГО ОСЦИЛОГРАФА. ВИЗНАЧЕННЯ НЕВІДОМОЇ ЧАСТОТИ ГАРМОНІЙНОГО КОЛИВАННЯ МЕТОДОМ ФІГУР ЛІССАЖУ

Мета роботи: ознайомлення з роботою електронного осцилографа, визначення невідомої частоти сигналу методом фігур Ліссажу.

Прилади і обладнання: електронний осцилограф, генератор звукової частоти.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до даної лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики: "Гармонійні коливання", "Додавання взаємно перпендикулярних коливань", а також методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

1. Пристрій і робота електронного осцилографа.

Осцилограф – прилад, що дозволяє спостерігати і фотографувати короткотривалі процеси тривалістю 10^{-6} – 10^{-7} с. Електронно-променевий осцилограф складається з електронно-променевої трубки, генератора розгортки, двох підсилювачів і блоку живлення.

Для ознайомлення з роботою осцилографа розберемо призначення кожної його частини.

Електронно-променева трубка. Найважливішим елементом катодного осцилографа є електронно-променева трубка, яка зовнішне є скляною колбою спеціальної форми з високим вакуумом. Електронно-променеві трубки можуть бути двох типів: електростатичні і магнітні. В трубках першого типу фокусування і відхилення променя здійснюються електричним полем, в трубках другого типу – магнітним.

Електронно-променева трубка (рис.1) складається з електронної гармати – електронного прожектора (на малюнку виділена пунктиром), що дає пучок електронів, двох пар відхиляючих пластин P_x і P_y , розташованих у взаємно перпендикулярних площинах, і флуоресціюючого екрану ФЕ. Електронна гармата дозволяє одержати вузький сфокусований потік електронів. Вона складається з катода накалювання К, управляючого електроду УЕ і двох анодів A_1 і A_2 (A_1 – фокусуєчий анод, A_2 — прискорюєчий анод).

Горизонтально розташовані пластини P_y служать для відхилення променя у вертикальному напрямі і називаються вертикально відхиляючими пластинами. Друга пара пластин P_x служить для відхилення променя в горизонтальному напрямі і називається горизонтально відхиляючими пластинами.

Одночасна дія обох пар відхиляючих пластин на електронний промінь дозволяє спостерігати на екрані зміну досліджуваної напруги в часі. Пройшовши відхиляючі пластини, електронний промінь потрапляє на екран електронно-променевої трубки, покритий шаром флуоресціюючої речовини. При ударі об екран електрон приводить в збуджений стан атоми і молекули цього шару. Повертаючись в нормальний стан, атоми і молекули випускають світло. Це явище носить назву *люмінесценції*.

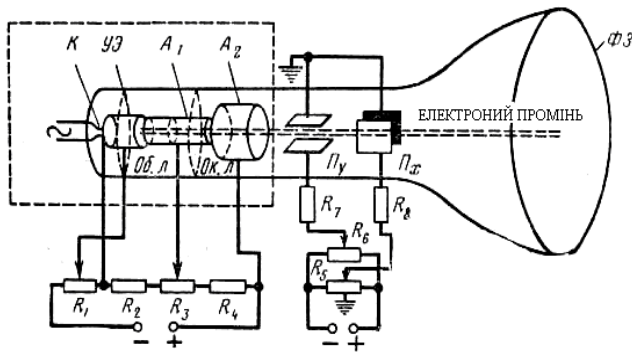


Рисунок 1 – Електронно-променева трубка

Генератор розгортки. Другим важливим елементом електронно-променевого осцилографа є генератор розгортки - радіотехнічний пристрій, що дозволяє переміщати електронний промінь уздовж горизонтальної осі з постійною швидкістю.

Якщо досліджувана напруга має періодичний характер, то для нагляду на екрані форми кривої цієї напруги його підводять до пластин Π_y , а на пластини Π_x подають періодичну напругу, яка називається напругою розгортки.

Для одержання на екрані нерухомого зображення необхідно, щоб частоти досліджуваної напруги і напруги розгортки були кратні один одному. В протилежному випадку зображення на екрані осцилографа поволі пересуватиметься. Переміщення зображення по екрану небажане, оскільки при цьому затруднюється нагляд за зображенням. Для усунення цього недоліку застосовується синхронізація частоти генератора з частотою якого-небудь стороннього стабільного джерела напруги. Завдяки синхронізації генератор розгортки буде вимушений працювати точно з такою ж частотою, як і досліджуваний сигнал, що

викличе стійкість зображення на екрані. Синхронізувати генератор розгортки можна або частотою досліджуваної напруги, або частотою змінної напруги, узяті від мережі, або частотою якої-небудь зовнішньої напруги. Для цієї мети осцилограф забезпечений перемикачем роду синхронізації (перемикач «Синхронізація») і затисками для підключення зовнішнього джерела напруги синхронізуючої частоти («Зовн. синхр»).

Блок живлення. Блок живлення включає ряд пристроїв, які забезпечують живлення енергією електронно-променевої трубки, генератора розгортки, вертикального і горизонтального підсилювачів і інших частин приладу.

2. Метод фігур Ліссажу

Використовується для визначення частоти невідомого гармонійного коливання.

Фігура Ліссажу – це замкнена траєкторія руху точки, яка здійснює одночасно два коливання у взаємно перпендикулярних площинах.

Щоб одержати рівняння фігури Ліссажу розглянемо результат додавання двох гармонійних коливань однакової частоти ω , які здійснюються вздовж координат OX та OY .

$$\begin{aligned}x &= A \cos \omega t \\y &= B \cos(\omega t + \varphi)\end{aligned}\tag{1}$$

Різниця початкових фаз коливань дорівнює φ , A і B - амплітуди коливань. Запишемо рівняння (1) у вигляді

$$\begin{aligned}\frac{x}{A} &= \cos \omega t \\ \frac{y}{B} &= \cos(\omega t + \varphi) = \cos \omega t \cdot \cos \varphi - \sin \omega t \cdot \sin \varphi\end{aligned}\tag{2}$$

Оскільки $\sin \omega t = \sqrt{1 - \cos^2 \omega t} = \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$, маємо:

$$\frac{y}{B} = \frac{x}{A} \cos \varphi - \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} \sin \varphi;$$

$$\left(\sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} \sin \varphi \right)^2 = \left(\frac{x}{A} \cos \varphi - \frac{y}{B} \right)^2;$$

$$\left(1 - \frac{x^2}{A^2}\right) \sin^2 \varphi = \frac{x^2}{A^2} \cos^2 \varphi - 2 \frac{x}{A} \cdot \frac{y}{B} \cos \varphi + \frac{y^2}{B^2};$$

$$\sin^2 \varphi = \frac{x^2}{A^2} (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) - 2 \frac{x}{A} \cdot \frac{y}{B} \cos \varphi + \frac{y^2}{B^2}$$

Враховуючи, що $(\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) = 1$, отримаємо рівняння еліпса:

$$\frac{x^2}{A^2} - 2 \frac{x}{A} \cdot \frac{y}{B} \cos \varphi + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2 \varphi \quad (3)$$

Орієнтація осей еліпса і його розміри залежать від амплітуд коливань (A і B) і різниці фаз φ . Якщо $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$, отримуємо еліпс, осі якого співпадають з осями координат:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \quad (4)$$

Якщо амплітуди коливань однакові, то еліпс (4) перетворюється в коло.

Взагалі форма фігури Лиссажу залежить від співвідношення амплітуд, частот и різниці фаз коливань. При додаванні двох взаємно перпендикулярних коливань із різними частотами одержують складні траєкторії (рис. 2).

$f_x : f_y$	0°	45°	90°	135°
1 : 1				
1 : 2				
1 : 3				
2 : 3				
2 : 5				
3 : 2				

Рисунок 2 – Фігури Ліссажу

Фігури Ліссажу можна спостерігати на екрані осцилографа, якщо на одну пару відхилаючих пластин подати напругу від звукового генератора, а на другу – напругу від мережі змінного струму. Якщо співвідношення частот цих двох сигналів становить будь яке ціле число ($\frac{V_x}{V_y} = 1,2,3,4\dots$), а різниця фаз $\varphi=0$, то на екрані осцилографа з'являється чітке і нерухоме зображення замкненої фігури Ліссажу відповідної форми (рис.2).

Співвідношення частот цих двох сигналів чітко визначається співвідношенням кількості точок торкання фігури Ліссажу з координатними осями OX і OY :

$$\frac{V_x}{V_y} = \frac{n_y}{n_x} \quad (5)$$

Отже, якщо відома одна з двох частот, за допомогою (5) можна визначити другу, невідому частоту.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з робочою схемою і приладами.
2. Визначити, на яку пару (x або y) відхиляючих пластин подається сигнал з генератора (відома частота) та з блоку живлення (невідома частота сигналу).
3. З дозволу викладача включити живлення установки.
4. Обертаючи ручку настройки частоти генератора, одержати на екрані нерухоме зображення будь-якої фігури Ліссажу.
5. Занести в таблицю зображення фігури, кількість точок торкання фігури з осями OX і OY (n_x та n_y), частоту ν (с генератора), при якій одержана ця фігура.
6. Користуючись співвідношенням (5), обчислити невідому частоту другого сигналу.
7. Обчислення виконати для 7 різних фігур Ліссажу.
8. Розрахувати погрішність визначення частоти невідомого сигналу методом Ст'юдента.

Таблиця 1 – Результати вимірювань та обчислень

$N_{z/n}$	$v_x, Гц$	n_x	n_y	$v_y, Гц$	Форма фігури Ліссажу
1					
2					
3					
4					
5					
6					
7					

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке осцилограф? З яких структурних блоків він складається?
2. З чого складається електронно-променева трубка?
3. Для чого потрібен генератор розгортки?
4. Для чого використовується синхронізація частоти генератора?
5. Що таке фігури Ліссажу і від чого залежить їх форма?
6. Як отримати фігуру Ліссажу на екрані осцилографа?
7. Як визначити частоту невідомого сигналу?
8. Як отримати рівняння траєкторії руху точки, яка здійснює коливання одночасно у двох взаємно перпендикулярних напрямках?
9. Запишіть рівняння і дайте визначення основних характеристик гармонійного коливання.

Лабораторна робота №402

ВИВЧЕННЯ ЗАГАСАЮЧИХ КОЛИВАНЬ У КОЛИВАЛЬНОМУ КОНТУРІ

Мета роботи: Дослідження залежності амплітуди загасаючих коливань від часу, визначення логарифмічного декременту загасання.

Прилади і обладнання: коливальний контур, електронний осцилограф, генератор імпульсів, магазин опорів.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Гармонійні коливання", "Електромагнітні коливання" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Електромагнітний коливальний контур складається з послідовно з'єднаних котушки індуктивності L , конденсатора C і зовнішнього опору R (рис. 1а).

Якщо зовнішній опір $R = 0$, контур перетворюється в ідеальний (рис. 1б), у якому виникають незагасаючі (рис. 2а) електромагнітні коливання заряду q на обкладках конденсатора, напруги на конденсаторі U_c і сили струму через котушку індуктивності I_L . Коливання у контурі супроводжуються взаємними перетвореннями енергії електричного поля

конденсатора $\frac{q^2}{2C}$ в енергію магнітного поля котушки $\frac{LI^2}{2}$.

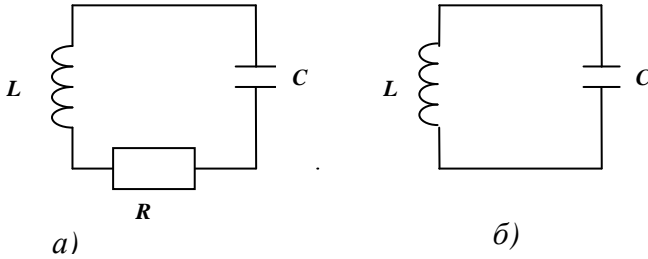


Рисунок 1 – Коливальний контур

1. Вільні гармонійні коливання у ідеальному коливальному контурі

У разі відсутності зовнішньої напруги в ідеальному контурі за другим правилом Кірхгофа падіння напруги на пластинах конденсатора ($U_c = \frac{q}{C}$) дорівнює ЕРС самоіндукції ($\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt}$):

$$\frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} \quad \text{або} \quad L \frac{dI}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (1)$$

Якщо (1) поділити на L і врахувати, що $I = \frac{dq}{dt}$, то:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (2)$$

Якщо в (2) коефіцієнт $\frac{1}{LC}$ виразити як ω_0^2 , отримаємо дифференціальне рівняння гармонійного коливання заряду q в ідеальному контурі:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad \text{або} \quad \ddot{q} + \omega_0^2 \cdot q = 0 \quad (3)$$

Розв'язання цього диференціального рівняння дає рівняння гармонійного коливання заряду на пластинах конденсатора у вигляді:

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (4)$$

де $q_0 = q_{max}$ – амплітуда коливань;

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ – власна циклічна частота коливань;}$$

φ_0 – початкова фаза коливань;

$\varphi = (\omega_0 t + \varphi_0)$ – фаза коливань.

Рівняння коливань напруги на пластинах конденсатора:

$$U_c = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = U_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (5)$$

де $U_0 = \frac{q_0}{C}$ – амплітуда напруги.

Рівняння коливань струму у контурі :

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (6)$$

де $I_0 = \omega_0 q_0$ – амплітуда струму.

Порівняння виразів (4) і (6) показує, що коливання струму I випереджують по фазі коливання заряду q на $\frac{\pi}{2}$, тобто коли струм дістає максимального значення, заряд (а також і напруга) дорівнюють нулю.

Таким чином, в ідеальному контурі виникають гармонійні електромагнітні коливання (рис. 2а) з частотою $\nu = \frac{\omega_0}{2\pi}$. Частота цих

коливань пов'язана з періодом ідеального коливального контуру формулою Томсона:

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (7)$$

2. Загасаючі коливання у контурі

Будь який реальний контур має опір (тобто $R \neq 0$). З цієї причини частина енергії контуру витрачається на нагрів деталей контуру. Зрозуміло, що вільні (при відсутності зовнішньої напруги) коливання повинні з часом загасати.

Запишемо закон Ома для реального контуру, а потім врахуємо зв'язок I , U_c , ε_i з характеристиками контуру:

$$IR + U_c = \varepsilon_i$$

$$\frac{dq}{dt}R + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt}$$

$$L \frac{dI}{dt} + \frac{dq}{dt}R + \frac{q}{C} = 0$$

Врахуємо, що $I = \frac{dq}{dt} \rightarrow \frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$, і поділимо усі члени

останнього рівняння на L . Тоді получимо :

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0$$

Запишемо цей вираз у вигляді, який відповідає загальному диференціальному рівнянню загасаючих коливань заряду q :

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad \text{або} \quad \ddot{q} + 2\beta \cdot \dot{q} + \omega_0^2 \cdot q = 0 \quad (8)$$

де $\beta = \frac{R}{2L}$ - коефіцієнт загасання;

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ - власна циклічна частота контуру.

Розв'язання диференціального рівняння (8) дає рівняння загасаючих коливань заряду на пластинах конденсатора у загальному вигляді:

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (9)$$

де $q_0 e^{-\beta t}$ - амплітуда коливання;

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ - циклічна частота загасаючих коливань.

Коливання напруги на конденсаторі аналогічні коливанням заряду:

$$U_c = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cdot e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (10)$$

3. Дослідження залежності амплітуди загасаючих коливань від часу

В загальному випадку рівняння загасаючих коливань будь-якого сигналу (x) можна записати у вигляді:

$$x = A_0 \cdot e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) = A(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (11)$$

Амплітуда загасаючих коливань зменшується із часом по експоненціальній залежності:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\beta t} \quad (12)$$

де A_0 - початкова амплітуда (характеризує максимальне відхилення параметру x в момент часу $t=0$).

β – коефіцієнт загасання (характеризує швидкість загасання коливань).

Графік загасаючих коливань показаний на рис. 2 б, в де пунктирна лінія – це залежність амплітуди від часу. Чим більше коефіцієнт загасання β (рис 2в), тим більше швидкість загасання коливань. (У якості параметру x у випадку електромагнітних коливань може бути заряд q або напруга U_c на пластинах конденсатора коливального контуру).

Швидкість загасання амплітуди коливань характеризує **логарифмічний декремент загасання λ** , який визначається як натуральний логарифм співвідношення амплітуди коливань $A(t)$ в момент часу t до амплітуди $A(t+T)$ в момент часу $(t+T)$, тобто через час, рівний періоду коливань:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} \quad (13)$$

Логарифмічний декремент загасання λ , пов'язаний з коефіцієнтом загасання β і залежить від параметрів коливального контуру:

$$\lambda = \beta \cdot T = \frac{R}{2L} \cdot T \quad (14)$$

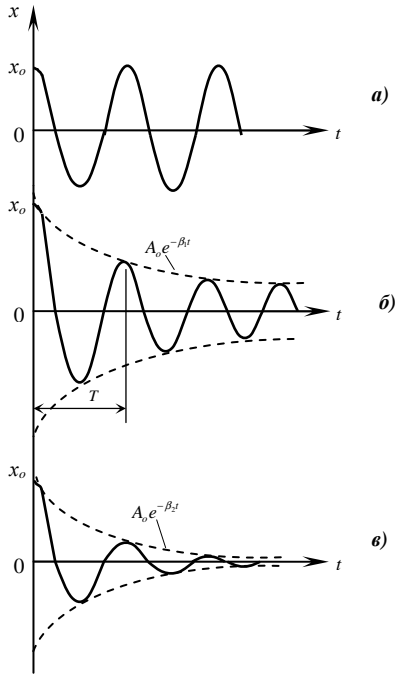


Рисунок 2 – Загасаючі коливання

Взагалі основними характеристиками загасаючих електромагнітних коливань являються:

$A(t) = A_0 \cdot e^{-\beta t}$ - амплітуда коливань (в момент часу $t=0$ вона має максимальне значення A_0);

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ - циклічна частота загасаючих коливань;

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ - власна циклічна частота контуру;

$T = \frac{2\pi}{\omega}$ - період коливань.

$\beta = \frac{R}{2L}$ - коефіцієнт загасання.

$\lambda = \beta \cdot T = \frac{R}{2L} \cdot T$ - логарифмічний декремент загасання.

$\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{T}{\lambda} = TN_e$ - час релаксації (характеризує час, за який амплітуда

зменшується в e разів);

N_e - число повних коливань за час релаксації;

$Q = \pi \cdot N_e = \frac{\pi}{\lambda}$ - добротність контуру (характеризує число коливань

за час релаксації).

Принципова схема дослідження загасаючих коливань у контурі CLR показана на рис. 3.

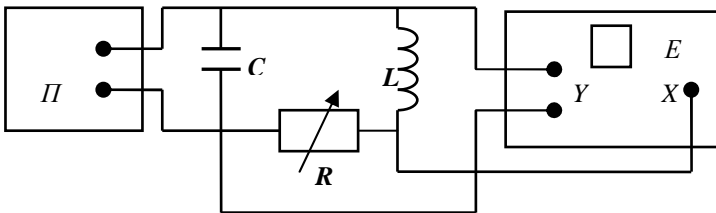


Рисунок 3 – Принципова схема дослідження загасаючих коливань

Імпульс напруги поступає від перетворювача імпульсів (П) на конденсатор C коливального контуру. Зарядка конденсатора здійснюється практично миттєво, оскільки опір ланцюга заряду малий. Потім конденсатор розряджається через опір R і котушку індуктивності L . В

коливальному контури виникають загасаючі коливання. Напруга з конденсатора коливального контуру поступає на вхід Y електронного осцилографа EO. При включеній розгортці на екрані осцилографа можна спостерігати криву загасаючих коливань напруги на пластинах конденсатора U_c .

Порядок виконання роботи

1. Зібрати (або перевірити) схему установки. Увімкнути установку у мережу, виждати 5 хвилин, поки прогріється осцилограф.

2. На магазині опорів установити $R_1 = 0$ Ом.

3. Виміряти в міліметрах амплітуди перших 8-ми періодів коливань. Результати вимірів занести в табл. 1.

4. Повторити пункти 2 - 3 для двох інших значень опору ($R_2 > R_1$, $R_3 > R_2$). Результати вимірів занести в табл. 1

5. Для кожного з окремих значень R_i (окремий рядок в табл. 1) обчислити співвідношення послідовних амплітуд, знайти натуральні логарифми цих співвідношень (тобто логарифмічні декременти загасання λ_i). Результати обчислень занести в табл. 2.

6. Для кожного з окремих значень R_i обчислити і записати в табл.2 середнє арифметичне значення λ_{cp} .

7. Побудувати графік залежності $\lambda_{cp} = f(R)$.

8. Зробити висновок про залежність логарифмічного декременту загасання від опору, а також зробити порівняння отриманої залежності $\lambda_{cp} = f(R)$ з теоретичною (14).

Таблиця 1 - Результати вимірювань

$R_i,$ <i>Ом</i>	$A_1,$ <i>мм</i>	$A_2,$ <i>мм</i>	$A_3,$ <i>мм</i>	$A_4,$ <i>мм</i>	$A_5,$ <i>мм</i>	$A_6,$ <i>мм</i>	$A_7,$ <i>мм</i>	$A_8,$ <i>мм</i>
0								

Таблиця 2 - Результати вимірювань та обчислень

$N\bar{b}$ n/n	$R_1 =$ <i>Ом</i>			$R_2 =$ <i>Ом</i>			$R_3 =$ <i>Ом</i>		
	$\frac{A(t)}{A(t+T)}$	λ_i	λ_{cp}	$\frac{A(t)}{A(t+T)}$	λ_i	λ_{cp}	$\frac{A(t)}{A(t+T)}$	λ_i	λ_{cp}
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Які коливання виникають в ідеальному коливальному контурі?
Написати рівняння цих коливань.
2. Чи збігаються по фазі коливання напруги на пластинах конденсатора й струму в котушці індуктивності? Відповідь пояснити.
3. Написати диференціальне рівняння загасаючих коливань заряду в контурі і його рішення.

4. Основні характеристики загасаючих електромагнітних коливань і їхня залежність від параметрів контуру.
5. Як залежить амплітуда загасаючих коливань від часу.
6. Що таке логарифмічний декремент загасання? Від чого залежить його величина?
7. Як зміниться графік загасаючих коливань при збільшенні опору коливального контуру? Чому?

Лабораторна робота № 403

ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ЗВУКУ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСУ

Ціль роботи: визначення швидкості звуку в повітрі методом резонансу.

Прилади й обладнання: скляна трубка з рухливим поршнем, звуковий генератор з телефоном, вимірювальна лінійка.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної фізики "Хвильові процеси", "Стоячі хвилі" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу й опис установки

1. Хвильові процеси і їхні характеристики

Коливання, збуджені в якій-небудь точці середовища (твердому, рідкому або газоподібному), поширюються в ньому з кінцевою швидкістю, що залежить від властивостей середовища.

Процес поширення коливань у суцільному середовищі називається хвилею (або хвильовим процесом).

При поширенні хвилі частки середовища не рухаються разом із хвилею, а коливаються біля своїх положень рівноваги. Разом із хвилею від частки до частки середовища передаються лише стан коливального руху і його енергія. Тому основною властивістю всіх хвиль, незалежно від їхньої природи, є *перенос енергії без переносу речовини.*

У природі й техніці зустрічаються три види хвиль: хвилі на поверхні рідини, пружні й електромагнітні.

Пружними (або механічними) хвилями називаються механічні збурювання, що поширюються в пружному середовищі.

Пружні хвилі бувають поздовжні й поперечні.

Поздовжня хвиля - це хвиля, у якій напрямок коливань часток середовища збігається з напрямком поширення коливань (з напрямком швидкості поширення хвилі). Поздовжні хвилі можуть поширюватися в середовищах, у яких виникають пружні сили при деформаціях стиску й розтягання, тобто у твердих, рідких і газоподібних середовищах.

Поперечною називається хвиля, у якій напрямок коливань часток середовища перпендикулярний до напрямку швидкості поширення хвилі. Поперечні хвилі можуть поширюватися в середовищі, у якому виникають пружні сили при деформації зсуву, тобто тільки у твердих тілах.

Пружна хвиля називається *гармонійною*, якщо відповідні їй коливання часток середовища є гармонійними.

На рис. 1 наведений графік гармонійної хвилі, що поширюється зі швидкістю v уздовж осі x . Графік хвилі $y = f(x, t)$ являє собою залежність відхилення (y) **всіх** часток середовища **від відстані** (x) до джерела коливань у цей момент часу. (Не плутати цей графік із графі-

ком гармонійного коливання $x = f(t)$, що показує відхилення *даної* частки середовища *від часу*).

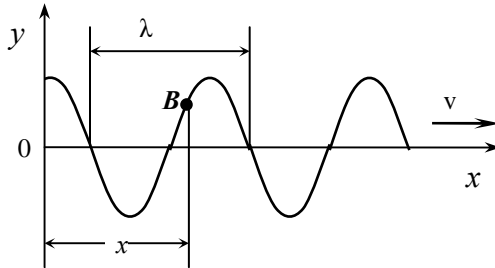


Рисунок 1 – Графік гармонійної хвилі

Відстань між найближчими частинками, що коливаються в однаковій фазі, називається *довжиною хвилі* λ (рис. 1).

Довжина хвилі λ – це відстань, на яку поширюється певна фаза коливання за час, рівний періоду коливань T :

$$\lambda = v \cdot T = \frac{v}{\nu} \quad (1)$$

де v – *фазова швидкість* (швидкість поширення хвилі);

T – період коливань;

$\nu = \frac{1}{T}$ – частота коливань.

Біжучою хвилею називається хвиля, що переносить у просторі енергію.

Для отримання рівняння біжучої хвилі розглянемо деяку частинку середовища B , що перебуває на відстані x від джерела коливань O (рис. 1).

Якщо всі точки, що лежать у площині $x = 0$, рухаються за законом гармонійного коливання й описуються функцією

$y(0,t) = A \cos \omega t$, то частинка середовища **B** коливається за тим же законом, але її коливання будуть відставати за часом від коливань джерела на τ (*час запізнювання*), тому що для проходження хвилею відстані x потрібен час $\tau = \frac{x}{v}$, де v - швидкість поширення хвилі. Тоді рівняння коливань частинок, що лежать у площині x , має вигляд:

$$y(x,t) = A \cos \omega(t - \tau) = A \cos \omega(t - \frac{x}{v}) \quad (2)$$

Рівняння (2) є рівнянням біжучої хвилі..

У загальному випадку *рівняння біжучої хвилі* має вигляд:

$$y(x,t) = A \cos[\omega(t \pm \frac{x}{v}) + \varphi_0] \quad (3)$$

де A – амплітуда хвилі;

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ - циклічна частота хвилі;}$$

φ_0 – початкова фаза коливань;

$[\omega(t \pm x/v) + \varphi_0]$ – фаза хвилі (*знак “+” у круглих дужках застосовується до хвилі, що поширюється в протилежному напрямку*).

Основною характеристикою хвилі є *хвильове число*:

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T \cdot v} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4)$$

З огляду на (4), *рівняння біжучої хвилі* має вигляд:

$$y(x,t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \quad (5)$$

Джерело хвиль (струна, мембрана), перебуваючи в пружному середовищі, приводить у коливальний рух дотичні з ним частки середовища. Коливання частинок середовища мають ту ж частоту і період, що й коливання джерела хвиль. *Хвилі, частоти коливань яких лежать в інтервалі від 16 до 20 000 Гц, називаються звуковими або акустичними.* Звукові хвилі можуть поширюватися тільки в пружному середовищі.

Звукові хвилі в рідинах і газах можуть бути тільки поздовжніми, і проявляються у вигляді чергування областей стиску й розрідження частинок середовища (рис. 2). У твердих тілах звукові хвилі можуть бути як поздовжніми, так і поперечними, оскільки тверді тіла мають пружність стосовно деформацій стиску, розтягання й зсуву.

Швидкість звуку в повітрі залежить від складу й температури T газового середовища:

$$v = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}, \quad (6)$$

де $\gamma = C_p / C_v$ – відношення молярних теплоємностей при постійному тиску й об'єму;

R – універсальна газова постійна;

M – молярна маса газу;

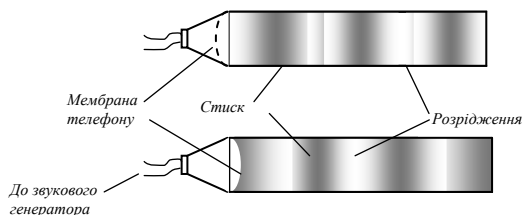


Рисунок 2 – Звукові хвилі у рідкому та газовому середовищах

При постійній температурі швидкість звуку в повітрі є величина постійна (331 м/с при нормальних умовах, і 343 м/с при температурі 20 °С).

2. Стоячі хвилі і їхні характеристики

Стояча хвиля є особливим випадком інтерференції двох хвиль з однаковими частотами й амплітудами, які поширюються назустріч одна одній.

На рис.3 показаний графік стоячої хвилі, що є результатом додавання хвилі у прямому напрямку (суцільна лінія) і відбитої хвилі (пунктирна лінія). Рівняння цих хвиль згідно (3) і (5):

$$y_1(x, t) = A \cos(\omega t - kx)$$

$$y_2(x, t) = A \cos(\omega t + kx)$$

Склавши ці рівняння, одержимо **рівняння стоячої хвилі**:

$$y_{cm} = y_1 + y_2 = 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cos \omega t \quad (7)$$

Амплітуда **стоячої хвилі** $A_{cm} = 2A \cos \frac{2\pi x}{\lambda}$ залежить від положення точки середовища щодо джерела коливань, тобто від координати x .

Пучність – це точка, у якій амплітуда стоячої хвилі максимальна : $A_{cm} = 2A$.

Вузол – це точка, у якій амплітуда стоячої хвилі дорівнює нулю: $A_{cm} = 0$ (рис.3, 4)

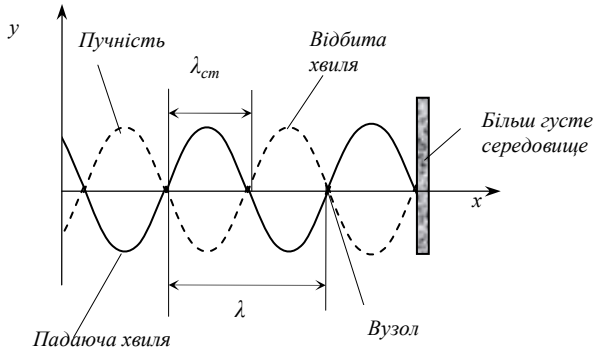


Рисунок 3 – Схема утворення стоячої хвилі

Координати вузлів і пучностей стоячої хвилі:

$$x_{уз} = (2k - 1) \frac{\lambda}{4} = (2k - 1) \frac{\lambda_{ст}}{2} \quad (8)$$

$$x_{пуч} = (k - 1) \frac{\lambda}{2} = (k - 1) \lambda_{ст}$$

де $\lambda_{ст}$ – довжина стоячої хвилі (відстань між сусідніми пучностями або вузлами).

Довжина біжучої і стоячої хвиль зв'язані співвідношенням:

$$\lambda = 2 \lambda_{ст} \quad (9)$$

Основні властивості стоячих хвиль:

1. На відміну від біжучої стояча хвиля не переносить енергію, тому що падаюча й відбита хвилі несуть однакову енергію в протилежних напрямках. Повна енергія стоячої хвилі між вузлами залишається величиною постійною.

2. Точки стоячої хвилі, що лежать між сусідніми вузлами, коливаються з різними амплітудами, але в однаковій фазі. При переході через вузол фаза коливань міняється на π , тобто точки по різні сторони вузла коливаються в протилежних фазах.

3. Якщо середовище, від якого відбувається відбиття, *більш густіше*, то в місці відбиття з'являється вузол. Утворення вузла пов'язане з тим, що при відбитті від густішого середовища хвиля міняє фазу на протилежну, і біля границі відбувається додавання коливань протилежних напрямків.

Якщо відбиття хвилі походить від *менш густішого середовища*, то утвориться пучність (зміна фази не відбувається, і на границі складаються коливання з однаковими фазами).

3. Визначення швидкості звуку методом резонансу.

Експериментальна установка для визначення швидкості звуку в повітрі (рис. 4) складається зі звукового генератора *ЗГ* з телефоном *Т* і скляної трубки з рухливим поршнем *П*. При включенні *ЗГ* у трубку між телефоном і поршнем утвориться стояча звукова хвиля. При переміщенні поршня змінюється положення вузлів і пучностей відносно відкритого кінця трубки, де розташований телефон. Якщо на цьому кінці трубки перебуває пучність, спостерігається різке посилення звуку – *акустичний резонанс*.

Резонанс – явище різкого зростання амплітуди коливань при збігу частоти зовнішньої сили (яка зумовлює вимушені коливання) із частотою власних коливань системи. У нашому випадку акустичний резонанс відбувається при збігу частоти коливань мембрани телефону з однієї із власних частот коливань стовпа повітря в трубці з поршнем.

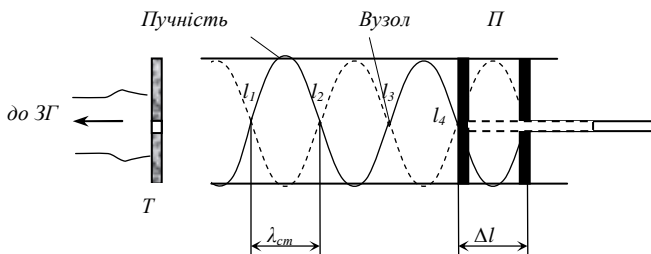


Рисунок 4 – Експериментальна установка

При переміщенні поршня в трубці відносно телефону, який посилає звуковий сигнал певної частоти, можна спостерігати кількарізне посилення звуку, що чергується з його ослабленням. *Посиленням будуть відповідати положенню поршня в кожному вузлі (8) стоячої хвилі, коли на відкритому кінці трубки пучність* (рис. 4)

У роботі знаходять відстань Δl між двома найближчими точками максимальної гучності звуку (посилення гучності відбувається при співпаданні поршня П з вузлом стоячої хвилі). Відстань Δl дорівнює довжині стоячої хвилі (рис. 4). З огляду на (9), можна визначити довжину звукової хвилі:

$$\lambda = 2\lambda_{cm} = 2 \cdot \Delta l \quad (10)$$

Знаючи частоту звукового сигналу ν і довжину хвилі λ , можна визначити швидкість звуку:

$$v = \lambda \cdot \nu = 2\lambda_{cm} \cdot \nu = 2\Delta l \cdot \nu \quad (11)$$

Порядок виконання роботи

1. Включити звуковий генератор у мережу. Обертаючи ручку «частота» установити одну із частот в інтервалі 800 - 2000 Гц.

2. Повільно переміщаючи поршень у трубі по всій її довжині, відзначити по лінійці його положення (l_i) в моментах різкого посилення звуку. Визначити відстань Δl між двома найближчими точками посилення звуку. Результат записати в таблицю 1.

Таблиця 1 - Результати вимірювань та обчислень

ν , Гц	l_b м	$\Delta l = \lambda_{cm}$ м	$\lambda = 2 \lambda_{cm}$ м	ν , м/с	Результати розрахунку погрішності
	$l_1 =$	$\Delta l_1 =$			$v_{cp} =$
	$l_2 =$	$\Delta l_2 =$			
	$l_3 =$	$\Delta l_3 =$			
	$l_4 =$				
	$l_1 =$	$\Delta l_1 =$			$P =$
	$l_2 =$	$\Delta l_2 =$			
	$l_3 =$	$\Delta l_3 =$			
	$l_4 =$				
	$l_1 =$	$\Delta l_1 =$			$S_v =$
	$l_2 =$	$\Delta l_2 =$			
	$l_3 =$	$\Delta l_3 =$			
	$l_4 =$				
	$l_1 =$	$\Delta l_1 =$			$\Delta v =$
	$l_2 =$	$\Delta l_2 =$			
	$l_3 =$	$\Delta l_3 =$			
	$l_4 =$				
	$l_1 =$	$\Delta l_1 =$			$\varepsilon =$
	$l_2 =$	$\Delta l_2 =$			
	$l_3 =$	$\Delta l_3 =$			
	$l_4 =$				
$(v_{cp} \pm \Delta v)$ м/с					

3. Повторити виміри п.2 ще для двох - трьох значень частоти звукового сигналу (у тім же діапазоні 800 - 2000 Гц).

4. Для кожного виміру обчислити довжину звукової хвилі по формулі (10) і швидкість звуку по формулі (11).

5. Знайти середнє значення швидкості звуку, визначити погрішність вимірів. Результати занести в таблицю 1.

6. У висновку зробити аналіз залежності довжини хвилі λ від частоти звукового сигналу ν і порівняти експериментальне значення швидкості звуку з його табличним значенням.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке хвиля? Яка основна властивість всіх хвиль?
2. Перелічити види хвиль. Що таке пружна хвиля?
3. Що таке поперечні й поздовжні хвилі? Чому в рідких і газоподібних середовищах можуть виникати тільки поздовжні хвилі?
4. Написати рівняння біжучої хвилі.
5. Що таке фазова швидкість, довжина хвилі, хвильове число? Як вони пов'язані між собою?
6. Що таке звукові хвилі? Чи може звук поширюватися у вакуумі? Чому?
7. Стоячі хвилі. Рівняння стоячої хвилі. Чим відрізняється стояча хвиля від біжучої?
8. Чому дорівнює амплітуда стоячої хвилі? Чи є вона однаковою для всіх точок стоячої хвилі?
9. Що таке пучності й вузли стоячої хвилі? Як знайти їхні координати? З чим пов'язане утворення вузла або пучності при відбитті хвилі?
10. Що таке акустичний резонанс і як він використовується в даній роботі?

РОЗДІЛ 5. ОПТИКА

Лабораторна робота № 501

ВИЗНАЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ВІД КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ

Мета роботи: вивчення законів геометричної оптики, знайомство з рефрактометричним методом дослідження речовин, визначення залежності показника заломлення від концентрації розчину.

Прилади і обладнання: рефрактометр УРЛ, набір розчинів цукру з відомою концентрацією, розчин з невідомою концентрацією цукру, дистильована вода.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної фізики "Основні закони геометричної оптики", "Явище повного внутрішнього відбиття" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Закони геометричної оптики :

1) світло в оптично однорідному середовищі поширюється прямолінійно (*закон прямолінійного поширення світла*);

2) відбитий промінь лежить в одній площині з падаючим променем і перпендикуляром, проведеним до границі двох середовищ у точці падіння; при цьому кут відбиття i' (рис. 1) дорівнює куту падіння i (*закон відбиття світла*);

3) промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр, проведений до границі середовищ в точці падіння, лежать в одній

площині; при цьому відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є величина постійна для даних середовищ (*закон заломлення світла*)

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1)$$

де n_1 і n_2 - абсолютні показники заломлення першого й другого середовищ,

n_{21} - відносний показник заломлення другого середовища відносно першого.

Абсолютним показником заломлення середовища називається відношення швидкості поширення світла c у вакуумі до швидкості поширення світла v у даному середовищі

$$n = \frac{c}{v}, \quad (c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}) \quad (2)$$

Для вакуума й повітря абсолютний показник заломлення $n=1$.

Відносний показник заломлення другого середовища відносно першого n_{21} показує, у скільки разів швидкість поширення світла в другому середовищі (v_2) відрізняється від швидкості поширення (v_1) у першому середовищі:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (3)$$

При зміні густини середовища змінюється швидкість поширення світла в ній і, отже, її показник заломлення.

Середовище, яке має більший n і яке більшою мірою гальмує поширення світла, називається середовищем *оптично більшої густини*.

Якщо промінь світла йде з середовища оптично меншої густини в середовище оптично більшої густини, то кут заломлення r менше кута падіння i . Цьому випадку відповідає рис.1а.

Якщо промінь світла йде з середовища оптично більшої густини в середовище оптично меншої густини, то кут заломлення r більше кута падіння i (рис.1б).

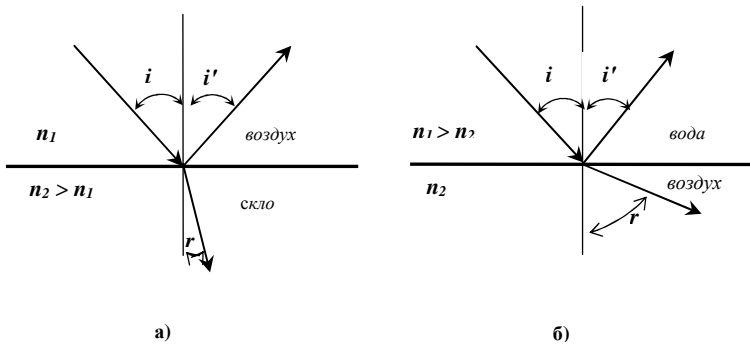


Рисунок 1 – Закони відбиття та заломлення

Явище повного внутрішнього відбиття світла.

Воно має місце при переході світлового променя з середовища оптично більшої густини в середовище оптично меншої густини

Нехай промінь світла виходить зі скла у воду ($n_c > n_e$) під різними кутами заломлення $r_1 < r_2 < r_3$ (рис. 2).

Їм відповідають кути падіння $i_1 < i_2 < i_3$. Промінь 3 після заломлення ковзає по границі двох середовищ АВ, тобто $r_3 = 90^\circ$.

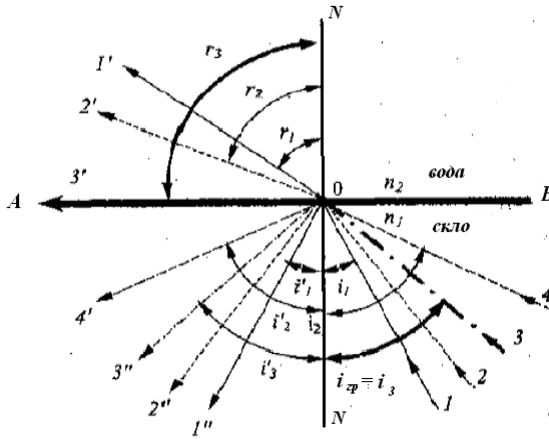


Рисунок 2 – Повне внутрішнє відбиття

Якщо кут падіння буде більше кута i_3 , то промінь світла повністю відіб'ється від границі АВ у скло (промінь 4 і 4'), причому інтенсивності відбитого й падаючого променів будуть однакові. Це явище називається явищем *повного внутрішнього відбиття*.

Граничним кутом повного внутрішнього відбиття називається кут падіння, при якому заломлений промінь ковзає по границі двох середовищ (на рис.2 $i_{cp}=i_3$). Його величину знаходять зі співвідношення (1):

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i_{cp}}{\sin 90^0} = n_{21}, \text{ а з огляду на те, що } \sin 90^0 = 1, \text{ маємо:}$$

$$\sin i_{cp} = n_{21} \quad (4)$$

**Метод виміру показника заломлення розчину
за допомогою рефрактометра**

Показники заломлення газоподібних, рідких і твердих тіл можуть вимірятися з великою точністю і є найважливішими параметрами, що характеризують речовину. Знаючи показник заломлення середовища, можна судити про структуру складних молекул, установлювати типи хімічного зв'язку між їхніми атомами, визначати з великою точністю процентну сполуку газоподібних і рідких сумішей, вимірювати їх густину, вивчати дифузію й інші явища, що відбуваються в різних середовищах.

Відповідний розділ науки, що займається такого роду дослідженнями, зветься *рефрактометрія*. В основі рефрактометричного методу дослідження лежить формула Лоренц-Лорентца, що зв'язує показник заломлення n ізотропної речовини з числом молекул N в об'ємі речовини V і поляризованості його молекул α :

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{1}{3} \frac{N}{V} \alpha . \quad (5)$$

Формула (5) дозволяє знаходити α по вимірах показника заломлення речовини n . З неї випливає, що для даної хімічної речовини при даній температурі й для світла із заданою довжиною хвилі (ці параметри визначають концентрацію N/V і поляризованість α) виконується співвідношення

$$R = \frac{1}{\rho} \frac{n^2-1}{n^2+2} = \text{const} \quad (6)$$

де ρ - густина речовини, пропорційна концентрації молекул. Величина R називається питомою рефракцією. Практично питома рефра-

кція не залежить від густини речовини. Отже, зміна густини речовини (наприклад, концентрації розчину) впливає на величину його показника заломлення.

У даній роботі для виміру показника заломлення розчинів використовують прилад *рефрактометр УРЛ*, принцип дії якого заснований на явищі повного внутрішнього відбиття.

Основними елементами оптичної схеми рефрактометра є дві призми ABC і $A'B'C'$ (рис. 3). Вони виготовляються зі скла сорту флінт-глас з великим показником заломлення ($n = 1,72$).

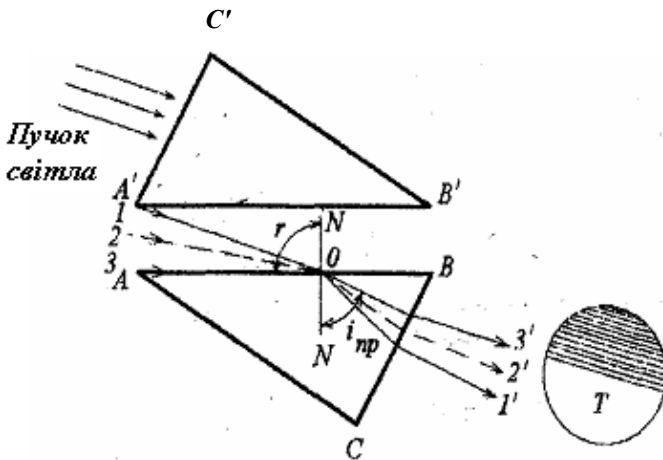


Рисунок 3 – Оптичні елементи рефрактометра

Між призмами вводять декілька крапель досліджуваної рідини, що розпливається в тонкий (0,02 мм) шар при опусканні верхньої призми на нижню.

Пучок світла від освітлювача, пройшовши через грань $A'C'$ освітлювальної призми $A'B'C'$, падає на її матову грань $A'B'$, що стикається з рідиною й розсіює світло в цій рідині в усіх напрямках. Частина роз-

сіяних променів падає на грань AB другої, вимірювальної призми ABC під різними кутами. Найбільший можливий кут падіння променів $1,2,3$ дорівнює $r = 90^\circ$. Йому відповідає кут заломлення i_{cp} - граничний кут повного внутрішнього відбиття, якби кут i_{cp} був кутом падіння, а r - кутом заломлення для тих же двох середовищ. Це можливо за принципом оборотності ходу світлових променів у геометричній оптиці (див. на рис.2 та рис.3 хід променів 3 і 3').

У полі зору труби T рефрактометра, поставленої на шляху променів, що пройшли систему двох призм, спостерігаються дві області: одна світла, куди заломлені промені проходять (нижня половина), інша темна, куди промені не проходять. Положення границі світлотіні, спостережуваної через окуляр рефрактометра, визначає граничний кут $i_{тр}$, величина якого залежить від густини (концентрації) досліджуваного розчину. Він же визначає показник заломлення розчину n_{21} (1).

Для різних довжин хвиль світла показники заломлення різні (явище дисперсії). Тому при освітленні призм рефрактометра природним світлом границя світлотіні буде пофарбована в різні кольори й не буде чітко різкою. Усунути це пофарбування можна обертанням на рефрактометрі дисперсійного кільця-компенсатора (див. вказівки на лабораторному стенді).

В окулярі труби зору рефрактометра є дві шкали: шкала показника заломлення n_0 (ліворуч) і шкала процентного вмісту сухих речовин 0% (праворуч), а також перехрестя сітки. Відлік відповідних величин визначають по положенню границі світлотіні, сполученої із центром перехрестя сітки.

Порядок виконання роботи

1. Включити рефрактометр у мережу.

а) відкрити верхню камеру й промити дистильованою водою поверхні освітлювальної й вимірювальної призми, потім витерти їх насухо чистою серветкою;

б) нанести на площину вимірювальної призми дві-три краплі дистильованої води й закрити верхню камеру;

в) переміщенням рукоятки з окуляром установити границю світлотіні так, щоб вона збігалася із центром перехрестя сітки. На шкалі показника заломлення визначити n_o , що відповідає значенню *абсолютного показника заломлення дистильованої води*.

При правильній установці нуль-пункту границя світлотіні повинна збігатися із центром перехрестя сітки і з 0% шкали процентного вмісту сухих речовин.

2. Провести вимір показників заломлення розчинів цукру з відомою концентрацією (краще в порядку її зростання). Для цього перед кожним виміром промивати дистильованою водою й насухо витирати чистою серветкою поверхні призми. Заповнювати простір між призмами одним з розчинів з відомою концентрацією (дивися п. 1 б). Записувати в таблицю 1 значення показника заломлення, що відповідають у кожному досвіді новому положенню границі світлотіні, що збігає із центром перехрестя сітки

3. Останнім зробити вимір показника заломлення розчину з невідомою концентрацією C_x .

УВАГА! Перед виміром не забудьте промити поверхню призми дистильованою водою.

4. Побудувати графік залежності показника заломлення розчинів з відомою концентрацією цукру від величини їхньої концентрації, вираженої в %.

5. За графіком знайти невідому концентрацію C_x розчину, для чого використовувати значення його показника заломлення, відзначене раніше в таблиці 1.

6. Зробити висновок про залежність показника заломлення розчину від його концентрації. Указати величину знайденої в роботі невідомої концентрації розчину цукру. Порівняти її з концентрацією цього ж розчину, отриману по шкалі 0% рефрактометра.

Таблиця 1 - Результати вимірів

№ розчину	Вода		Розчин з відомою концентрацією			Розчин з невідомою концентрацією	
	1		2	3	4	5	
с, %	0 %					за графіком	
						рефрактометр	
n	(табличне)	1,3329					
	рефрактометр						

* У заштрихованих комірках дійсні показники для порівняння

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Сформулюйте закони геометричної оптики.
2. Що називається абсолютним і відносним показником заломлення?
3. У чому полягає принцип оборотності ходу світлових променів у геометричній оптиці?

4. Поясніть явище повного внутрішнього відбиття. При яких умовах воно можливо?

5. Що таке граничний кут повного внутрішнього відбиття? Від чого залежить його значення?

6. За яких причин утворюються темна і світла області, в окулярі рефрактометра (при наявності рідини між освітлювальною й заломлюючою призми)?

7. Яке співвідношення між абсолютними показниками заломлення й швидкостями поширення світла для середовищ із різною густиною?

8. Яка залежність показника заломлення розчину від його концентрації?

9. Які можливості рефрактометричного методу дослідження речовин? Що лежить у його основі?

Лабораторна робота № 502

ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИХ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Мета роботи: вивчення явища інтерференції світла, ознайомлення з методикою інтерференційних вимірів, визначення радіуса кривизни лінзи за допомогою інтерференційних кілець Ньютона.

Прилади і обладнання: пристрій для одержання кілець Ньютона, вимірювальний мікроскоп з освітлювачем.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної фізики "Інтерференція світла" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

При накладенні двох (або декількох) когерентних світлових хвиль відбувається просторовий перерозподіл світлового потоку, у результаті чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших — мінімуми інтенсивності. Це явище називається *інтерференцією* світла.

Хвилі когерентні, якщо вони монохроматичні (з однаковою довжиною хвилі) і мають постійну, що не змінюється з часом, різницю фаз.

Геометрична різниця ходу двох інтерферуючих хвиль дорівнює

$$(x_2 - x_1)$$

де x_1 і x_2 - відстані, які проходять хвилі від джерела до точки спостереження.

Оптична різниця ходу Δ інтерферуючих хвиль, які розповсюджуються в середовищі, відмінному від вакууму (повітря), не дорівнює геометричній різниці ходу.

Оптична різниця ходу двох хвиль, що поширюються в одному і тому середовищі з показником заломлення n , дорівнює

$$\Delta = (x_2 - x_1) n = x_2 n - x_1 n, \quad (1)$$

де $x_1 n$ и $x_2 n$ - оптичні шляхи першої й другої хвилі.

При відбитті від середовища з більшою оптичною густиною фаза світлової хвилі змінюється на протилежну, що відповідає втраті на-

півхвилі $\lambda/2$. Це рівносильно збільшенню оптичного шляху на $\lambda/2$, що обов'язково повинне враховуватися при обчисленні Δ .

Інтерференційні максимуми (максимуми інтенсивності світла) спостерігаються в тих місцях інтерференційної картини, у яких оптична різниця ходу інтерферуючих хвиль кратна *парному* числу півхвиль або цілому числу довжин хвиль, тобто

$$\Delta_{max} = 2m \lambda/2 = m \lambda, \quad (2)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ - порядок інтерференційного максимуму. У цих точках інтерферуючі хвилі мають однакові фази.

Інтерференційні мінімуми (мінімуми інтенсивності світла) спостерігаються в тих місцях інтерференційної картини, у яких оптична різниця ходу інтерферуючих хвиль кратна *непарному* числу півхвиль, тобто

$$\Delta_{min} = (2m+1) \lambda/2 \quad (3)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ - порядок інтерференційного мінімуму. У цих точках хвилі мають протилежні фази.

У всіх інтерференційних схемах одержання когерентних хвиль штучно розкладають світловий пучок від одного джерела на декілька когерентних, з наступним їх накладенням. В областях накладення хвиль дають стійку інтерференційну картину у вигляді світлих (відповідних максимумам), і темних (відповідних мінімумам), смуг або кілець, які чергуються між собою.

Запропонований спосіб спостереження інтерференції світла здійснюється при відбитті падаючого світла (промінь 1) від верхньої (промінь 1') і нижньої (промінь 1'') границь тонкого повітряного прошарку товщиною d , утвореного між поверхнею плоскої скляної плас-

тинки та дотичної з нею опуклою поверхнею лінзи (рис. 1).

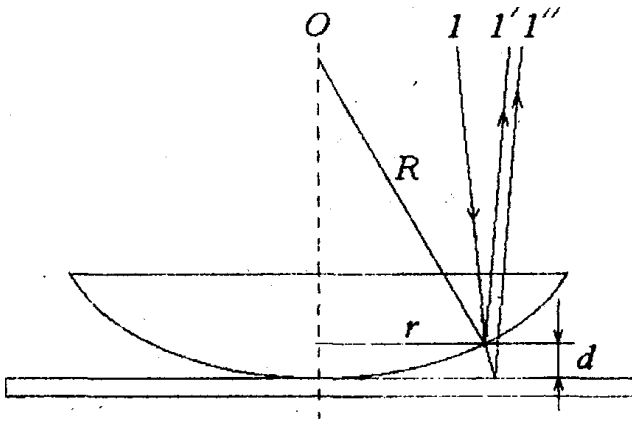


Рисунок 1 – Схема утворення кілець Ньютона у відбитому світлі

При обчисленні оптичної різниці ходу інтерферуючих когерентних променів 1' і 1'' можна зневажити їхнім невеликим нахилом через те, що товщина повітряного прошарку дуже мала. Тоді оптична різниця ходу Δ (2) цих променів з урахуванням втрати півхвилі при відбитті променя 1 (від середовища з більшою густиною):

$$\Delta = 2d + \lambda/2, \quad (n_{\text{повітря}} \approx 1) \quad (4)$$

У цьому випадку лінії, які відповідають однаковій різниці ходу (однаковій товщині повітряного прошарку) інтерферуючих хвиль, являють собою концентричні окружності, *кілець Ньютона* із центром у точці дотику лінзи із пластинкою, тобто інтерференційні лінії в даному методі - *лінії рівної товщини*.

З рис. 1 маємо $r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2$. Урахуємо, що $2R \gg d$, тоді

$$d = \frac{r^2}{2R} \quad (5)$$

Підставимо (5) в (4). Одержимо:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

Знайдемо радіуси *темних* r_{min} і *світлих* r'_{max} кілець Ньютона при спостереженні у *відбитому світлі*, для чого в (6) підставимо замість Δ послідовно відповідне значення Δ_{min} (3) і Δ_{max} (2)

$$r_{min} = \sqrt{mR\lambda}, \quad r'_{max} = \sqrt{(2m+1)R\frac{\lambda}{2}}. \quad (7)$$

де $m=1,2,3,\dots$ —номер відповідного кільця.

При спостереженні кілець Ньютона у *прохідному світлі* втрата півхвилі для променя 1" відбувається двічі (від поверхонь пластинки й лінзи), тобто оптична різниця ходу Δ (4) зміниться на λ . З урахуванням цієї умови (7) поміняються місцями: r_{min} буде відповідати радіусам *світлих*, а r'_{max} - радіусам *темних* кілець Ньютона.

Таким чином, вимірюючи радіуси світлих або темних кілець Ньютона при відомій довжині хвилі λ падаючого світла, можна визначити радіус кривизни лінзи R .

Однак формули (7) можуть дати помилковий результат, тому що внаслідок пружної деформації скла й влучення порошин у місці зіткнення може з'явитися незначний зазор завтовшки a . Це може привести до додаткової різниці ходу, яка дорівнює $2a$. Тоді умова (3) утворення, наприклад, k -го темного кільця у відбитому світлі прийме вигляд:

$$2d + \lambda/2 + 2a = (2k + 1)\lambda/2 \quad \text{або} \quad d = k\lambda/2 - a.$$

Підставляючи значення d у рівняння (5), маємо

$$r_k^2 = 2Rk\frac{\lambda}{2} - 2Ra. \quad (8)$$

Величина a не може бути виміряна безпосередньо, але її можна виключити в такий спосіб. Запишемо вираз (8) для будь-якого іншого темного кільця m

$$r_m^2 = 2Rm \frac{\lambda}{2} - 2Ra. \quad (9)$$

Віднімаючи з (9) вираз (8), одержимо:

$$r_m^2 - r_k^2 = R(m - k)\lambda.$$

Звідки **розрахункова формула для визначення радіуса кривизни лінзи**

$$R = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m - k)\lambda}, \quad (10)$$

де m, k – номери темних кілець Ньютона;

r_m, r_k – радіуси темних кілець Ньютона;

λ – довжина хвилі падаючого монохроматичного світла.

У наведених розрахунках не враховується вплив світла, відбитого від верхньої поверхні лінзи та нижньої поверхні пластинки. Це робиться тому, що товщина центральної частини лінзи й пластинки набагато порядків більше товщини повітряного зазору поблизу точки торкання і виникаючі різниці ходу настільки великі, що інтерференція практично неможлива. Із цієї причини кільця, що утворюються при інтерференції в повітряному прошарку, спостерігаються тільки в тих місцях, де прошарок досить тонкий, тобто поблизу точки торкання лінзи й пластинки.

Порядок виконання роботи

1. Визначити діаметр трьох темних кілець Ньютона (номери кілець обирають за вказівкою викладача).

2. Для кожного кільця по окулярній шкалі мікроскопа визначити відлік ліворуч і праворуч (рис. 2). Результати занести в таблицю 1.

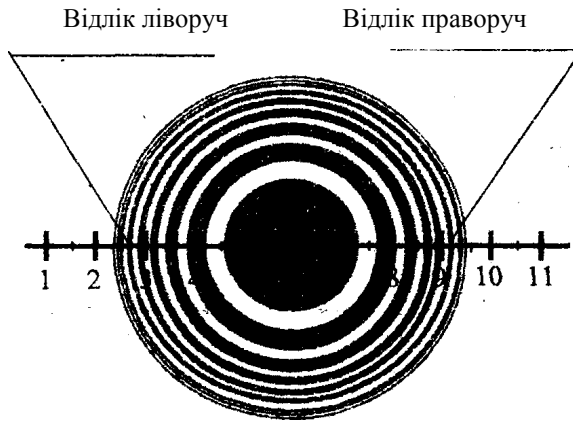


Рисунок 2 – Схема проведення вимірювань

3. Обчислити радіус кільця, для чого:

а) знайти діаметр кільця в поділках окулярної шкали (тобто знайти різницю між показаннями шкали праворуч і ліворуч кільця). Результати обчислень занести в таблицю 1;

б) знайти радіус кільця в поділках окулярної шкали;

в) виразити радіус кільця Ньютона в метрах (ціна поділку окулярної шкали мікроскопа вказана на лабораторному стенді). Результати обчислень занести в таблицю 1.

4. По формулі (10) визначити радіус кривизни лінзи R для трьох різних випадків.

5. Методом Ст'юдента розрахувати абсолютну й відносну погрішності.

Таблиця 1 - Результати вимірювань та обчислень

Номер кільця	Відлік		Діаметр кільця	Радіус кільця $r, м$	Радіус лінзи $R, м$	Результати розрахунку погрішності
	ліворуч	праворуч				
						$R_{cp} =$
						$S(R) =$
						$P =$
$(R_{cp} \pm \Delta R), м$						$t_{n,p} =$
						$\Delta R =$
						$\varepsilon =$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке інтерференція світла?
2. Які хвилі називаються когерентними?
3. Що таке оптична довжина шляху, оптична різниця ходу?
4. Сформулюйте умови інтерференційного максимуму та мінімуму.
5. Як змінюється фаза та оптичний шлях при відбитті світлової хвилі від середовища з більшою густиною?
6. Як пояснити той факт, що кільця Ньютона є інтерференційними лініями рівної товщини?

7. Намалюйте схему приладу для спостереження кілець Ньютона, покажіть хід променів при спостереженні інтерференції у відбитому світлі.

8. Вивести формулу, що виражає залежність радіуса інтерференційного кільця Ньютона від товщини повітряного прошарку та радіуса кривизни лінзи.

9. Вивести формули для розрахунку радіусів темних і світлих кілець Ньютона при спостереженні їх у відбитому й прохідному світлі.

10. Як виглядає інтерференційна картина кілець Ньютона при падінні на лінзу білого світла?

11. Чому ширина кілець Ньютона убиває зі збільшенням їхнього номера?

12. Як зміниться радіус кілець при заміні червоного світлофільтра на синій?

13. Чому в центрі кільця Ньютона темна пляма при спостереженні їх у відбитому світлі? Що буде в центрі кільця Ньютона при спостереженні їх у прохідному світлі?

Лабораторна робота № 503

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

Мета роботи: вивчення явища дифракції світла й визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки.

Прилади і обладнання: джерело світла, щілина зі шкалою, дифракційна ґратка, оптична лава.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділ курсу загальної фізики "Дифракція світла" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Явище *дифракції світла* – це явище відхилення світлових хвиль від прямолінійного поширення при проходженні або повз перешкоди, або крізь малі отвори.

У більш широкому сенсі *дифракцією* називають сукупність явищ, які спостерігають при поширенні світла в середовищі з різкими неоднорідностями і які супроводжуються відхиленнями від законів геометричної оптики. Дифракція, зокрема, приводить до огинання світловими хвилями перешкод і проникненню світла в область геометричної тіні.

Дифракція хвиль спостерігається, якщо розміри отворів або перешкод одного порядку з довжиною хвилі.

Розрізняють два різновиди дифракції:

- дифракція Френеля, або *дифракція в розбіжних променях*

(спостерігається для *сферичних хвиль*, якщо перешкода або отвір перебувають на кінцевій відстані від екрана);

– дифракція Фраунгофера, або *дифракція в паралельних променях* (спостерігається для *плоских хвиль*, якщо джерело світла і точка спостереження нескінченно віддалені від перешкоди).

Дифракція Френеля на круглomu отворі.

Найпростіше дифракція Френеля пояснюється з точки зору методу *зон Френеля* (рис. 1).

В основі зонного методу лежить принцип Гюйгенса-Френеля: кожна точка, до якої доходить хвиля, стає центром (джерелом) вторинних когерентних хвиль; обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу; інтенсивність результуючої світлової хвилі в будь-якій точці простору є результатом інтерференції вторинних хвиль.

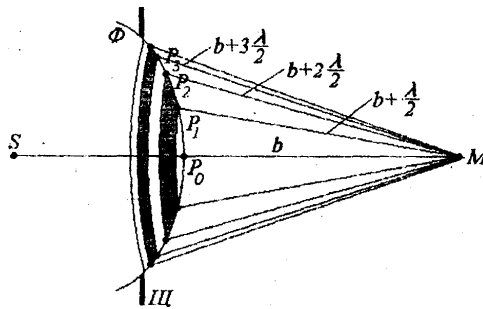


Рисунок 1 – Зони Френеля

Оскільки вторинні джерела належать хвильовій поверхні, то вони діють синфазно. У своїй теорії Френель виключив можливість ви-

никнення зворотних вторинних хвиль і припустив, що якщо між джерелом і точкою спостереження помістити екран з отвором, то на поверхні екрана амплітуда вторинних хвиль дорівнює нулю, а в отворі - така ж, як при відсутності екрана.

Обвідну поверхню (Φ) вторинних хвиль (хвильовий фронт, або хвильову поверхню), не перекриту, наприклад, круглим отвором у *перешкоді* (Ψ), Френель розбив на *кільцеві зони* (зони Френеля) такого розміру, щоб відстані від країв сусідніх зон до точки спостереження (M) відрізнялися на $\lambda/2$ (рис. 1). У цьому випадку оптична різниця ходу хвиль, що йдуть від сусідніх зон становить $\lambda/2$ і в точку спостереження (M) хвилі від сусідніх зон будуть приходити в протилежних фазах. При їхній інтерференції (накладенні) *амплітуда результуючої світлової хвилі буде залежати від числа відкритих зон Френеля:*

$$A_M = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m$$

де A_1, A_2, \dots, A_m - амплітуди хвиль 1-ої, 2-ої, ..., m -ої зони. Якщо число відкритих зон Френеля *парне*, то на екрані в точці спостереження (M) буде *мінімум інтенсивності* світла, у випадку *непарної* кількості зон -*максимум*.

Дифракція Фраунгофера на одній щілині

Метод зон Френеля дозволяє геометрично виконати розрахунок дифракційної картини від однієї щілини.

Нехай плоска монохроматична світлова хвиля падає нормально на *щілину*, ширина якої $MN = a$ (рис. 2).

У цьому випадку площина щілини збігається із фронтом хвилі. Тому всі точки фронту - вторинні "джерела" будуть мати однакові фази й амплітуди коливань. Оптична різниця ходу між крайніми проме-

нями MC і ND , що йдуть від щілини в довільному напрямку, обумовленому кутом дифракції φ ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi. \quad (1)$$

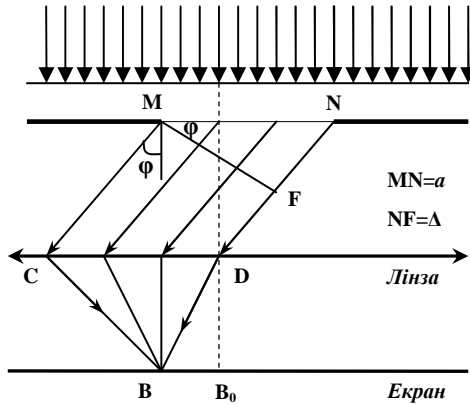


Рисунок 2 – Дифракція Фраунгофера на одній щілині

На (рис. 2) MF - перпендикуляр, проведений із точки M на промінь ND .

Розіб'ємо щілину MN на зони Френеля. Відповідно до методу їхньої побудови (рис. 1) на ширині щілини вміститься $(\Delta : \lambda/2)$ зон. З (1) видно, що число зон Френеля, що укладаються на ширині щілини, залежить від кута φ . Від числа зон Френеля, у свою чергу, залежить результат інтерференції вторинних хвиль, що йдуть від цих зон.

Якщо число зон Френеля *парне*, то в точці B спостерігається **дифракційний мінімум**:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

де $m=1, 2, 3, \dots$

Якщо ж число зон Френеля *непарне*, то спостерігається **дифракційний максимум**, що відповідає дії однієї некомпенсованої зони Френеля:

$$a \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$

У прямому напрямку ($\varphi = 0$) щілина діє як одна зона Френеля. У цьому напрямку світло поширюється з найбільшою інтенсивністю й у точці B_0 завжди спостерігається *центральный дифракційний максимум*.

Дифракція Фраунгофера на дифракційній ґратці.

Дифракційна ґратка – це система щілин однакової ширини a , розділених однаковими непрозорими проміжками b .

Період або стала дифракційної ґратки $d = (a + b)$.

Нехай *монохроматичне світло* з довжиною хвилі λ падає на дифракційну ґратку нормально. За щілинами в результаті дифракції промені будуть поширюватися по різних напрямках.

Хід променів у системі з дифракційною ґраткою й утворення дифракційної картини представлені на рис. 3.

Розглянемо промені 1 і 1', які утворюють кут φ з нормаллю до ґратки. Різниця ходу CF цих променів дорівнює

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi \quad (4)$$

Різниця ходу пов'язана з різницею фаз δ співвідношенням

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta.$$

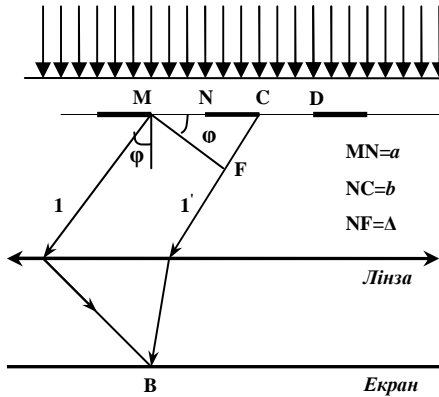


Рисунок 3 – Дифракція Фраунгофера на дифракційній ґратці

Якщо $\Delta = m\lambda$, де $m = 0, 1, 2, \dots$, то $\delta = 2\pi m$. У цьому випадку промені 1 і 1' приходять у точку спостереження в однакових фазах і підсилюють один одного (умова інтерференційного максимуму). Ці міркування правомірні для променів, що йдуть від всіх щілин і дифрагуючих під тим же кутом φ .

Таким чином, *умова утворення максимумів від дифракційної ґратки* має вигляд

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (5)$$

Максимуми, що задовольняють цій умові, називають *головними*. При $m = 0$ на екрані спостерігають максимум, що називають нульовим або центральним. По обох сторонах від центрального виникають дифракційні максимуми першого ($m = \pm 1$) порядку, другого ($m = \pm 2$) порядку, і так далі.

Число головних максимумів визначається відношенням періоду ґратки до довжини хвилі:

$$m \leq \frac{d}{\lambda}$$

Якщо на дифракційну ґратку падає *монохроматичне світло* (наприклад *зелене*), то дифракційна картина на екрані являє собою чергування *зелених і темних смуг*, розташованих симетрично з обох боків від центрального максимуму.

Якщо на дифракційну ґратку падає *біле світло*, то на екрані всі максимуми крім центрального ($m=0$) будуть *райдужно пофарбовані*. Це пояснюється тим, що положення дифракційних максимумів залежить від довжини хвилі λ (тобто, *умова максимуму при будь-яких m різна для різних λ*). Центральний максимум має вигляд білої смужки (він загальний для всіх довжин хвиль, тому що при $m = 0$ різниця ходу для всіх λ дорівнює нулю).

Положення *мінімумів* будуть визначати ті напрямки, для яких світло, що йде від різних щілин шириною a , гаситься. Цим напрямкам відповідають різниці ходу λN , $2\lambda N$ і т.д.

Таким чином, *умова утворення головних мінімумів від дифракційної ґратки*:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (6)$$

де $m=1, 2, 3\dots$

Між двома головними максимумами розташовуються $(N-1)$ додаткових мінімумів, розділених вторинними максимумами, інтенсивність яких значно менше інтенсивності головних максимумів (рис.4).

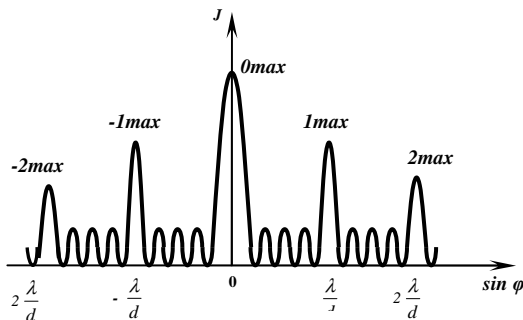


Рисунок 4 – Головні та додаткові максимуми

Методика визначення довжини світлової хвилі

Вимірюючи положення на екрані окремих кольорових ліній у спектрі (наприклад, у спектрі першого порядку), зі співвідношення (5) можна визначити довжину хвилі λ відповідного випромінювання, якщо відоме значення періоду ґратки d .

Лабораторна установка для визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки складається з оптичної лави, на якій закріплені: джерело світла в кожусі з вертикальною щілиною та лінійкою; дифракційна ґратка, яку можна рухати, змінюючи її положення відносно освітлювача.

Якщо подивитися на освітлену світлом щілину $Щ$ (рис. 5) через дифракційну ґратку RR (роль лінзи грає кришталік ока), то можна побачити зображення спектрів першого ($m = \pm 1$), другого ($m = \pm 2$) і т.д. порядків, які симетрично розташовані з обох боків щілини (з нею співпадає нульовий порядок спектра). На малюнку h_1 і h_2 - відстань ліній певного кольору в спектрах 1-го й 2-го порядку від щілини на шкалі MM кожуха освітлювача.

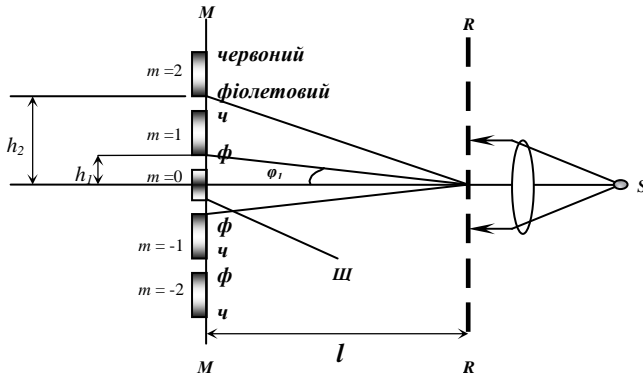


Рисунок 5

Отримання розрахункової формули

Оскільки кут дифракції φ (рис. 5) малий (у спектрах перших порядків), то $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \varphi \approx h/l$, де l - відстань від щілини до дифракційної ґратки. З обліком цього умову (5) можна представити у вигляді

$$dh_m/l = \pm m \lambda, \quad \text{де } m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Тоді довжина хвилі світла для однієї із симетрично розташованих і однаково пофарбованих ліній, отриманих у результаті дифракційного посилення в спектрі m -го порядку:

$$\lambda = \frac{d \cdot h_m}{m \cdot l}. \quad (7)$$

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач у мережу змінного струму.
2. Розглянути через ґратку дифракційну картину. Спектр нульового ($m = 0$) порядку збігається із зображенням самої щілини. Два спе-

ктри першого ($m = \pm 1$), два спектри другого ($m = \pm 2$) і т.д. порядків розташовані праворуч і ліворуч від нульового.

3. Установити на оптичній лаві відстань між джерелом світла й дифракційною ґраткою $l = 0,2$ м.

4. Дивлячись через ґратку, виміряти по шкалі на кожусі освітлювача відстань h_{α} між щілиною й червоною лінією, відстань h_{ϕ} між щілиною й фіолетовою лінією в спектрах дифракційних максимумів першого ($m=1$) і другого ($m =2$) порядків. Результати вимірів занести в таблицю 1.

5. Повторити п. 4 ще для двох відстаней l .

6. По формулі (7) розрахувати довжину хвилі червоного й фіолетового світла (значення сталої дифракційної ґратки d зазначено на лабораторному стенді). Результати занести в таблицю 1.

7. Визначити погрішності вимірів по методу Ст'юдента.

Таблиця 1 - Результати вимірювань та обчислень

$d, \text{ м}$	$l, \text{ м}$	m	$h_{\alpha}, \text{ м}$	$h_{\phi}, \text{ м}$	$\lambda_{\alpha}, \text{ м}$	$\lambda_{\phi}, \text{ м}$	Результати розрахунку погрішності		
		1					$(\lambda_{\alpha})_{cp} =$	$(\lambda_{\phi})_{cp} =$	
		2					$S(\lambda_{\alpha}) =$	$S(\lambda_{\phi}) =$	
		1					$P =$	$P =$	
		2					$t_{n,p} =$	$t_{n,p} =$	
		1					$\Delta\lambda_{\alpha} =$	$\Delta\lambda_{\phi} =$	
		2					$\mathcal{E}_{\lambda_{\alpha}} =$	$\mathcal{E}_{\lambda_{\phi}} =$	
	$(\lambda_{\alpha})_{cp} \pm \Delta\lambda_{\alpha}$								
	$(\lambda_{\phi})_{cp} \pm \Delta\lambda_{\phi}$								

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке дифракція світла? Які умови її спостереження?
2. Як формулюється принцип Гюйгенса-Френеля?
3. Які існують види дифракції?
4. У чому полягає метод зон Френеля?
5. Дифракція на одній щілині. Умови максимуму й мінімуму дифракції, їхнє пояснення за допомогою методу зон Френеля.
6. Як улаштована дифракційна ґратка? Що таке стала (період) ґратки?
7. Які умови головних максимумів і мінімумів при дифракції на ґратці?
8. Для яких променів: (червоних або фіолетових) більше кут дифракції в спектрі даного порядку?
9. Яка картина буде спостерігатися, якщо після освітлювача поставити світлофільтр?
10. Чим відрізняється дифракційний спектр від дисперсійного спектра, отриманого за допомогою призми?
11. Як визначити максимальний порядок дифракційного спектра? Від чого він залежить?

ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА. ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА

Мета роботи: вивчення методики одержання поляризованого світла, експериментальна перевірка закону Малюса.

Прилади і обладнання: оптична лава; джерело природного світла; два поляроїда; фотоелемент; мікроамперметр.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної фізики "Поляризація світла" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

З погляду електромагнітної теорії Максвелла, *світло є поперечною електромагнітною хвилею* (рис. 1). Вектори напруженості електричного \vec{E} й магнітного поля \vec{H} у світловій хвилі взаємно перпендикулярні й коливаються перпендикулярно вектору швидкості \vec{v} , тобто перпендикулярно напрямку поширення хвилі.

Світло являє собою сумарне електромагнітне випромінювання безлічі атомів, що випускають світло незалежно один від одного, з різними фазами й різними орієнтаціями векторів \vec{E} і \vec{H} . Тому орієнтація цих векторів у результируючій хвилі також *хаотично змінюється*.

При вивченні оптичних явищ звичайно всі міркування ведуться відносно *світлового вектора* \vec{E} - вектора напруженості електричного поля. Це обумовлено тим, що при взаємодії світла з речовиною основне значення має електрична складова поля електромагнітної хвилі, що діє на електрони в атомах речовини.

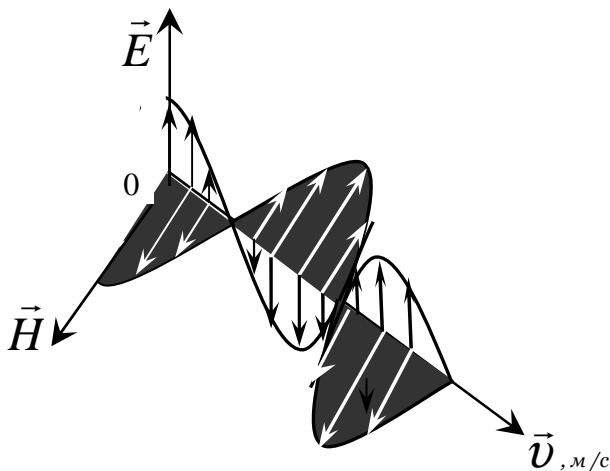


Рисунок 1 – Електромагнітна хвиля

Світло із усілякими рівноймовірними орієнтаціями вектора \vec{E} (як і вектора \vec{H}) називається *природним* (рис. 2, а).

Світло, у якому орієнтація вектора \vec{E} (як і \vec{H}) упорядкована яким-небудь образом і підкоряється деякої закономірності, називається *поляризованим*. Якщо коливання світлового вектора \vec{E} (як і \vec{H}) відбувається тільки в одному певному напрямку, в одній площині, світло називається *лінійно або плоскополяризованим* (рис.1, 2 б). Інтенсивність такого світла I_p дорівнює половині інтенсивності природного світла, тобто $I_p = \frac{1}{2} I_0$.

Плоскополяризоване світло є граничним випадком еліптично поляризованого світла (рис. 2, в), для якого вектор \vec{E} (як і \vec{H}) змінюється згодом так, що його кінець у кожній точці простору описує *еліпс*. Еліпс поляризації вироджується в *пряму* (рис. 2, б), якщо різниця фаз

хвиль, що складаються, дорівнює $\varphi = 0, \pm\pi$. Якщо різниця фаз дорівнює $\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$, а амплітуди хвиль, що складаються, однакові, еліпс поляризації вироджується в окружність (рис. 2, в). У цьому випадку світло називається *поляризованим по колу*

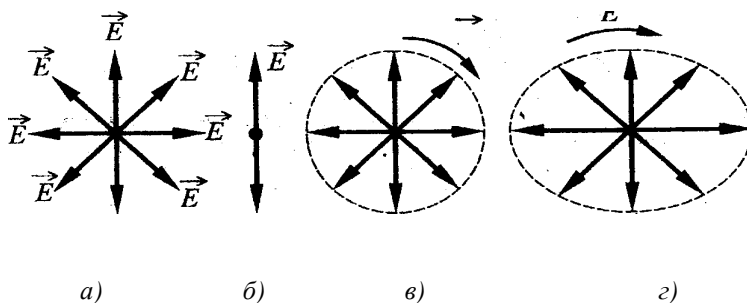


Рисунок 2 – Види поляризації

У плоскополяризованому світлі (рис. 1) площина $\vec{EO}\vec{v}$ називається площиною коливань, а площина $\vec{HO}\vec{v}$ - площиною поляризації світлового вектора \vec{E} .

Природне світло можна перетворити в плоскополяризоване, використовуючи *поляризатори* - пристосування, що пропускають коливання світлового вектора тільки певного напрямку. У якості поляризатора можуть бути використані анізотропні кристали, поляроїдні плівки. Плоскополяризоване світло можна одержати при відбитті від границі двох діелектриків (закон Брюстера).

Структура анізотропних (які мають різні властивості уздовж різних напрямків) кристалів така, що амплітуда змушених коливань електронів під дією світлової хвилі буде різною, залежно від напрямку поширення хвилі усередині такого кристала. У зв'язку із цим виявля-

ються залежними від напрямку в кристалі: діелектрична проникність ϵ , показник заломлення n ($n \cong \sqrt{\epsilon}$), швидкість поширення світла. Заломлюючись у такому кристалі (рис. 3), світловий промінь D_1O_1 розділяється на два плоскополяризовані промені o і e із взаємно перпендикулярними напрямками коливань вектора \vec{E} . Це зветься явищем **подвійного променезаломлення**. Один із променів називається звичайним (o), другий - незвичайним (e).

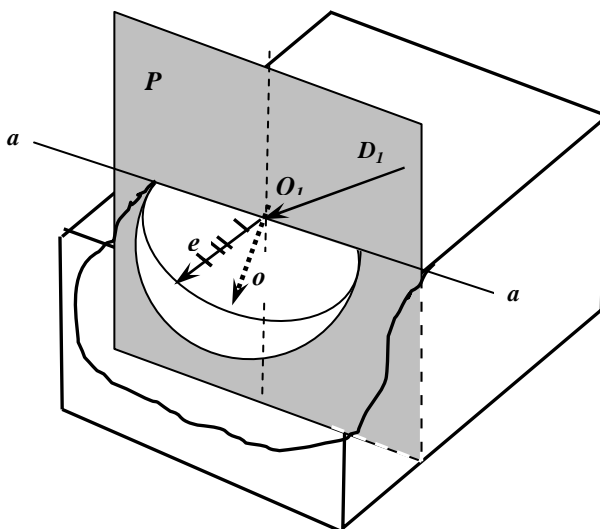


Рисунок 3 – Механізм подвійного променезаломлення

У кожному кристалі існує *напрямок* (один або декілька), у якому подвійне променезаломлення не відбувається, тобто швидкості поширення звичайного й незвичайного променів однакові й не залежать від напрямку вектора \vec{E} . На рис. 3 такий напрямок відповідає прямій $a-a$. Відносно цього напрямку атоми або іони кристалічної ґратки розта-

шовані симетрично. Будь-яка пряма, проведена в такому ж напрямку, називається *оптичною віссю кристала*.

Площина P (рис. 3), що проходить крізь промінь, що падає, нормаль і оптичну вісь, називається *головною*. Напрямки коливання світлового вектора \vec{E} для звичайного променя завжди перпендикулярні (показані точками), а для незвичайного - завжди паралельні (показані рисками) *головній площини кристала*.

Розглянемо механізм подвійного променезаломлення, коли площина падіння променя збігається з головною площиною оптично анізотропного кристала (рис. 3). При будь-якому напрямку звичайного променя в кристалі коливання вектора \vec{E} *завжди перпендикулярні* до оптичної осі і хвильова поверхня *о-променя* перетинається із площиною падіння по окружності. Тому швидкість поширення й показник заломлення для цього променя однакові в усіх напрямках. Коливання вектора \vec{E} в незвичайному промені становлять із оптичною віссю різний кут залежно від напрямку променя. Поверхня хвилі e має в перетині площиною падіння вид еліпса. Відповідно до цього швидкість поширення й показник заломлення для незвичайного променя по різних напрямках різний. Тільки уздовж осі *a-a* еліпс і окружність мають загальний діаметр, тобто обидва промені поширюються уздовж цього напрямку з однаковою швидкістю. Цей напрямок, як було відзначено раніше, - *оптична вісь кристала*.

У деяких подвійно заломлюючих кристалів (наприклад, турмаліну) коефіцієнти поглинання світла для двох взаємно перпендикулярних поляризованих променів (*o* і *e*) сильно відрізняються. Уже при невеликій товщині кристала один із променів гаситься практично повністю, і із кристала виходить тільки один із двох плоскополяризованих

променів. Це явище називається дихроїзмом. Дихроїстичні пластинки - поляроїди виготовляють у вигляді тонких плівок.

Відділення одного плоскополяризованого променя від іншого можна здійснити за допомогою поляризаційних призм. Якщо направити *природне світло* перпендикулярно поверхні поляроїда, наприклад, пластинки турмаліну, вирізаної паралельно оптичній осі PP (рис. 4), то обертання цієї пластинки P (*поляризатора*) навколо осі променя OO' не приведе до зміни інтенсивності поляризованого світла, яке пройшло крізь поляризатор. Амплітуда вектора \vec{E}_p , що характеризує інтенсивність, змінюватися не буде.

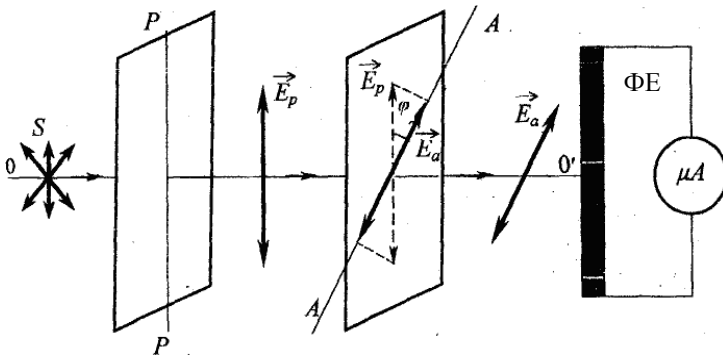


Рисунок 4 – Схема експериментальної установки

Якщо на шляху поляризованого променя поставити другий, ідентичний і паралельний першому поляроїд A (*аналізатор*), то при обертанні одного з них (P або A) навколо осі променя інтенсивність світла, що пройшло крізь другий поляроїд, міняється залежно від кута φ між оптичними осями PP і AA .

Дійсно, з рис. 4 видно, що амплітуда світлового вектора \vec{E} , що пройшов через аналізатор, буде дорівнювати:

$$\vec{E}_a = \vec{E}_p \cos \varphi \quad (1)$$

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди хвилі:

$$I_a = \alpha E_a^2, \quad I_p = \alpha E_p^2 \quad (2)$$

де α - коефіцієнт пропорційності.

Зведемо обидві частини (1) у квадрат і помножимо на α :

$$\alpha E_a^2 = \alpha E_p^2 \cos^2 \varphi. \quad (3)$$

Підставивши (2) в (3) одержимо **закон Малюса**:

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi \quad (4)$$

де I_p - інтенсивність поляризованого світла, що пройшло поляризатор;

I_a - інтенсивність поляризованого світла, що вийшло з аналізатора;

φ - кут між оптичними осями поляризатора і аналізатора.

Перевірку закону Малюса здійснюють на установці, схема якої наведена на рис. 4. Вона включає змонтовані на оптичній лаві: джерело природного світла (освітлювач) **S**, два поляроїда (поляризатор **P** і аналізатор **A**), які можуть обертатися навколо осі OO' . Один із поляризаторів має транспортер. При обертанні одного з поляризаторів зміна інтенсивності світла фіксується фотоелементом **ФЕ**, з'єднаним з мікроамперметром **МА**. Оскільки фотострум пропорційний інтенсивності світла ($i_{\varphi} \sim I_a$), то по його зміні можна судити про інтенсивність світла, що вийшло з аналізатора.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач.

2. Полярійд з транспортиром (наприклад, аналізатор) установити так, щоб показчик кута повороту збігся з оцінкою 0° . Інший полярійд (поляризатор) повертати навколо осі OO' доти, поки струм, який фіксує мікроамперметр, досягне *максимального* значення. У цьому випадку, відповідно до закону Малюса (4), кут φ між оптичними осями поляризатора й аналізатора дорівнює нулю, тобто площини PP і AA збігаються.

3. Повертаючи тільки аналізатор, тобто змінюючи кут φ від 0 до 180° через кожні 10° , за допомогою мікроамперметра (або приладу, що вимірює інтенсивність світла) фіксувати величину фотоструму, пропорційну *експериментальному* значенню інтенсивності світла, що вийшло з аналізатора. Результати занести в таблицю 1.

4 Занести в таблицю 1 результати *теоретичного* розрахунку за *законом Малюса* (4) інтенсивності світла, що вийшло з аналізатора. У якості I_p взяти експериментальне значення фотоструму $i_{експ}^{max}$ при $\varphi = 0^\circ$

$$(i_{теор} = i_{експ}^{max} \cdot \cos^2 \varphi)$$

5. За даними таблиці в одній координатній сітці побудувати графіки залежності експериментального $i_{експ}$ і теоретичного $i_{теор}$ фотоструму від $\cos^2 \varphi$.

6. Зробити висновок про збіг графіків і справедливість закону Малюса.

Таблиця 1 - Результати вимірювань та обчислень

φ°	$\cos^2\varphi$	Значення фотоструму	
		експериментальне $i_{\text{експ}}$	теоретичне $i_{\text{теор}} = i_{\text{експ}}^{\text{max}} \cdot \cos^2 \varphi$
0°		$i_{\text{експ}}^{\text{max}} =$	
10°			
20°			
30°			
...			
...			
...			
...			
180°			

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що собою представляє світло з погляду хвильової теорії?
2. Чим відрізняється плоскополяризоване світло від природного?
3. Які існують способи одержання плоскополяризованого світла?
4. Який механізм подвійного променезаломлення? У яких речовинах і при яких умовах це явище можливо?
5. Що таке оптична вісь, головна оптична площина кристала?
6. Чим відрізняється звичайний промінь від незвичайного променя при подвійній променезаломлюваності?
7. Що таке поляроїди, яке їхнє призначення?
8. Як провести аналіз поляризованого світла?
9. Виведіть закон Малюса.
10. Яке співвідношення між інтенсивностями природного і поляризованого світла?

Лабораторна робота № 505

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ І ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ ЦУКРУ

Мета роботи: вивчення явища обертання площини поляризації, визначення концентрації розчину цукру.

Прилади і обладнання: цукрометр, набір трубок з розчинами цукру відомої концентрації, трубка з розчином невідомої концентрації.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної фізики "Поляризація світла" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Явище поляризації світла, поняття плоскополяризованого й поляризованого по колу світла, явище подвійної променезаломлюваності й поляризація світла при проходженні через анізотропні речовини були розглянуті раніше в лабораторній роботі № 504.

При проходженні плоскополяризованого світла через деякі кристали (кварц, кіновар, цукор, пластмаси) і розчини органічних речовин (скипидар, розчин цукру у воді та ін.) спостерігається *обертання площини коливання світлового вектора \vec{E}* , або, як прийнято говорити, *обертання площини поляризації*. Такі речовини називаються *оптично активними*. Залежно від напрямку обертання площини поляризації речовини можуть бути *правообертальними* або *лівообертальними*. Багато речовин, наприклад кварц, існують у двох модифікаціях.

В оптично активних розчинах кут повороту φ площини поляризації пропорційний шляху l променя в розчині і концентрації активної речовини C

$$\varphi = k \cdot C \cdot l, \quad (1)$$

де k - питоме обертання (кут повороту площини поляризації на одиницю довжини шляху променя при концентрації розчину, що дорівнює одиниці).

Величина k залежить від природи оптично активної речовини, дуже слабко від температури. Вона приблизно обернено пропорційна квадрату довжини хвилі світла.

Основи теорії обертання площини поляризації були закладені Френелем. По його теорії лінійно поляризоване світло можна представити як суперпозицію двох поляризованих по колу хвиль із однаковими частотами й амплітудами, одна з яких поляризована вправо, а інша - уліво. Ці хвилі поширюються з різними швидкостями (v_{np} і $v_{л}$).

Для правообертальних речовин $v_{np} > v_{л}$, а для лівообертальних речовин $v_{np} < v_{л}$. Ці розходження у швидкості поширення обумовлені асиметрією молекул в оптично активних рідинах або асиметричним розміщенням атомів в оптично активних кристалах.

У даній лабораторній роботі поляризацію світла і її аналіз виконують за допомогою двох *поляризаційних призм Ніколя* (поляризатора й аналізатора). Кожна з них (рис. 1) являє собою подвійну призму з ісландського шпату (подвійнозаломлюючого природного матеріалу), яка склеєна уздовж лінії BD канадським бальзамом з показником заломлення $n_{\delta}=1,55$. Оптична вісь OO' призми становить із вхідною гранню кут 48° . На передній грані призми природний промінь, паралельний

ребру AD , роздвоюється на два промені - звичайний ($n_o = 1,66$) і незвичайний ($n_e = 1,51$)

Звичайний промінь, падаючи на площину BD під кутом, більшим граничного (див. лаб. раб. №501), перетерплює повне внутрішнє відбиття (канадський бальзам для нього є середовищем з оптично меншою густиною), а потім поглинається зачерненою бічною поверхнею AD . Незвичайний промінь, для якого $n_e < n_o$, виходить із призми лінійно поляризованим. Напрямок коливання світлового вектора в незвичайному промені показаний на рис. 1 рисками, а у звичайному - точками.

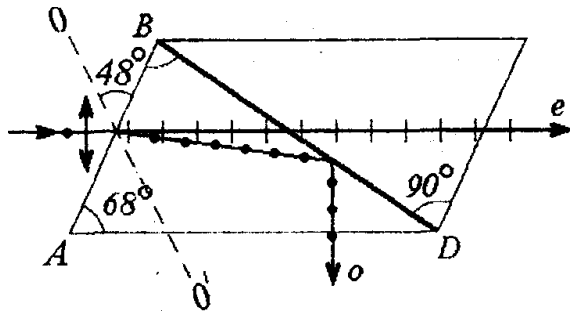


Рисунок 1 – Призми Ніколя

Якщо між двома *схрещеними ніколями* P і A (площини коливань світлового вектора \vec{E} першого й другого ніколей перпендикулярні й вони не пропускають світло) розташувати оптично активну речовину в трубці T , то поле зору світлішає. Кут повороту площини поляризації при проходженні через оптично активну речовину дорівнює куту, на який необхідно повернути аналізатор для відновлення темряви. Цей метод покладений в основу дії приладу *поляриметра*, або *цукрометра*, призначеного для визначення концентрації розчину цукру.

На рис. 2 наведена оптична схема цукрометра: **S** - джерело світла, **P** - поляризатор (призма Ніколя), **П** - напівтіньова пластинка, **T** - камера для трубок з оптично активним розчином цукру, **K** - кварцовий компенсатор, **A** - аналізатор (друга призма Ніколя). Прилад має окуляр для спостереження поля зору й окуляр для спостереження шкали відліку кута повороту площини поляризації.

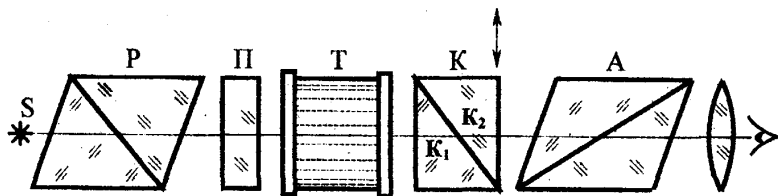


Рисунок 2 – Оптична схема експериментальної установки

Напівтіньовий пристрій **П** застосовується в даному приладі для підвищення точності установки аналізатора не на темряву, а на *рівність освітлення* двох половин поля зору досліджуваного променя. Напівтіньова пластинка (рис. 3) складається із двох половинок: скляної **C** і кварцової **K**; **AB** - границя скла й кварцу.

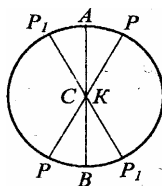


Рисунок 3 – Напівтіньова пластинка

Припустимо, що на пластинку падає монохроматичне плоскополяризоване світло с площиною коливань PP . Через скляну пластинку світло пройде не змінивши площини коливань, а через кварцову пластинку вийде з новим напрямком площини коливань P_1P_1 (кварц -

оптично активна речовина). Якщо потім пропустити обидва промені через аналізатор, у якого площина коливань, наприклад, перпендикулярна PP , то промінь лівої половини поля зору S буде погашений і поле зору в цій половині буде темне, тоді як частина світла правої половини буде пропущена аналізатором і поле цієї половини буде світле. Якщо площина коливань, що пропускаються аналізатором, перпендикулярна P_1P_1 , то буде зворотнє явище. У середньому положенні аналізатора, при якому обидві половини поля зору будуть однаково освітлені, одержимо «нульову точку».

Якщо помістити трубку T з розчином цукру в камеру цукрометра між напівтіньовою пластинкою Π і аналізатором (рис.2), попередньо встановленим на нульову точку, рівномірна освітленість поля зору порушується. *Кут, на який треба повернути аналізатор, щоб досягти первісної однакової освітленості двох половин поля зору, дорівнює куту повороту φ площини поляризації оптично активним розчином* (1)

Для виміру кута φ при користуванні джерелом білого світла вводять спеціальне пристосування - *кварцовий компенсатор K* (рис. 2). Він складається із двох клинів, зроблених з *лівообертального* кварцу. Один клин K_1 нерухливий, другий K_2 - рухливий. Переміщаючи K_2 відносно K_1 , можна змінювати товщину K і, отже, величину лівого обертання площини поляризації (1), що дається кварцовими клинами K_1 і K_2 (їхньою загальною товщиною).

Оскільки розчин цукру обертає площину поляризації *вправо* (за годинниковою стрілкою), то це обертання компенсується лівим обертанням кварцового компенсатора K , питоме обертання якого приблизно таке ж, як у цукру для всіх довжин хвиль білого світла.

Рухливий клин K_2 кварцового компенсатора переміщається разом зі шкалою. Лінійне переміщення цього клина пропорційно куту обертання площини поляризації розчином цукру. Шкала приладу градуєвана в кутових одиницях, які мають назву градуси Вентцке (1° Вентцке = 0,328 кутового градуса). Для більш точного відліку шкала має ноніус.

По виміряному куту φ повороту площини поляризації і при відомих значеннях сталої приладу k , довжини l трубки з розчином цукру, можна визначити його концентрацію C . Зі співвідношення (1) :

$$C = \frac{\varphi}{k \cdot l}. \quad (2)$$

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач у мережу.
2. Установити окуляр поля зору й розташований над ним окуляр шкали цукрометра по оку спостерігача так, щоб у першому було чітко видно вертикальну лінію, що розділяє поле зору на два півкола, а в другому - штрихи й цифри шкали компенсатора і ноніуса.
3. Зробити установку поляризатора на нуль, повільно обертаючи голівку кремальєрної передачі. При цьому в окулярі поля зору виходить рівна освітленість обох півкіл поля зору, а в окулярі шкали цукрометра нуль шкали й нуль ноніуса повинні збігтися.
4. Візуально переконатися, що в трубках з розчинами цукру немає пухирців повітря.
5. У цукрометр помістити трубку з розчином цукру відомої концентрації C_I , при цьому рівна освітленість поля зору порушується. За

допомогою кремальєрної передачі знову домогтися рівної освітленості поля зору й взяти відлік кута φ_1 по шкалі, спостережуваної в окулярі шкали цукрометра (відносно нерухливої шкали ноніуса). Результат занести в таблицю 1.

6. Повторити п. 3 і п.5 для всіх трубок з відомими концентраціями розчинів цукру.

7. З формули (1) одержати вираз для сталої приладу k . Обчислити й записати в таблицю її значення для розчинів відомої концентрації при довжині трубки з розчином $l = 20 \text{ см}$. Знайти середнє арифметичне значення сталої приладу

$$k_{cp} = \frac{k_1 + k_2 + k_3 + \dots + k_n}{n} \quad (3)$$

8. Помістити в цукрометр трубку з розчином цукру невідомої концентрації й зробити вимір кута φ_x згідно п. 3 і 5. По формулі (2) обчислити невідому концентрацію C_x розчину цукру, використовуючи середнє значення сталої приладу k_{cp} і довжину шляху променя в цьому розчині l (п. 7).

Таблиця 1 - Результати вимірювань та обчислень

$C, \%$				C_x
φ°				
$k, \frac{\text{град}}{\text{см} \cdot \%}$				X
$k_{cp}, \frac{\text{град}}{\text{см} \cdot \%}$	X	X	X	

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що собою представляє світло з погляду хвильової теорії?
2. Яке світло називається: природним, поляризованим, плоскополяризованим, поляризованим по колу (*дивися лаб. роб. № 504*)?
3. У чому полягає явище подвійного променезаломлення? Чим відрізняється звичайний промінь від незвичайного (*дивися лаб. роб. № 504*)?
4. Як улаштована поляризаційна призма Ніколя?
5. У чому полягає явище обертання площини поляризації? Пояснення цього явища по Френелю. Які речовини називаються оптично активними? Наведіть приклади таких речовин.
6. Від чого залежить кут повороту площини поляризації?
7. Яка оптична схема цукрометра, яке призначення її елементів?

Лабораторна робота № 506

ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА ЗА ДОПОМОГОЮ ОПТИЧНОГО ПІРОМЕТРА

Мета роботи: ознайомлення з одним з оптичних методів виміру температури й визначення сталої в законі Стефана-Больцмана.

Прилади і обладнання: лампа накаливання з вольфрамовою ниткою, реостат, амперметр, вольтметр, оптичний пірометр, трансформатор, випрямляч.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної

фізики "Теплове випромінювання і його характеристики", "Закони теплового випромінювання" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Електромагнітне випромінювання всіх довжин хвиль обумовлюється коливаннями електричних зарядів (електронів, іонів), що входять до складу речовини. Випромінювання тіла супроводжується втратою енергії. Для того щоб забезпечити можливість тривалого випромінювання енергії, необхідно поповнювати її збиток. У протилежному випадку випромінювання буде супроводжуватися якими-небудь змінами усередині тіла, і стан випромінюючої системи буде безупинно змінюватися. Зазначені процеси можуть бути досить різноманітними, отже, можуть бути різними характер і вид випромінювання.

Електромагнітне випромінювання, що обумовлене збудженням атомів або молекул тіла внаслідок їхнього теплового руху, тобто їхньою внутрішньою енергією, називається *теповим (температурним) випромінюванням*. Це випромінювання є властивим для всіх тіл, що мають температуру вище 0°K .

Тільки теплове випромінювання є *рівноважним*. Якщо розмістити нагріте тіло в порожнину з ідеально відбиваючими стінками, між тілом і випромінюванням установлюється рівновага, тобто тіло в одиницю часу буде поглинати стільки ж енергії, скільки й випромінювати.

Інтенсивність теплового випромінювання і його спектральний склад залежать від температури, хімічної природи й агрегатного стану нагрітого тіла.

Всі розжарені тверді й рідкі тіла дають суцільний спектр випромінювання (у спектрі присутні хвилі всіх довжин).

Характеристики теплового випромінювання

Спектральна випромінювальна здатність тіла $r_{\nu,T}$ - потужність випромінювання з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі частот (або довжин хвиль) одиничної ширини

$$r_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{випр}}{d\nu}, \quad (1)$$

де $dW_{\nu,\nu+d\nu}^{випр}$ - потужність електромагнітного випромінювання, що випромінюється з одиниці поверхні тіла в інтервалі частот від ν до $\nu+d\nu$.

Інтегральна випромінювальна здатність (енергетична світність) R_T - потужність електромагнітного випромінювання, що випромінюється з одиниці поверхні тіла у всьому діапазоні частот (або довжин хвиль).

Інтегральна й спектральна випромінювальна здатність зв'язані співвідношенням

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu.$$

Спектральна поглинальна здатність тіла $a_{\nu,T}$ - це безрозмірна величина, що показує, яку частку енергії падаючого випромінювання в інтервалі частот від ν до $(\nu+d\nu)$ тіло поглинає

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{погл}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{наб}} \quad (2)$$

Тіло, здатне поглинати повністю при будь-якій температурі все падаюче на нього випромінювання будь-якої частоти, називається *абсолютно чорним (а.ч.т.)*. *Поглинальна здатність (2) а.ч.т. для всіх*

частот (або довжин хвиль) і температур $a_{\nu,T} = 1$. Абсолютно чорних тіл у природі не існує. Тіло, близьке до *а.ч.т.* по своїх властивостях, можна створити штучно.

Для реальних («сірих») тіл *поглинальна* здатність однакова для всіх частот і залежить тільки від температури, матеріалу й стану поверхні тіла. Для них $a_{\nu,T} = a_T = \text{const} < 1$.

Закони теплового випромінювання.

Закон Кірхгофа. Відношення спектральної світності до спектральної поглинальної здатності тіла не залежить від природи тіла, воно є для всіх тіл універсальною функцією частоти (довжини хвилі) і температури

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = r_{\nu,T}^{a.c.t.} \quad (3)$$

Універсальна функція Кірхгофа $r_{\nu,T}^{a.c.t.}$ - є не що інше, як спектральна випромінювальна здатність *а.ч.т.*, тому що для нього $a_{\nu,T} = 1$.

Закон Стефана-Больцмана. Інтегральна випромінювальна здатність (енергетична світність) *а.ч.т.* пропорційна четвертому ступеню його термодинамічної температури

$$R_T = \sigma \cdot T^4 \quad (4)$$

де $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-8} \text{ Вт / (м}^2 \cdot \text{К}^4)$ - коефіцієнт пропорційності, який носить назву *сталі Стефана-Больцмана*.

Якщо випромінювання відбувається в середовищі, що має температуру T_0 , то віддача тілом тепла (енергії) Q в одиницю часу з оди-

ниці площі поверхні за законом Стефана-Больцмана

$$Q = \sigma(T^4 - T_0^4) \quad (5)$$

Закон зміщення Віна (перший закон Віна). Довжина хвилі λ_{\max} , що відповідає максимальній спектральній світності а.ч.т., обернено пропорційна його абсолютній температурі (рис.1):

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

де $b = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – стала Віна.

Другий закон Віна. Максимальна спектральна випромінювальна здатність а.ч.т. пропорційна п'ятому ступеню абсолютної температури

$$(r_{\nu,T})_{\max} = b_2 T^5,$$

де $b_2 = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Вт} / (\text{м}^3 \text{ К}^5)$.

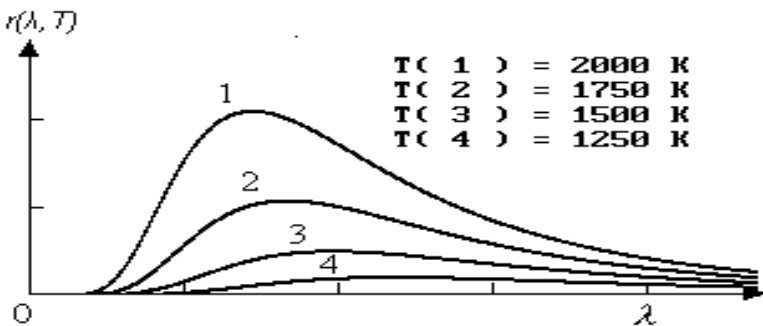


Рисунок 1 – Закон зміщення Віна

Формула Планка. На основі квантових уявлень про випромінювання й поглинання електромагнітного випромінювання атомами й молекулами тіл аналітичний вираз універсальної функції Кірхгофа, отриманий Планком, має вигляд

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (6)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка.

Сукупність методів виміру високих температур, заснованих на законах теплового випромінювання, зокрема на використанні залежності світності тіла від його температури, називається *оптичною пірометрією*. Прилади, які застосовуються в оптичній пірометрії, називаються пірометрами випромінювання. Вони бувають двох видів: радіаційні й оптичні. У радіаційних пірометрах реєструється інтегральне теплове випромінювання досліджуваного нагрітого тіла. В оптичних пірометрах - випромінювання в якому-небудь вузькому інтервалі частот (довжин хвиль) тобто монохроматичне випромінювання.

Яскравісна температура T_j , яка вимірюється оптичними пірометрами - це така температура а.ч.т., при якій його спектральна випромінювальна здатність (випромінювальна здатність для певної частоти випромінювання ν_0) дорівнює спектральній світності досліджуваного тіла для тієї ж частоти.

Урахуємо, що $a(\nu_0, T) = r(\nu_0, T_j) / r(\nu_0, T)$. Оскільки для всіх «сірих» тіл $a(\nu_0, T) < 1$, то $r(\nu_0, T_j) < r(\nu_0, T)$, отже, $T_j < T$.

За допомогою яскравісної температури можна обчислити істинну температуру T , при цьому треба знати поглинальну здатність тіла при тій же частоті випромінювання й саму частоту ν_0 .

Методика виміру температури оптичним пірометром

За допомогою об'єктива **O** пірометра (рис. 2) зображення випромінюючої поверхні **S** нагрітого тіла, температуру якого необхідно визначити, з'єднуємо з фокальною площиною нитки розжарення лампи пірометра L_n . Яскравість розжарення цієї нитки регулюється реостатом R_n , розміщеним у пірометрі.

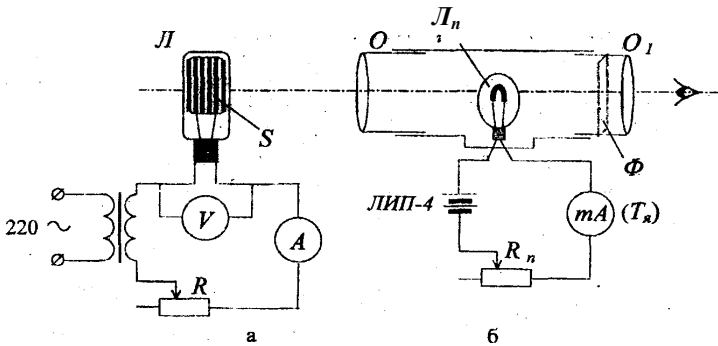


Рисунок 2 – Експериментальна установка

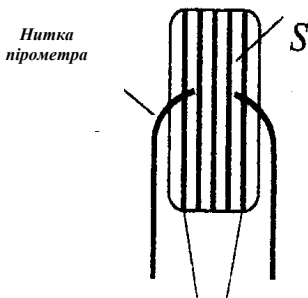


Рисунок 3 – Метод вимірювання
яскравісної температури

Керування реостатом здійснюється за допомогою рифленого кільця, розташованого на корпусі пірометра поблизу вимірювальної шкали. Випромінююча поверхня **S** і зображення нитки розжарення лампи L_n спостерігаються через окуляр O_1 . Для виділення монохроматичного випромінювання, що

відповідає довжині хвилі червоного світла $\lambda_0 = 660$ нм, ставлять червоний світлофільтр Φ .

Обертанням рифленого кільця підбирається таке значення сили струму через пірометричну нитку, при якому для довжини хвилі λ_0 її випромінювальна здатність дорівнює випромінювальній здатності досліджуваного тіла L . При виконанні цієї умови нитка пірометра (або її частина) не буде виділятися на фоні випромінюючої поверхні тіла S (рис. 3).

Міліамперметр пірометра градуирований у градусах Цельсія по випромінюванню абсолютно чорного тіла тієї ж довжини хвилі λ_0 . Таким чином, пірометр покаже *яскравісну температуру*.

У даній лабораторній роботі використовується оптичний пірометр ОПР-9. Він має шкалу із двома межами вимірів: 800 -1400 °С і 1200 – 2000 °С. При вимірі температур вище 1400 °С у цілях збереження незмінності характеристик лампи пірометра необхідно в оптичну схему пірометра вводити димчастий світлофільтр, що послабляє, а відлік температур при цьому робити по шкалі 1200 - 2000 °С.

Отримання розрахункової формули

В якості досліджуваного тіла в роботі використовується лампа накалювання L (рис. 2) з вольфрамовою ниткою. Її випромінювання близьке до випромінювання *а.ч.т.*

Потужність випромінювання P с площі поверхні S нитки при кімнатній температурі T_0 відповідно до закону Стефана-Больцмана (4) і співвідношенню (5) дорівнює

$$P = R_T \cdot S = Q \cdot S = \sigma(T^4 - T_0^4) \cdot S \quad (7)$$

З іншої сторони потужність випромінювання нитки накалювання дорівнює потужності електричного струму $P_{\text{ел}}$, який споживається нею

$$P_{\text{ел}} = IU, \quad (8)$$

де I , A - сила струму.

U , B - напруга в ланцюзі лампи L (рис. 1, а).

Дорівняємо (7) і (8), звідки одержимо розрахункову формулу для визначення чисельного значення сталой Стефана-Больцмана

$$\sigma = \frac{IU}{S(T^4 - T_0^4)}. \quad (9)$$

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися із пристроєм пірометра (інструкція в лабораторії).

2. Перевірити електричне коло лампи накалювання L (рис. 2, а).

3. Підготувати оптичний пірометр до проведення вимірів, для чого:

а) повертаючи рифлене кільце пірометра вліво до упору ввести весь опір пірометра R_n ;

б) включити пірометр у мережу;

в) поступово повертаючи рифлене кільце пірометра за годинниковою стрілкою довести розжарення нитки пірометра приблизно до температури 1000°C по вимірвальній шкалі пірометра;

г) пересуваючи тубус окуляра O_1 домогтися різкого зображення нитки пірометра.

4. За допомогою реостата R у ланцюзі досліджуваної лампи накаливання L установити на амперметрі A мінімальне значення сили струму (див. на лабораторному стенді).

5. Для одержання світла однієї довжини хвилі ввести червоний світлофільтр Φ , що є в окулярі O_1 . Ще раз перевірити фокусування нитки пірометра.

6. Направити об'єктив пірометра O на досліджувану розжарену нитку лампи L . При спостереженні через окуляр пірометра зображення досліджуваної нитки й нитки пірометра повинні частково накладатися (рис. 3). Фокусування зображення досліджуваної нитки досягається обертанням тубуса об'єктива O .

7. Регулюючи силу струму пірометричної нитки рифленим кільцем, домогтися «зникнення» ділянки на зображенні розжареної спіралі досліджуваної лампи (рис. 3). Ця ділянка здається темною на фоні спіралі лампи L , коли температура (яскравість) пірометричної нитки менше температури спіралі, і більш світлою на фоні спіралі, коли температура (яскравість) пірометричної нитки більша за температуру спіралі лампи.

8. Визначити по шкалі пірометра яскравісну температуру t_n нитки лампи.

9. Оскільки досліджувана вольфрамова нитка не є абсолютно чорним тілом, то для визначення дійсної температури необхідно вводити поправку Δt . Вона визначається за графіком у лабораторії. Дійсна температура волоска лампочки накаливання $t = (t_n + \Delta t) ^\circ C$, а по шкалі Кельвіна

$$T = (t + 273) \text{ }^0\text{K} \quad (10)$$

10. Зробити виміри яскравісної температури (п.7, 8) і обчислити по формулі (10) дійсну температуру нитки досліджуваної лампи накаливання ще для двох значень сили струму (див. вказівки на лабораторному стенді). Відзначити відповідні значення напруги на цій лампі. Результати занести в таблицю 1.

11. По формулі (9) розрахувати величину сталої Стефана-Больцмана, її середнє арифметичне значення, абсолютну й відносну погрішності виміру.

12. У висновку порівняти отриманий результат з табличним значенням.

Таблиця 1 - Результати вимірів і обчислень

$N_{\text{д}}$ n/n	I , А	U , В	$t_{\text{я}}$, ^0C	Δt , ^0C	$T_{\text{д}}$, К	σ , Вт/(м ² К ⁴)	Результати розрахунку погрішності
1							$\sigma_{\text{ср}} =$ $P =$ $t_{n,p} =$ $\Delta\sigma =$ $\varepsilon =$
2							
3							
$(\sigma_{\text{ср}} \pm \Delta\sigma)$, Вт/(м ² К ⁴)							

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що являє собою теплове випромінювання тіл? У чому полягає та чим обумовлена рівноважність теплового випромінювання?
2. Яке тіло називається абсолютно чорним, «сірим»?
3. Що таке спектральна випромінювальна здатність і поглинальна здатність тіла?
4. Як зв'язані інтегральна випромінювальна здатність тіла і його спектральна випромінювальна здатність?
5. Як формулюються закони: Кірхгофа, Стефана-Больцмана, закони Віна? Що виражає формула Планка?
6. Який вид має крива, що характеризує спектр випромінювання абсолютно чорного тіла при даній температурі?
7. Що розуміється під яскравісною температурою, чи дорівнює вона дійсній?
8. У чому полягає принцип виміру температури оптичним пірометром?
9. Як визначити потужність, яку випромінює спіраль як абсолютно чорне тіло, і потужність електричного струму, яку споживає та ж сама спіраль?
10. Виведіть розрахункову формулу для визначення сталої Стефана-Больцмана.

Лабораторна робота № 507

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТА

Ціль роботи - вивчення законів зовнішнього фотоелефекта й визначення роботи виходу електронів.

Прилади і обладнання: гелій-неоновий лазер; поляризатор, фотоелемент Ф-28, джерело живлення, мікроамперметр, вольтметр.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: при підготовці до лабораторної роботи необхідно проробити розділи курсу загальної фізики "Фотоелефект і його закони" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу й опис установки

Електромагнітне випромінювання має *подвійну корпускулярно-хвильову природу*. З одного боку, воно має хвильові властивості, що обумовлюють явище інтерференції, дифракції, поляризації, а з іншої - являє собою *потік локалізованих у просторі дискретних світлових квантів - фотонів*. По квантовій теорії Ейнштейна фотонами, тобто окремими порціями енергії, світло випромінюється, поширюється в просторі і поглинається речовиною. Для монохроматичного випромінювання із частотою ν всі фотони мають однакову енергію

$$\varepsilon = h \nu, \quad (1)$$

де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постійна Планка.

Швидкість фотонів дорівнює швидкості поширення світла у вакуумі ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

При взаємодії світла з речовиною може спостерігатися фотоелектричний ефект. Існує *три види фотоелектричного ефекта*:

зовнішній, котрий полягає у випускненні електронів речовиною під дією електромагнітного випромінювання;

внутрішній, у результаті якого електрони в напівпровідниках і діелектриках переходять зі зв'язаних станів у вільні без вильоту назовні, збільшуючи тим самим електропровідність цих матеріалів;

вентильний, результатом якого є виникнення електрорушійної сили на межі двох напівпровідників різної провідності (або металу й напівпровідника) при відсутності зовнішнього електричного поля.

Зовнішній фотоелектричний ефект можна розглядати як процес, що відбувається в три етапи:

- поглинання фотона і перехід електрона у твердому тілі в збуджений стан (з більшою енергією), причому, кожний фотон поглинається тільки одним електроном;

- рух збудженого електрона всередині тіла до границі з вакуумом (при цьому електрон може втратити частину своєї енергії за рахунок непружних зіткнень);

- перехід електрона через границю метал - вакуум.

Якщо енергія, отримана електроном у результаті взаємодії з фотоном, більше величини, необхідної для його виходу за межі матеріалу, електрон буде продовжувати рух у вакуумі з деякою швидкістю щодо поверхні тіла. Таким чином, *енергія кванта йде на здійснення роботи, щоб вирвати електрон з металу, і надання електрону, що вилітає, кінетичної енергії*.

Рівняння, що виражає закон збереження енергії для такого процесу, називається **рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоелефекта**

$$\varepsilon = A_{\text{вих}} + \frac{mv^2}{2}, \quad (2)$$

де ε - енергія фотона (1);

$A_{\text{вих}}$ - робота виходу електрона з металу;

$\frac{mv^2}{2}$ - кінетична енергія фотоелектрона, що *вилітає*;

m і v - маса й швидкість фотоелектрона.

Робота виходу електрона - мінімальне значення енергії, необхідної для виходу його з металу. Для граничного випадку фотоелефекта, коли швидкість фотоелектрона щодо поверхні покинутого матеріалу дорівнює нулю, можна записати

$$h\nu_{\min} = A_{\text{вих}}, \quad (3)$$

Виразення (3) визначає поріг фотоелефекта, його «червону границю» - мінімальну частоту ν_{\min} або максимальну довжину хвилі λ_{\max} , при якій можливий фотоелефект. Вона дорівнює

$$\nu_{\min} = \frac{A_{\text{вих}}}{h} \quad \text{або} \quad \lambda_{\max} = \frac{ch}{A_{\text{вих}}}. \quad (4)$$

Закони зовнішнього фотоелефекта (закони А.Г.Столетова):

1. Число фотоелектронів, що вилітають в одиницю часу з одиниці поверхні при $\nu = \text{const}$, пропорційно інтенсивності падаючого

потоків випромінювання. Цей закон підтверджується збільшенням фотоструму насичення (дивися нижче, рис. 2).

2. Максимальна початкова швидкість (як і кінетична енергія) фотоелектронів лінійно залежить від частоти падаючого світла й не залежить від його інтенсивності.

3. Для кожної речовини існує «червона границя» (4), що залежить від хімічної природи речовини й стану його поверхні, нижче якої світло будь-якої інтенсивності фотоефекта не викликає.

Фотоефект використовується у *фотоелементах* - приладах, що перетворюють енергію електромагнітного випромінювання в електричну. Розрізняють фотоелементи із зовнішнім фотоефектом (так звані вакуумні або газонаповнені), із внутрішнім фотоефектом (фоторезистори) і вентильні фотоелементи з запираючим шаром .

Вакуумний фотоелемент являє собою скляний балон низького тиску, внутрішня поверхня якого (за винятком віконця для доступу випромінювання) покрита фоточутливим шаром, що служить фотокатодом. Анод у вигляді кільця або сітки, розміщується в центрі балона. Вибір матеріалу фотокатода визначається робочою областю спектра: для реєстрації видимого світла й інфрачервоного випромінювання використовується киснево-цезієвий катод, для реєстрації ультрафіолетового випромінювання й короткохвильової частини видимого світла - сурм'яно[^]-цезієвий катод.

При висвітленні фотокатода K світлом, що містить довжини хвиль, здатні вирвати електрони, по колу (рис. 1) піде струм. Його величина залежить від інтенсивності й спектрального складу падаючого світла. Фотоелектрони, що покинули катод, можуть управлятися елек-

тричним полем, прикладеним між катодом K і анодом A від зовнішнього джерела B за допомогою потенціометра R .

При вивченні залежності фотоструму I (мал. 2), що виникає при опроміненні металу потоком монохроматичного світла, від різниці потенціалів U між електродами (така залежність називається вольт-амперною характеристикою фотоструму - ВАХ), встановлено, що:

- 1) фотострум виникає не тільки при $U = 0$, але й при $U < 0$;
- 2) фотострум відмінний від нуля до строго певного для даного металу негативного значення різниці потенціалів U_3 , яке називається затримуючий потенціал.

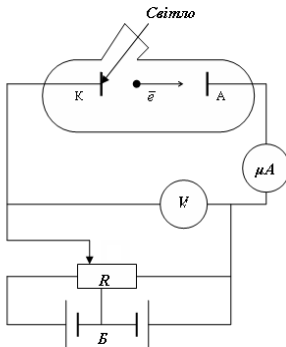


Рисунок 1 – Експериментальна установка

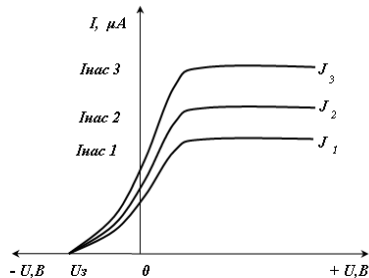


Рисунок 2 – Вигляд експериментальних залежностей

3) величина U_3 не залежить від інтенсивності падаючого світла. При $U=U_3$ жоден з електронів, що навіть володіє при вильоті з катода максимальною швидкістю v_{max} , не може перебороти затримуючого поля й досягти анода, тобто

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_3, \quad (5)$$

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

З врахуванням (5) рівняння Ейнштейна (2) для фотоэффекта можна записати як $h\nu = A_{\text{вих}} + eU_3$, звідки **розрахункова формула** для визначення роботи виходу електрона з матеріалу фотокатода

$$A_{\text{вих}} = h\nu - eU_3 \quad (6)$$

4) фотострум росте зі зменшенням абсолютного значення U_3 ;

5) з ростом U фотострум поступово зростає, тобто все більше число електронів досягає анода. Пологий характер кривих показує, що електрони вилітають із катода з різними швидкостями. Максимальне значення струму $I_{\text{нас}}$ (струму насичення) визначається таким значенням U , при якому всі електрони, які вилітають з катода, досягають анода: $I_{\text{нас}} = en$, де n - число електронів, що вилітають з катода за 1 с.

6) величина $I_{\text{нас}}$ росте зі збільшенням інтенсивності падаючого світла;

7) величина U_3 залежить від частоти падаючого світла;

8) швидкість вирваних фотоелектронів не залежить від інтенсивності світла, а залежить тільки від його частоти.

Фотоелементи - це безінерційні прилади, для яких спостерігається строга пропорційність між фотострумом і інтенсивністю падаючого випромінювання. Це дозволяє використовувати їх як фотометричні прилади для контролю, керування й автоматизації різних процесів, для сигналізації й локації в області невидимого випромінювання, у техніці звукового кіно, у різних системах зв'язку.

У даній лабораторній роботі досліджується залежність фотоструму I від величини прикладеної до фотоелемента напруги U (ВАХ фотоелемента) при різних інтенсивностях J падаючого на фотокатод монохроматичного випромінювання, а також визначається робота ви-

ходу електрона для матеріалу фотокатода.

Всі деталі установки розташовуються на оптичній лаві. Як джерело монохроматичного випромінювання ($\lambda = 632,8$ нм) використовується гелій-неоновий лазер з лінійно поляризованим випромінюванням. Для зміни його інтенсивності використовується поляризатор (див. *лаб. роб. 504*), закріплений і розташований між лазером і досліджуванним фотоелементом Ф-28, Регулювання напруги, спостереження й вимір фотоструму виконуються за допомогою вимірювального блоку.

Порядок виконання роботи

1. Включити лазер (дивися вказівки на лабораторному стенді). Направити лазерний промінь через центр поляризатора у вікно фотоелемента.

2. Обертаючи поляризатор, установити його так, щоб світло мало максимальну інтенсивність. За законом Малюса (див. *лаб. роб. № 504*) для плоскополяризованого світла, що пройшло поляризатор,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha,$$

де I_0 - інтенсивність поляризованого, у нашій випадку лазерного випромінювання. Тоді $I = I_{max}$ при $\alpha = 0^0$ на поляризаторі.

3. На вимірювальному блоці поставити ручку регулювання напруги в крайнє ліве положення. Забезпечити *пряме включення фотоелемента*, для чого нажати кнопку «мінус» (на фотокатоді). У цьому режимі роботи межа виміру вольтметра **50 В**. Включити вимірювальний блок.

4. Збільшуючи напругу зняти вольт-амперну характеристику (ВАХ) фотоелемента до одержання декількох постійних значень струму насичення $I_{нас1}$. Результати занести в таблицю 1.

5. Повторити п.4 при двох інших значеннях інтенсивності світла, що падає на фотоелемент. Одержати значення $I_{нас2}$, $I_{нас3}$. Для зміни інтенсивності на поляризаторі встановити кути $\alpha_2 > 0^0$, $\alpha_3 > \alpha_2$ (у межах 90^0). Їх також відзначити в таблиці 1 .

6. Побудувати три ВАХ в одній координатній сітці.

7. Для визначення роботи виходу електрона використовується схема зі зворотним включенням фотоелемента, для чого на вимірювальному блоці необхідно натиснути кнопку «плюс» (на фотокатоді). У цьому режимі роботи межа виміру на вольтметрі **1 В**.

8. Для декількох значень інтенсивності падаючого світла, бажано тих, що були встановлені раніше (див. п.5), визначити величину *затримуючого потенціалу*. Для цього обертанням ручки регулювання напруги домогтися нульових показань на мікроамперметрі. Величину напруги U_z , при якому це відбувається, відзначити в таблиці.

9. По формулі (6) обчислити роботу виходу електрона з матеріалу фотокатода, виразивши частоту лазерного випромінювання через його довжину хвилі ($\lambda = \mathbf{632,8 \text{ нм}}$) і швидкість поширення світла у вакуумі c . Знайти середнє значення $A_{вих}$, абсолютну й відносну погрішність вимірів.

10. У висновку до лабораторної роботи на підставі законів зовнішнього фотоефекта провести аналіз отриманих ВАХ, привести значення обчисленої $A_{вих}$ і похибки вимірів.

Таблиця 1 - Результати вимірів і обчислень

$\alpha_1=0^0$	U, B					$U_{3,1} B=$	Результати розрахунку погрішності
	$I, \mu A$					$A_{вих}, Дж=$	
$\alpha_2=$	U, B					$U_{3,2} B=$	
	$I, \mu A$					$A_{вих}, Дж=$	
$\alpha_3=$	U, B					$U_{3,3} B=$	
	$I, \mu A$					$A_{вих}, Дж=$	
$(\bar{A}_{вих} \pm \Delta A_{вих}), Дж$							$\bar{A}_{вих} =$
							$p =$
							$t_{n,p} =$
							$\Delta A_{вих} =$
							$\varepsilon =$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Назвати явища, що підтверджують хвильову й корпускулярну природу світла.
2. Що таке фотон, чому дорівнює його енергія й швидкість поширення?
3. Що таке фотоефект? Які види фотоефекта існують?
4. Рівняння Ейнштейна для фотоефекта, який закон природи воно виражає?
5. Що таке робота виходу електрона з металу? Як експериментально визначити її величину, від чого вона залежить?
6. Що таке «червона границя» фотоефекта?»
7. Сформулюйте закони зовнішнього фотоефекта. Які експериментальні факти їх підтверджують?
8. Що таке вольт-амперна характеристика. Чому ВАХ має лінійно зростаючу ділянку?
9. Що таке струм насичення та затримуючий потенціал?
10. Як експериментально визначити величину затримуючого потенціалу, чи залежить вона від частоти падаючого світла?

РОЗДІЛ 6. ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА

Лабораторна робота № 601

ВИВЧЕННЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДІОДА

Мета роботи: вивчення вольт-амперної характеристики (ВАХ) напівпровідникового діода.

Прилади і обладнання: напівпровідниковий діод, джерело постійного струму, реостат, вольтметр, міліамперметр, мікроамперметр, трьохполюсний ключ.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики "Зонна теорія провідності металів", "Напівпровідники" і методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

Контакт двох напівпровідників, один з яких має електронну (n -типа), а інший – дірчасту провідність (p -типа), називається електронно-дірчастим переходом (або p - n - перехід). Напівпровідниковий пристрій, що містить один p - n - перехід, називається *напівпровідниковим діодом*, який практично проводить електричний струм тільки в одному напрямку і може бути використаний як випрямляч змінного струму (рис. 1 а.)

Розглянемо явища, які виникають при контакті між напівпровідниками n - і p -типу з однаковими концентраціями донорних та акцепторних домішок (рис. 1 б.).

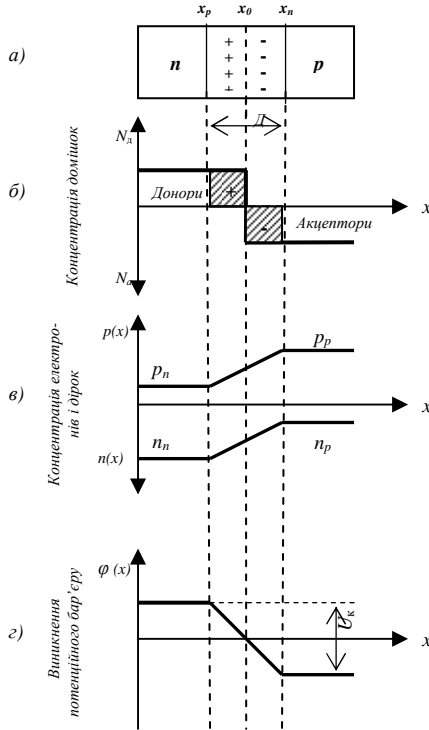


Рисунок 1 – Контакт двох напівпровідників з різним типом провідності

Концентрація електронів в n - області набагато більше, ніж в p - області, а концентрація дірок в p - області вища, ніж в n - області (рис. 1в). У разі такого розподілу концентрацій носіїв струму, дірки з p - області будуть дифундувати в область з електронною провідністю, а електрони навпаки, з області з електронною провідністю – в область з дірчастою провідністю (виникає так званий *дифузійний струм* основних носіїв). Внаслідок цього поблизу межі в p - області утворюється

об'ємний прошарок з некомпенсованих негативних зарядів, а в n -області – прошарок з некомпенсованих позитивних зарядів (рис.1 а). Між цими протилежно зарядженими прошарками виникає електричне поле і *контактна різниця потенціалів* U_k (рис. 1 з).

Контактне електричне поле перешкоджає переходу через межу основних носіїв, але сприяє переходу неосновних носіїв (електронів з p і дірок з n -області), які створюють так званий дрейфовий струм у напрямі, протилежному дифузії основних носіїв. Коли контактна різниця потенціалів U_k досягає певного значення, протилежні потоки основних і неосновних носіїв компенсують один одного, і настає стан динамічної рівноваги, при якому рух носіїв з однієї області в другу припиняється.

З точки зору зонної теорії напівпровідники з різним типом провідності мають на енергетичних діаграмах різне положення рівня Фермі (рис. 2 б). У напівпровіднику n -типу рівень Фермі E_{Fn} зміщений відносно середини забороненої зони угору, ближче до зони провідності, а у напівпровіднику p -типу рівень Фермі E_{Fp} зміщений униз, ближче до валентної зони.

Після створення p - n -переходу і виникнення контактної різниці потенціалів (U_k), настає рівноважний стан, при якому струм через p - n -перехід дорівнює нулю. Це означає, що в умовах рівноваги імовірність проходження носіїв заряду через p - n -перехід в обох напрямках стає однаковою. А це в свою чергу означає, що рівні Фермі на енергетичній діаграмі в обох типах напівпровідників мають бути однаковими в області p - n -переходу. Це приводить до того, що всі енергетичні рівні p -напівпровідника піднімаються відносно рівнів напівпровідника n -типу (рис. 2 в). В області D енергетичні зони викривляють-

ся, внаслідок чого виникає потенційний бар'єр, висота якого (eU_k) визначається первинною різницею положень рівнів Фермі в обох напівпровідниках.

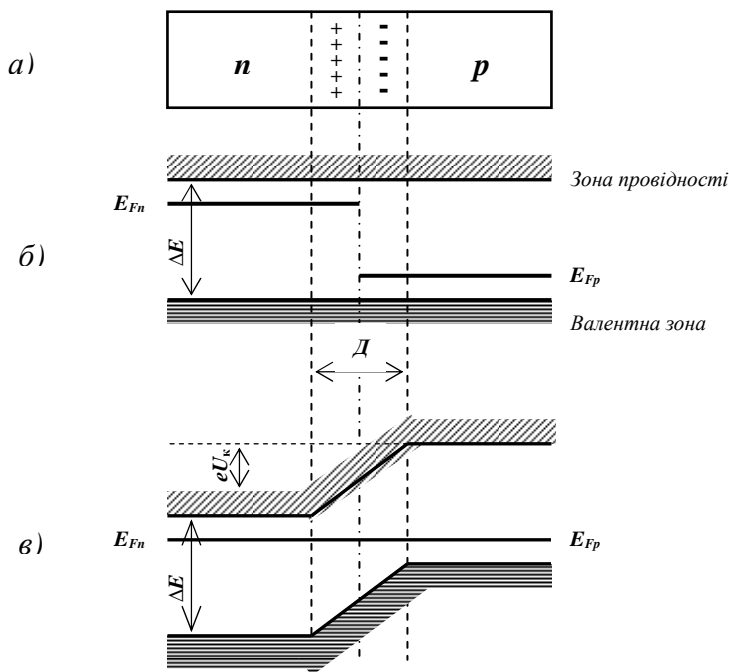


Рисунок 2 – Зонна теорія p-n-переходу

Отже, на контакті утворюється подвійний заряджений шар – **потенційний бар'єр**, який перешкоджає проходженню електронів з *n*-області в *p*-область, а дірок з *p*-області в *n*-область. Наявність потенційного бар'єру призводить до того, що з *n*-області в область *p* можуть переходити лише ті електрони, енергія яких буде достатня для

подолання потенційного бар'єру. Аналогічним чином перехід дірок з p -області в n -область супроводжується подоланням потенційного бар'єру (рис. 3 а).

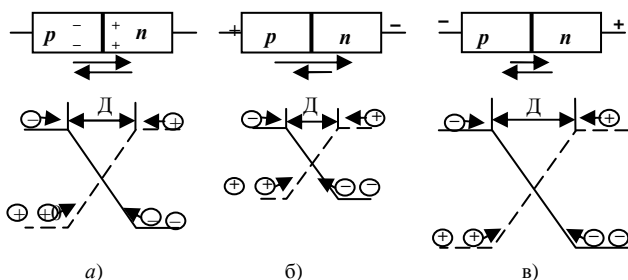


Рисунок 3 – p-n-перехід у зовнішньому електричному полі

Рівноважний стан p - n -переходу може бути порушений, якщо до нього прикласти електричне поле.

Якщо до зразка з p - n -переходом прикласти зовнішню різницю потенціалів в прямому напрямі, так щоб *плюс був підведений до p -області, а мінус до n -області* (рис. 3,б), то прикладене електричне поле сприятиме проходженню електронів в p -область і дірок в n -область. Величина бар'єру зменшуватиметься, а прямий струм, обумовлений основними носіями через p – n - перехід зростатиме.

У разі, коли до p - n - переходину прикладена різниця потенціалів у "зворотному напрямі" так щоб *плюс був підведений до n -області, а мінус до p -області* (рис.3,в), зворотний струм може бути обумовлений тільки неосновними носіями, оскільки прикладене електричне поле перешкоджатиме проходженню основних носіїв через p - n -перехід, тобто збільшуватиме величину потенційного бар'єру.

Вольт-амперною характеристикою (ВАХ) називається залежність величини струму I , який протікає через напівпровідник, від прикладеної до нього напруги U . Прямий струм, обумовлений основними носіями, зростає по експоненціальному закону, а зворотний струм, обумовлений тільки неосновними носіями, швидко досягає свого насичення, і далі майже не змінюється (рис. 4).

Оскільки кількість неосновних (дірок в n -області і електронів в p -області) носіїв обмежена і в багато разів менше кількості основних носіїв, зворотний струм, по-перше, дуже швидко досягає насичення, а по-друге, визначається в мікроамперах, тобто дуже маленький в порівнянні з прямим струмом. При значному збільшенні зворотної напруги зворотний струм починає різко зростати і настає так званий пробір p - n -переходу, внаслідок чого він втрачає свою основну властивість – односторонню провідність.

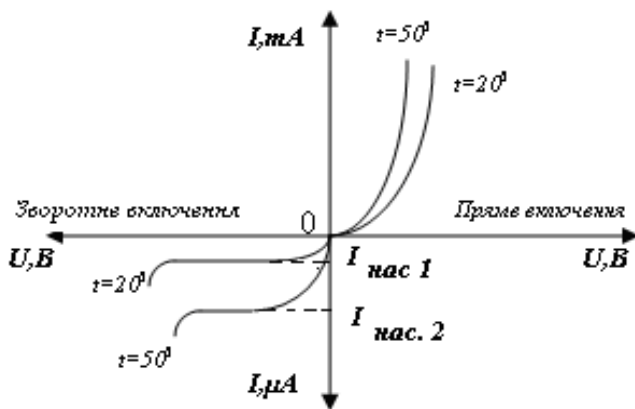


Рисунок 4 – Вольт-амперна характеристика

При підвищенні температури і прямий і зворотний струми зростають, але залежність зворотного струму від температури значно більша. Це пояснюється тим, що струм насичення в зворотному напрямі визначається неосновними носіями струму, концентрація яких з ростом температури зростає по експоненціальній залежності.

Знаючи величини зворотних струмів насичення при двох температурах, можна визначити значення контактної різниці потенціалів.

Зворотний струм діода можна записати у вигляді:

$$I_n = I_0 \exp\left(-\frac{eU_\kappa}{kT}\right) \quad (1)$$

де U_κ – контактна різниця потенціалів;

I_0 – струм основних носіїв;

I_n – зворотний струм насичення;

k – постійна Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К);

T – температура контакту;

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона.

Запишемо вираз (1) для двох різних температур у вигляді:

$$I_{n1} = I_0 \exp\left(-\frac{eU_\kappa}{kT_1}\right) \quad I_{n2} = I_0 \exp\left(-\frac{eU_\kappa}{kT_2}\right) \quad (2)$$

де I_{n1} , I_{n2} – струм насичення при температурі T_1 і T_2 відповідно.

Вирішуючи спільно рівняння (2), одержимо *розрахункову формулу для визначення контактної різниці потенціалів:*

$$U_k = \frac{k \ln \frac{I_{n2}}{I_{n1}}}{e \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)} \quad (3)$$

Дослідження вольт-амперної характеристики проводиться на лабораторному стенді, схема якого представлена на рис. 5.

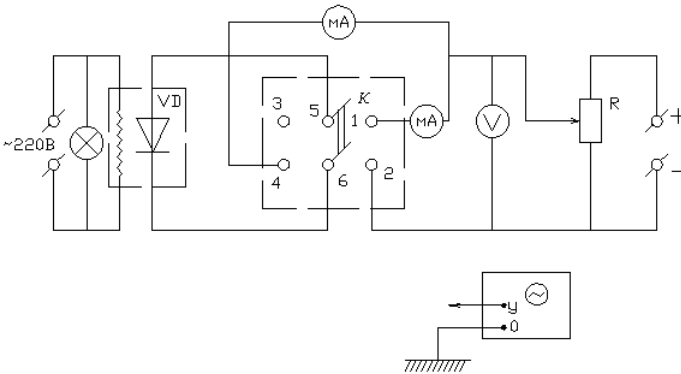


Рисунок 5 – Електрична схема експериментальної установки

Пряма характеристика діода знімається при замиканні ключем К пари контактів 5 – 1 і 6 – 2, зворотна – контактів 5 – 3 і 6 – 4.

Порядок виконання роботи

1. За допомогою ключа К замкнути контакти 5 – 1 і 6 – 2 (прямий струм).
2. Встановити на вимірювальних приладах необхідні межі вимірювань (див. додаток на лабораторному стенді).

3. Змінюючи потенціометром напругу на діоді (до 0,8 В не більш!) зміряти прямий струм через діод.
4. Результати вимірювань занести в таблицю .
5. За допомогою ключа К замкнути контакти 5 – 3 і 6 – 4 (зворотний струм).
6. Змінюючи напругу на діоді, зміряти зворотний струм через діод.
7. Результати занести в таблицю.
8. За наслідками вимірювань побудувати вольт-амперну характеристику.
9. По одержаному графіку визначити струм насичення I_n шляхом спрямлення зворотної вітки вольт-амперної характеристики до перетину з віссю ординат.

Таблиця 1 - Результати вимірювань

№ n/n	Пряме включення		Зворотнє включення	
	$U, В$	I, mA	$U, В$	$I, \mu A$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке домішкові напівпровідники і чим вони відрізняються від власних?
2. Намалуйте зонну структуру власного і домішкового напівпровідників.
3. Що таке напівпровідниковий діод і яке його призначення?

4. Опишіть процес утворення p - n -переходу.
5. Що таке пряме і зворотне включення p - n -переходу?
6. Що таке вольт-амперна характеристика напівпровідникового діода?
7. Що таке струм насичення і чим обумовлена його наявність?
8. Як змінюється вольт-амперна характеристика діода при підвищенні температури?
9. Від чого залежить величина контактної різниці потенціалів?

Лабораторна робота № 602

ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ОПОРУ ПРОВІДНИКІВ І НАПІВПРОВІДНИКІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

Мета роботи: експериментальне визначення залежності опору металів і напівпровідників від температури і обчислення на основі отриманих даних температурного коефіцієнта опору провідника і енергії активації напівпровідника.

Прилади і обладнання: зразки металу і напівпровідника, електронагрівник, термометр, ламповий омметр.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до даної лабораторної роботи необхідно пропрацювати розділи курсу загальної фізики: "Електронна теорія провідності металів", "Електропровідність напівпровідників", а також методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу і опис установки

1. Залежність опору провідників від температури

За сучасними уявленнями електричні властивості металів обумовлені наявністю в них вільних електронів. Концентрація цих електронів для даного зразка є величина постійна, яка визначається числом атомів в одиниці об'єму речовини. Оскільки в провідності бере участь постійне число валентних електронів, то їх концентрація не залежить від температури. Тому зміна електричних властивостей зразка тому визначатиметься зміною характеру взаємодії електронів провідності з кристалічною ґраткою.

Досвід показує, що електричний опір R однорідного провідника з постійним перетином залежить від його довжини l і площі перетину S :

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

Величина ρ є питомий опір провідника. Питомий, а отже і повний опір провідників залежить від температури. Ця залежність має складний вигляд. Для металів можна користуватися наближеними формулами:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha); \quad R = R_0(1 + \alpha)$$

де ρ_0 і R_0 – відносяться до нульової температури за шкалою Цельсія;

α – температурний коефіцієнт опору.

Тобто, з приведеної вище залежності можна зробити висновок, що з підвищенням температури опір провідника збільшується приблизно прямо пропорційно.

Для визначення температурного коефіцієнта опору провідника α використовується наступний метод. Досліджують залежність опору від температури і з даних проведеного досліду беруть два значення опору металу і відповідні їм температури за шкалою Цельсія. Ці величини вносять в співвідношення, що визначають залежність опору металу від температури. Для двох температур t_1 і t_2 одержують систему двох рівнянь:

$$R_1 = R_0(1 + \alpha t_1), \quad R_2 = R_0(1 + \alpha t_2)$$

де R_1 і R_2 – опір провідника при температурі t_1 і t_2 відповідно.

Розв'язання цієї системи відносно α дає *робочу формулу для визначення температурного коефіцієнта опору металу*:

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1} \quad (1)$$

2. Залежність опору напівпровідників від температури

Згідно зонної теорії твердих тіл енергетичний спектр електронів в кристалі повинен складатися з областей дозволених енергій (валентна зона і зона провідності), і смуг заборонених енергій (заборонені зони). При нульовій температурі валентна зона заповнена повністю, а зона провідності вільна від електронів. При температурі вище за абсолютний нуль деяка частина електронів валентної зони унаслідок теплового збудження може одержати енергію, достатню для їх переходу з валентної зони в зону провідності. Ця енергія називається енергією активації.

В результаті такого переходу в зоні провідності з'явиться деяка кількість електронів, які зможуть взяти участь в процесі провідності. При цьому у валентній зоні утворюється така ж кількість вільних станів, так що електрони валентної зони також зможуть взяти участь в процесі провідності.

На властивості напівпровідників в значній мірі можуть впливати атоми сторонньої речовини (домішки), що знаходяться в кристалічних ґратах. В цьому випадку валентні електрони цих домішкових атомів можуть мати локальні енергетичні рівні в забороненій зоні напівпровідника. Оскільки енергія іонізації менше ніж ширина забороненої зони, то теплові переходи здійснюватимуться в першу чергу між домішковими рівнями і зонами.

Електричні властивості напівпровідників визначаються як концентрацією носіїв струму, так і характером їх взаємодії з атомами кристалічних ґрат. Зміна концентрації носіїв струму при зміні температури при цьому має більш різку залежність, що в основному і визначає провідність напівпровідника.

Експериментальним шляхом встановлено, що опір більшості напівпровідників з підвищенням температури зменшується приблизно по експоненті:

$$R = A \exp\left(\frac{\Delta W}{2kT}\right)$$

де ΔW – енергія активації;

k – постійна Больцмана, яка дорівнює $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

T – абсолютна температура;

A – коефіцієнт, постійний для даної речовини.

Для визначення енергії активації напівпровідника складають систему двох рівнянь з використанням двох значень опорів напівпровідника з експерименту відповідних їм температур в абсолютній шкалі:

$$R_1 = A \exp\left(\frac{\Delta W}{2kT_1}\right), \quad R_2 = A \exp\left(\frac{\Delta W}{2kT_2}\right)$$

де R_1 і R_2 – опір напівпровідника при температурі T_1 і T_2 відповідно.

Вирішуючи цю систему щодо ΔW , одержуємо *робочу формулу* для визначення енергії активації напівпровідника:

$$\Delta W = \frac{2k \ln \frac{R_1}{R_2}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (2)$$

Для вивчення залежності опору провідників і напівпровідників від температури використовується установка, принципова схема якої дана на рисунку 1.

Досліджувані зразки металу (пр) і напівпровідника (н/п) поміщені всередину електронагрівача 2, забезпеченого термометром. Опір зразків визначається за допомогою омметра 3.

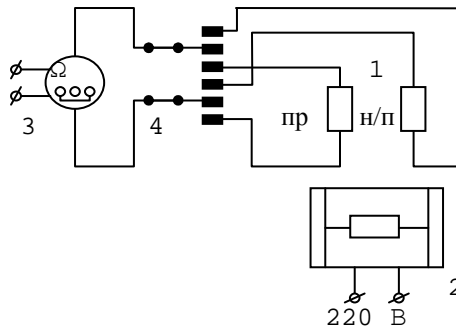


Рисунок 1 – Експериментальна установка

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з роботою приладу 3 "Омметр типа В7-20" і робочою схемою.
2. Підключити омметр до електричної мережі (220 В) і включити тумблер "мережа".
3. Встановити перемикач 4 схеми (див. рис.1) в положення "провідник" і зміряти опір зразка при кімнатній температурі, відзначивши температуру по термометру.
4. Перевести перемикач 4 в положення "напівпровідник" і зміряти опір напівпровідникового зразка при кімнатній температурі.
5. Включити електронагрівач.
6. В інтервалі температур від кімнатної до 85°C через кожні 5°C міряти опір обох зразків. Результати експерименту занести в таблицю.
7. Вимкнути тумблер "мережа" омметра і відключити його і електронагрівач від мережі.
8. Побудувати графіки залежності опору від температури провідника і напівпровідника.
9. На графіку для провідника взяти значення опору при температурах $t_1 = 30^\circ\text{C}$ і $t_2 = 80^\circ\text{C}$ і по формулі (1) визначити значення температурного коефіцієнта опору провідника α .
10. На графіку для напівпровідника взяти значення опорів при температурах $t_1 = 30^\circ\text{C}$ і $t_2 = 80^\circ\text{C}$ і по формулі (2) визначити величину енергії активації напівпровідника.

Таблиця 1 - Результати вимірювань

t , °C	R_{np} , Ом	$R_{напівnp}$ Ом
20		
25		
...		
85		

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Як змінюється опір провідника від температури?
2. Що таке температурний коефіцієнт опору?
3. Як пояснити характер залежності опору провідника від температури?
4. Як змінюється опір напівпровідника від температури?
5. Що таке енергія активації?
6. Як пояснити температурну залежність опору напівпровідника ?
7. Чим відрізняються провідники і напівпровідники с точки зору зонної теорії?
8. Чим обумовлено утворення зонної структури твердих тіл?
9. Чим відрізняються зонні структури провідника і напівпровідника?

РОЗДІЛ 7. ФІЗИКА АТОМНОГО ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТОК

Лабораторна робота № 701

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРА ВИПРОМІНЮВАННЯ АТОМА ВОДНЮ І ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ РІДБЕРГА

Ціль роботи: вивчення спектрів атомів водню й інертних газів видимої області, градування спектроскопа по випромінюванню атомів ртуті, визначення постійної Ридберга.

Прилади і обладнання: ртутна лампа, стилومتر, джерело живлення газорозрядні трубки наповнені інертними газами.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до даної лабораторної роботи необхідно проробити розділ "Теорія атома водню по Бору", "Закономірності в атомних спектрах" загального курсу фізики, а також методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу й опис установки

В основу теорії атома водню покладено *постулати Бора*:

1. Електрони в атомах рухаються по орбітам визначеного радіуса, які називаються стаціонарними (або дозволеними). Момент імпульсу електронів, які рухаються стаціонарними орбітами, визначається умовою квантування:

$$m_e v_n r_n = n \frac{h}{2\pi}$$

де m_e - маса електрона;

$n = 1, 2, 3, \dots$ - номер орбіти (головне квантове число);

v_n – швидкість електрона на n - орбіті;

r_n – радіус n – орбіти;

h – стала Планка.

2. Рух електрона на стаціонарній орбіті не супроводжується випромінюванням або поглинанням енергії.

3. При переході з однієї стаціонарної орбіти з енергією E_n на іншу з енергією E_m випромінюється або поглинається квант енергії $h\nu$:

$$h\nu = E_m - E_n$$

Таким чином, відповідно до квантової теорії енергія електронів в атомі може приймати не будь-які, а тільки деякі певні значення, що утворюють дискретний набір. Стани з різними значеннями енергії називаються рівнями. Перехід електрона з більш високого енергетичного рівня на більш низький супроводжується появою окремої лінії в спектрі атома.

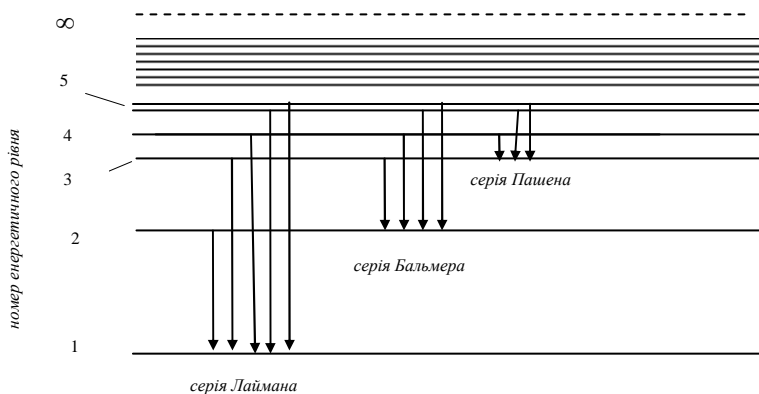


Рисунок 1 – Схема утворення спектральних серій

Частота спектральної лінії при переході з рівня з номером m на рівень із номером n , визначається як:

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h},$$

де ν - частота випущеного кванта світла;

h - постійна Планка;

E_m і E_n - значення енергії електрона, що відповідають енергетичним рівням із *квантовими числами* (номерама рівнів) m і n ;

Вся сукупність ліній утворює лінійчатий спектр атома, який можна розділити на групи ліній (*серії*). Кожна *серія* є *результат переходу електрона із усіляких більш високих рівнів енергії на один фіксований з меншою енергією* (рис. 1). У видимій області спектра випромінювання атома водню знаходиться серія, для якої нижній рівень характеризується *квантовим числом* $n = 2$. Ця група ліній одержала назву *серія Бальмера*. Формула, що визначає частоти цієї серії, була отримана емпірично Бальмером і має вигляд:

$$\nu = c \cdot R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1)$$

де R – постійна Ридберга, рівна $1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$,

$c = 3 \times 10^8 \text{ м/с}$ - швидкість світла у вакуумі;

m - ціле число, що приймає значення 3, 4, 5, 6, і т.д.

Формулу (1) можна представити в загальному виді для будь-якої серії:

$$\nu = c \cdot R \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (2)$$

де числа n і m – це номера енергетичних рівнів, між якими ві-

дбуваються енергетичні переходи.

Для спектра атома водню основними є: серія Лаймана ($n = 1$), серія Бальмера ($n = 2$), серія Пашена ($n = 3$), серія Бреккета ($n = 4$), серія Пфунда ($n = 5$).

З огляду на те, що $\nu = \frac{c}{\lambda}$, з (2) можна одержати формулу для визначення довжини хвилі спектральної лінії:

$$\lambda = \frac{1}{R \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)} \quad (3)$$

Із цієї формули можна визначити постійну Ридберга:

$$R = \frac{1}{\lambda \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)} \quad (4)$$

У даній роботі необхідно досліджувати серію Бальмера (видима область спектра) для атомів ртуті й водню.

Для проведення досліджень спектрів атомів використовується установка, схема якої наведена на рис. 2. Для спостереження спектрів використовують монохроматор-спектрометр УМ-2. Світловий потік від лампи надходить через щілину й лінзу на призму, що розкладає світло по довжинах хвиль. Повертаючи призму Р, можна побачити будь-яку кольорову лінію спектра у щілині S_2 . Поворот цей здійснюється за допомогою барабана з поділками. Кожному положенню барабана відповідає певна довжина хвилі світла, яке виходить із щілини S_2 .

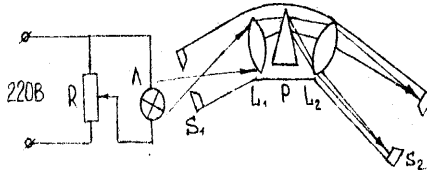


Рисунок 2 – Схема експериментальної установки

Ртутна лампа випромінює лише певні довжини хвиль, тому в даній роботі спостерігається лінійчатий спектр - кольорові лінії просторова розділені. *Залежність довжини хвилі λ світла в щілині S_2 від показника на барабані N призми P називається градуйоровочним графіком спектроскопа.* Якщо побудувати такий градуйоровочний графік по лініях спектра ртутної лампи, то по цьому графіку можна визначити довжини хвиль у спектрі випромінювання будь-якого іншого джерела світла, визначивши на барабані відповідне значення N

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з робочою схемою й приладами.
2. З дозволу викладача включити живлення ртутної лампи.
3. Обертаючи барабан спектроскопа, переглянути весь спектр. Відшукати в ньому лінії, зазначені в таблиці, визначити їхнє положення по шкалі барабана, поміщаючи кожна з ліній у центр візирної рамки і записати відповідне значення N в таблицю 1.
4. Відключити живлення лампи.
5. За значеннями λ ліній, які наведені у таблиці, і відповідної N побудувати градуйоровочний графік $N = f(\lambda)$.
6. Включити водневу трубку, знайти найбільш інтенсивні лінії спектра й визначити для них показання N на барабані.
7. По графіку визначити λ для всіх видимих ліній спектра водню.

8. По формулі (4) обчислити постійну Ридберга й порівняти отримане значення з табличною величиною.

Таблиця 1 - Результати вимірів і обчислень

<i>Лінії спектра ртуті</i>			<i>Лінії спектра водню</i>				R
<i>колір</i>	λ , <i>нм</i>	<i>N</i>	<i>колір</i>	<i>n</i>	<i>m</i>	<i>N</i>	
Червона	690		Яскраво-червона	2	3		
Жовта	579		Зелено-блакитна	2	4		
Зелена	546		Синя	2	5		
Блакитна	491		Фіолетова	2	6		
Синя	436						
Фіолетова	408						

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Сформулюйте постулати Бора.
2. У чому полягає принцип квантування?
3. Що визначає головне квантове число?
4. Що визначає формула Бальмера?
5. Чому спектр атомів лінійчатий?
6. Що таке спектральна серія?
7. Які формули визначають довжину хвилі лінії спектра випромінювання у видимій області і у невидимій області?
8. Чому спектр поглинання атома водню містить тільки серію Лаймана?
9. Що таке градуировочний графік ?

ВИЗНАЧЕННЯ ЛІНІЙНОГО КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ γ- ПРОМЕНІВ

Ціль роботи: вивчення механізму поглинання γ -променів різними матеріалами.

Прилади та обладнання: джерело гама випромінювання, лічильник Гейгера, перерахунковий пристрій ПСО 2-4, комплект пластинок з різних матеріалів.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до даної лабораторної роботи необхідно проробити розділ "Радіоактивне випромінювання" загального курсу фізики, а також методичні вказівки до даної роботи.

Теорія методу й опис установки

γ - випромінювання являє собою короткохвильове електромагнітне випромінювання з малою довжиною хвилі $\lambda < 10^{-10}$ м. γ - випромінювання не є самостійним видом радіоактивності, а тільки супроводжує α - і β - розпади, або виникає при ядерних реакціях. γ випромінювання випускається дочірнім, (а не материнським) ядром. При γ - випромінюванні масове число A і зарядове число Z ядра не змінюється, тому воно не описується правилами зміщення.

Оскільки довжина хвилі дуже маленька, хвильові властивості γ - випромінювання проявляються дуже слабо, і на перший план виступають його корпускулярні властивості. Тому γ -випромінювання часто розглядають як потік часток (γ -квантів).

γ -кванти не мають електричного заряду, тому вони не відхиляються електричним і магнітним полями, мають слабку іонізуючу здатність й дуже велику проникаючу здатність. При зовнішньому опроміненні саме гамма-випромінювання є найбільш небезпечним для людини. Гранично припустима доза опромінення людського організму становить 0,05 Гр у рік (1Грэй = Дж/кг). Дози опромінення більше 2 Гр приводять до променевої хвороби

При проходженні γ -квантів кризь речовину вони або поглинаються, або розсіюються атомами речовини. При цьому енергія γ -квантів не міняється, але в результаті зіткнень із атомами відбувається зменшення їхньої інтенсивності :

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (1)$$

де I – інтенсивність випромінювання, що пройшло шар речовини товщиною x ;

I_0 - інтенсивність випромінювання у відсутності поглиначя;

μ - лінійний коефіцієнт поглинання.

Величина μ залежить від чотирьох доданків:

$$\mu = \mu_n + \mu_\phi + \mu_{\text{доо}} + \mu_\kappa \quad (2)$$

де μ_n - коефіцієнт поглинання γ -променів при непружних взаємодіях з атомними ядрами;

μ_ϕ - коефіцієнт фотопоглинання (енергія γ -променів витрачається на фотоефект, тобто на вибивання електронів);

μ_κ - коефіцієнт комптоновського розсіювання;

μ_n - коефіцієнт утворення пар (електрон-позитрон, протон-антипротон і ін., наприклад $\gamma \rightarrow_{+1} e^0 +_{-1} e^0$).

Інтенсивність випромінювання I пропорційна швидкості рахунку імпульсів, тому з рівняння (1) можна одержати:

$$N_x = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3)$$

де N_0 – число часток (імпульсів), зареєстрованих приладом за відсутності поглиначя;

N_x – число часток, що пройшли через шар поглиначя товщиною x за такий же час.

З рівняння (3) одержимо формулу для коефіцієнта поглинання:

$$\mu = \frac{1}{x} \ln \frac{N_0}{N_x} \quad (4)$$

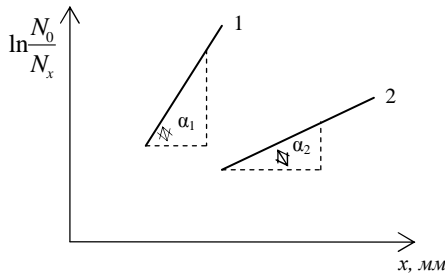
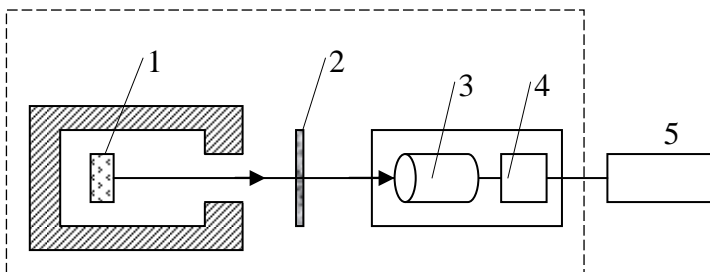


Рисунок 1 – Графічне представлення залежності (3)

Якщо залежність (4) представити графічно (рис. 1), відкладаючи по осі абсцис товщину шару x , а по осі ординат $\ln \frac{N_0}{N_x}$, одержимо пряму лінію. Тангенс кута нахилу цієї прямої до осі абсцис дорівнює коефіцієнту поглинання. На рис. 1 показані залежності для двох різних матеріалів.

Схема установки для реєстрації гама - випромінювання показана на рис. 2.



- 1 – джерело випромінювання
- 2 – поглинач
- 3 – лічильник Гейгера
- 4 – посилювач
- 5 – перерахунковий пристрій

Рисунок 2 – Експериментальна установка

Радіоактивний препарат поміщають у свинцевий кожух з віконцем, через яке випромінювання направляється на поглинач (тонкі металеві пластинки). Реєструють випромінювання лічильником Гейгера. Він являє собою діод, заповнений розрідженим газом. Між катодом і анодом створюється висока напруга. Потрапляючи в простір між катодом і анодом, γ -промені іонізують молекули газу. Іони і електрони направляються полем до електродів і віддають їм свій заряд, виникає короткочасний імпульс струму, що підсилюється й реєструється перерахунковим пристроєм.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з робочою схемою й приладами.
2. З дозволу викладача включити установку й дати їй прогрітися кілька хвилин.
3. За допомогою перерахункового пристрою визначити число імпульсів N_0 без поглинача за час t , зазначений викладачем і виставле-

ний на перерахунковому пристрої. Результати вимірів занести в таблицю 1.

4. Відкрити металевий кожух, помістити свинцеву пластину поглинача товщиною x між препаратом і лічильником і визначити число імпульсів N_x за такий же час t . Результати вимірів занести в таблицю 1.

5. Складаючи свинцеві пластини одна з одною, збільшити товщину x і визначити в кожному випадку N_x . Результати вимірів занести в таблицю.

6. Пункти 4 і 5 повторити для пластин з іншого матеріалу, наприклад, алюмінію.

7. Виключити установку.

8. По формулі (4) визначити коефіцієнт поглинання γ -променів для кожного досліджу.

9. Побудувати графік залежності $\ln \frac{N_0}{N_x} = f(x)$ для кожного з матеріалів. Визначити коефіцієнти поглинання μ_1 і μ_2 як тангенс кута нахилу ліній графіка (рис. 1) і порівняти їх з розрахунковими значеннями.

Таблиця 1 - Результати вимірів і обчислень

<i>Вид матеріалу</i>	<i>№ n/n</i>	N_0	x , мм	N_x	$\frac{N_0}{N_x}$	$\ln \frac{N_0}{N_x}$	μ , 1/мм	
	1							
	2							
	3							
	1							
	2							
	3							

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке γ -випромінювання? Які його природа й властивості?
2. Як відбувається взаємодія γ -випромінювання з речовиною?
3. Як змінюється інтенсивність γ -випромінювання при проходженні його через речовину?
4. У чому складається графічний метод визначення коефіцієнта поглинання?
5. Від чого залежить коефіцієнт поглинання?

Лабораторна робота № 703

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ПРОБІГУ α - ЧАСТКИ

Ціль роботи: вивчення закономірностей радіоактивного розпаду і експериментальне визначення довжини пробігу α - частки.

Прилади та обладнання: радіоактивний препарат, торцевий лічильник Гейгера, перерахунковий пристрій.

Основні вимоги до теоретичної підготовки: При підготовці до даної лабораторної роботи необхідно проробити розділ "Радіоактивне випромінювання і його види" загального курсу фізики, а також методичні вказівки до даної роботи.

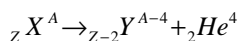
Теорія методу й опис установки

Радіоактивність - це перетворення нестійких ядер одного елемента в ядра іншого елемента. Таке перетворення супроводжується ви-

пущенням різних видів радіоактивних випромінювань і елементарних часток. Існує три види радіоактивного випромінювання: α - випромінювання (потік α - часток), β - випромінювання (потік швидких електронів) і γ -випромінювання (потік γ -квантів).

α -частка являє собою ядро атома гелію (${}^4_2\text{He}$), складається із двох протонів і двох нейтронів, міцно зв'язаних між собою. Вона має позитивний заряд, що дорівнює $+2e$, тому відхиляється електричними і магнітними полями. α -частки мають високу іонізуючу здатність, але малу проникаючу здатність (легко поглинаються тонким шаром речовини).

У результаті α -розпаду «материнське» ядро із зарядом Z і масовим числом A перетворюється в нове «дочірнє» ядро із зарядом $Z = 2$ і масовим числом $(A - 4)$:



Ця реакція розпаду підкоряється закону збереження заряду й закону збереження масового числа. При цьому відбувається хімічне перетворення елемента зі зміщенням (*правило зміщення*) нового елемента в періодичній таблиці на два номери вліво. Знак рівності в рівнянні реакції ми не ставимо тому, що звичайно реакція супроводжується енергетичним переходом з випромінюванням електромагнітного фотона (γ частки). α - радіоактивність спостерігається лише у важких елементів, починаючи з вісмуту.

Різні радіоактивні елементи випромінюють α -частки зі швидкістю від $1,4 \cdot 10^7$ м/с до $2,0 \cdot 10^7$ м/с, що відповідає енергії від 4 до 8,8 МеВ ($1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Проходячи через речовину, α частки взаємодіють із електричними полями електронів і атомних ядер, іонізуючи або збуджуючи

атоми. У результаті α -частка втрачає свою енергію, і її рух уповільнюється. Позитивна частка, уповільнюючись, починає активно захоплювати електрони, відбираючи їх у атомів навколишнього середовища. Захопивши два електрони α - частка перетворюється в нейтральний атом гелію. Рух частки через середовище припиняється.

Відстань R , яку проходить в речовині частка до повної зупинки, називається довжиною пробігу. Довжина пробігу частки залежить від заряду, маси, початкової енергії і густини середовища, у якому рухається частка. При однаковій початковій енергії α - частки як більш важкі, мають менші швидкості, чим легкі (наприклад, β - частки).

Відомо, що чим більше маса й заряд частки, тим активніше вона взаємодіє із середовищем, і тим менше її пробіг у даному середовищі. Так, наприклад, α - частки з енергією 4 МеВ, мають довжину пробігу в повітрі приблизно 2,5 см. Швидкі α - частки можуть пройти шар повітря близько 8,5 см. У воді або м'яких тканинах тварин і людини, густина яких перевищує густину повітря в сотні разів, довжина пробігу α - частки зменшується в стільки ж разів, і становить величину менше міліметра. Щільний одяг може практично повністю поглинути α - частки, тому вони не представляють небезпеки при зовнішньому опроміненні. Однак, потрапляючи усередину організму з їжею, водою й повітрям, α - випромінювання може заподіяти людині великої шкоди.

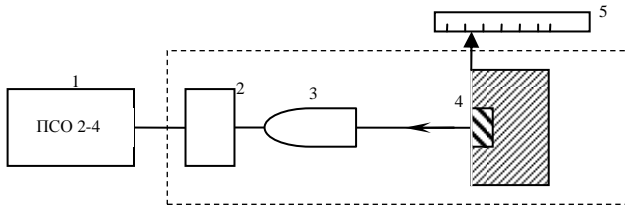
Довжина вільного пробігу α - частки пов'язана з її початковою швидкістю V , і описується для повітря (при нормальних умовах) наближеним співвідношенням:

$$R \approx a V,$$

$$\text{де } a = 9,7 \cdot 10^{-28} \text{ с}^3/\text{см}^2.$$

У середньому α - частка утворює у повітрі при нормальних умовах близько $3 \cdot 10^4$ пар іонів на 1 см шляху.

Для експериментального визначення довжини пробігу α - частки в повітрі використовується установка, схема якої показана на рис. 1. Від джерела радіоактивного випромінювання потік α - часток направляється на торцевий лічильник Гейгера. Його робоча камера заповнена газом і відділена від зовнішнього середовища тонким слюдяним віконцем, крізь яке можуть проходити α - частки. Потрапляючи в цю камеру, вони іонізують молекули газу. Під дією високої напруги між катодом і анодом іони і електрони, що утворилися, направляються до електродів і віддають свій заряд. Виникає короткочасний імпульс струму, що підсилюється й реєструється перерахунковим пристроєм. Джерело випромінювання, підсилювач і лічильник Гейгера поміщені в металевий кожух. Відстань між джерелом випромінювання і лічильником можна міняти, переміщаючи джерело радіоактивного препарату уздовж лінійки. Швидкість рахунку залежить від кількості часток, що потрапили в лічильник. При збільшенні відстані між джерелом випромінювання і лічильником швидкість рахунку зменшується, починаючи з деякого l . На цій відстані більшість часток втрачають свою енергію і перетворюються в атоми гелію.



- 1 – перерахунковий пристрій
- 2 – посилювач
- 3 – лічильник Гейгера
- 4 – джерело випромінювання
- 5 - лінійка

Рисунок 1 – Експериментальна установка

Для визначення довжини пробігу необхідно побудувати графік залежності кількості зареєстрованих часток N від відстані l між джерелом випромінювання і лічильником (рис. 2).

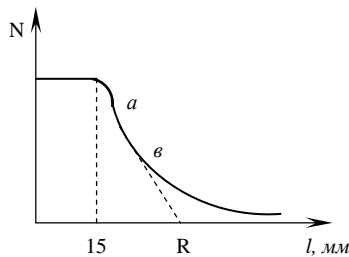


Рисунок 2 – Еспериментальна залежність

Довжина пробігу R визначається шляхом продовження прямо-лінійної ділянки ab до перетинання з віссю абсцис.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з робочою схемою й приладами.
2. З дозволу викладача ввімкнути установку.
3. Пересуваючи α - препарат уздовж лінійки, установити мінімальну відстань до лічильника.
4. Визначити число імпульсів на перерахунковому пристрої за час, зазначений викладачем.
5. Повторити визначення числа імпульсів N , фіксуючи відстань через кожні 2 мм. Відстань збільшувати до максимально можливого. Отримані дані занести в таблицю 1.
6. Відключити установку.
7. Побудувати графік залежності $N = f(l)$.
8. Визначити із графіка значення R .

Таблиця 1 –Результати вимірів

$l, \text{мм}$	N
15	

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що являє собою α - частка?
2. Що таке α - розпад?
3. Як властивості має α - випромінювання?
4. Яким чином α - частка взаємодіє із середовищем, у якому вона рухається?
5. Що таке довжина пробігу α - частки? Від чого вона залежить?
6. Як впливає α - випромінювання на організм людини?

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Трофимова Т.И. Курс физики: Учеб. пособие. – 2-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк., 1990. - 478 с.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. пособие – М.: Высш. шк., 1989.–608 с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х т. – М.: Наука, 1989.–Т. 3.–304 с.
4. Кучерук І.М. Загальний курс фізики: у 3 т. Т.1: навч. посібник для студ. техн. і пед. спец. вищих навч. закладів: Механіка. Молекулярна фізика і термодинаміка / І.М. Кучерук, І.Т. Горбачук, П.П. Луцик; за ред. І.М. Кучерука. – 2-ге вид., випр. . – К. : Техніка, 2006. – 534 с.
5. Кучерук І.М. Загальний курс фізики: у 3-х томах. Т.2:Електрика і магнетизм: навч. посіб. для студ. техн. і пед. спец. вищих навч. закладів / І.М. Кучерук, І.Т. Горбачук, П.П. Луцик; за ред. І.М. Кучерука . – 2-ге вид., випр. – К.: Техніка, 2006 . – 454 с.: іл.
6. Курс фізики: навч. підручник для студ. вищих навч. закладів техн.профілю / І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин та ін.; за ред. І.Є. Лопатинського. – Львів: Бескид Біт, 2002 .– 376 с.
7. Кортнев Ю. В. Практикум по физике: Учеб. пособие – М.: Высш. шк., 1968.–516 с.
8. Майсова Н.Н. Практикум по курсу общей физики: Учеб. пособие – М.: Высш. шк., 1970.–448 с.
9. Лабораторные занятия по физике: Учеб. пособие / Гольдин Л.Л., Игошин Ф.Ф., Козел С.М. и др.; под ред. Гольдина Л.Л.–М.: Наука, 1983. – 704 с.