

**Міністерство освіти і науки України
Донбаська державна машинобудівна академія**

**В.М.Костенко
Р.В.Баржеєв**

МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК

**до лабораторних робіт з дисципліни "Фізика"
(для студентів заочної форми навчання)**

Затверджено на засіданні
вченої ради ДДМА
Протокол № від

Краматорськ 2006

ББК 22.33

УДК 53

К-72

Рецензенти:

Надточий В.А., доцент, зав. кафедри фізики Слав'янського державного педагогічного університету;

Чальцева І.В., доцент кафедри прикладної математики та обчислювальної техніки Краматорського економіко-гуманітарного інституту;

Рекомендовано

Міністерством освіти і науки України

(лист № від)

Костенко В.М., Баржеєв Р.В.

К-72. Методичний посібник до лабораторних робіт з дисципліни "Фізика" (для студентів заочної форми навчання) / В.М.Костенко, Р.В.Баржеєв. - Краматорськ: ДДМА, 2006.-120 с.

ISBN

Наведено короткі теоретичні відомості, описи установок, порядок виконання робіт, рекомендації щодо обробки результатів вимірів. Для самоконтролю наприкінці кожної роботи дані контрольні питання.

ББК 22.33

© В.М.Костенко, Р.В.Баржеєв, 2006

© ДДМА, 2006

ISBN

ЗМІСТ

1	ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ.....	5
2	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 11. Знайомство з теорією вимірів	7
3	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 12. Вивчення законів прямолінійного руху за допомогою машини Атвуда	20
4	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 14. Визначення моменту інерції маховика	31
5	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 15. Визначення прискорення вільного падіння за допомогою оборотного маятника.....	41
6	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 33. Визначення балістичної сталої гальванометра і ємності конденсатора.....	50
7	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 42. Визначення напруженості магнітного поля на осі соленоїда за допомогою балістичного гальванометра.....	63
8	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 44. Визначення питомого заряду електрона за допомогою магнетрона та електронно-променевої трубки	72
9	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 55. Визначення швидкості звуку в повітрі методом додавання взаємно- перпендикулярних коливань	84
10	ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 63. Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки	94
11	Лабораторна робота № 74. Вивчення роботи спектроскопа і спостереження оптичних спектрів	105
12	ДОДАТОК А.....	118

	Правила побудови графіків за результатами вимірів фізичних величин.....	118
13	ДОДАТОК Б. Обробка результатів вимірів за допомогою пакета «MATHCAD».....	120
14	ДОДАТОК В. Універсальні фізичні константи	127
15	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	129

1 ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Лабораторний практикум відіграє велику роль у вивченні курсу загальної фізики. Можна зазначити три основні його мети:

- ✓ ознайомлення з приладами і методами виміру різних фізичних величин;
- ✓ експериментальне вивчення фізичних законів і явищ;
- ✓ ознайомлення з методами обробки результатів вимірів.

Для виконання конкретної лабораторної роботи студент зобов'язаний заздалегідь уважно ознайомитися зі змістом методичних указівок до неї; вивчити належний теоретичний матеріал і проконтролювати себе за допомогою контрольних питань. Найбільшу увагу, принаймні, під час підготовки до виконання, необхідно звернути на метод дослідження, його суть, математичну обробку і його експериментальну реалізацію, тобто на хід виконання роботи.

Студент вважається підготовленим до виконання лабораторної роботи, якщо він:

- ✓ має екземпляр протоколу дослідження (див. нижче);
- ✓ знає мету роботи, може розкрити зміст понять, що відтворюють мету роботи;
- ✓ виявить розуміння того, як можна досягти мети цієї роботи, тобто знає суть експериментального методу дослідження, принцип дії експериментальної установки і хід виконання роботи.

Після одержання дозволу на виконання роботи студент виконує її, заносючи відповідні результати до протоколу дослідження, проводить відповідні обчислення і після одержання підсумкового результату подає протокол дослідження викладачу.

До протоколу дослідження заносяться:

- ✓ номер і назва лабораторної роботи, прізвище, ім'я і по батькові виконавця, шифр академічної групи, дата виконання (ці дані приводяться на титульній сторінці протоколу);
- ✓ мета роботи;
- ✓ схематичне зображення експериментальної установки або робочі схеми;
- ✓ основні розрахункові формули;

- ✓ таблиці для результатів вимірів і розрахунків;
- ✓ формули для обчислення похибок і оцінки результатів;

Залишають місце для необхідних розрахунків і запису остаточного результату дослідження. Кінцевий результат записується в стандартній формі. Якщо необхідно подати результати вимірів у виді графічної залежності, то залишають місце для графіків. Побудова графіків (див. Додаток А) виконується на міліметровому папері.

Звіт має бути написаний у відповідному стилі, акуратним розбірливим почерком. При його оформленні не слід також зневажати і естетичною стороною питання. Схеми і графіки креслять олівцем під лінійку, заголовки, висновки і формули доцільно виділяти пастою іншого кольору, підкреслити, тощо. Це полегшує читання звіту.

Для одержання заліку з поточної лабораторної роботи студент повинний також викласти теорію експериментального методу і теорію вивченого явища або відповідного розділу фізики (даючи відповіді на контрольні питання).

2 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 11

ЗНАЙОМСТВО З ТЕОРІЄЮ ВИМІРІВ

Мета роботи: опанувати технікою виміру лінійних розмірів тіл, вивчити правила теорії вимірів і придбати практичні вміння в оформленні й оцінці результатів вимірів.

2.1 Короткі теоретичні відомості

Виконання лабораторних робіт супроводжується вимірами фізичних величин. Фізична величина є кількісною мірою окремих якостей фізичного явища або фізичного тіла. Фізичні величини можна виміряти. Виміряти фізичну величину означає порівняти її з однорідною їй величиною, що обрана як одиниця виміру.

Всі одиниці фізичних величин стандартизовані й згруповані в метричні системи одиниць виміру. В якості найкращої метричної системи одиниць виміру для всіх галузей науки і техніки рекомендована Міжнародна система одиниць *SI*, яка побудована на базі семи основних одиниць виміру (див. Додаток В): довжини – метр (*м*), маси – кілограм (*кг*), часу – секунда (*с*), сили струму – ампер (*А*), термодинамічної температури – кельвін (*°K*), сили світла – кандела (*кд*) і кількості речовини – моль (моль). Крім семи основних, система *SI* має дві додаткові одиниці: одиницю плоского кута – радіан (*рад*) і одиницю тілесного кута стерadian (*ср*).

Основними одиницями виміру в даній системі називаються незалежно встановлені одиниці виміру для декількох довільно обраних різнорідних фізичних величин.

Похідними одиницями виміру називаються одиниці, які встановлюються через основні одиниці виміру даної системи на підставі фізичних законів, що виражають взаємозв'язок між фізичними величинами, що розглядаються, і величинами, одиниці виміру яких прийняті в якості основних.

Розмірністю будь-якої фізичної величини називається співвідношення, яке визначає зв'язок між одиницями виміру цієї величини і основними одиницями даної системи.

Безрозмірними називаються величини, чисельні значення яких не залежить від вибору системи одиниць виміру.

Прямим називається вимір, у результаті якого шукане значення величини знаходять безпосередньо за допомогою вимірювального приладу (мікрометра, лінійки, амперметра, термометра й т.п.).

Непрямим називається вимір, при якому шукане значення знаходять на підставі відомої залежності між цією величиною й величинами, що підлягають прямим вимірам (приклад - визначення густини тіла за його геометричних розмірах і масі).

Виміри фізичних величин ніколи не дозволяють визначати їхні істинні значення. Результат кожного виміру відрізняється від істинного значення вимірюваної величини внаслідок похибок виміру. Похибки вимірів по характеру й причинам їхньої появи поділяються на випадкові, систематичні й промахи.

Систематичні похибки призводять до однакового відхилення вимірюваної величини від істинного значення при всіх вимірах. Вони виникають через використання несправних вимірювальних приладів, неточних або спрощених методів вимірів. Систематичні похибки можуть бути виключені заміною несправного приладу або уточненням методу.

Промахи характеризуються явним й позбавленим фізичного змісту відхиленням записаного значення від інших результатів вимірів. Ці значення не повторюються при повторних вимірах і повинні після перевірки відкидатися.

Випадкові похибки характеризуються однаковою ймовірністю зменшення й збільшення на однакову величину результату виміру стосовно істинного значення вимірюваної величини. Випадкові похибки обумовлені недосконалістю вимірювальних приладів й органів почуттів експериментатора, а також впливом випадкових факторів, облік яких неможливий. Вони можуть бути зменшені, але повністю усунути їх неможливо. Завдяки тому, що випадкові похибки підкоряються законам імовірності, їх можна врахувати й визначити межі, у яких перебуває істинне значення обмірюваної величини. Із цією метою прилади прямих вимірів вибираються настільки чутливі, щоб виміри однієї величини при незмінних умовах досліду давали результати, що відрізняються.

Нехай $a_1, a_2, a_3, \dots, a_N$ - значення величини a , отримані в результаті серії вимірів. Зробивши досить велику кількість вимірів, можна переконатися, що ймовірності появи різних значень a відрізняються й найбільш імовірним значенням є середнє арифметичне:

$$\langle a \rangle = \frac{a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_N}{N}. \quad (2.1)$$

Точність проведених вимірів характеризується абсолютними похибками окремих вимірів, абсолютною й відносною похибками обмірюваної величини.

Абсолютною похибкою даного виміру називається абсолютне значення різниці середнього значення обмірюваної величини й результату даного виміру:

$$\left. \begin{aligned} \Delta a_1 &= |\langle a \rangle - a_1|, \\ \Delta a_2 &= |\langle a \rangle - a_2|, \\ &\dots, \\ \Delta a_N &= |\langle a \rangle - a_N|. \end{aligned} \right\}. \quad (2.2)$$

Абсолютною похибкою обмірюваної величини називається середнє арифметичне абсолютних похибок всіх вимірів:

$$\Delta a = \frac{\Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \dots + \Delta a_N}{N}. \quad (2.3)$$

Якщо зроблено тільки один вимір або всі виміри дали однакові результати, абсолютна похибка вважається рівною похибці приладу.

Похибка приладу визначається по класу точності приладу (електровимірювальні прилади) або прирівнюється до половини ціни найменшої поділки шкали приладу.

Відносною похибкою обмірюваної величини називається відношення абсолютної похибки до середнього значення обмірюваної величини:

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{\langle a \rangle}. \quad (2.4)$$

Відносну похибку у кінцевому результаті вимірів прийнято виражати у відсотках, для чого вона визначається по формулі:

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{\langle a \rangle} \cdot 100\%. \quad (2.5)$$

Остаточний результат вимірів записується у стандартній формі:

$$a = \langle a \rangle \pm \Delta a, \quad \varepsilon = \dots\%, \quad (2.6)$$

що є короткою формою запису виразу:

$$(\langle a \rangle - \Delta a) < a < (\langle a \rangle + \Delta a).$$

Передбачається, що істинне значення обмірюваної величини знаходиться в зазначеному інтервалі.

Описаний вище метод визначення похибок застосовується також при непрямим вимірах, якщо вони проводяться за умов досліду, що змінюються.

Непрямі виміри припускають, що деяка величина x обчислюється за формулою

$$x = f(a, b, c, \dots), \quad (2.7)$$

де величини $a, b, c, \dots$ - дані, отримані при прямим вимірах, довідкові дані або ж числові коефіцієнти.

Ці величини, за винятком числових коефіцієнтів, є наближені числа, тому й значення обумовленої величини x також є величина наближена. Як найбільше ймовірне значення величини $\langle x \rangle$ приймається значення функції від обмірюваних величин:

$$\langle x \rangle = f(\langle a \rangle, \langle b \rangle, \langle c \rangle, \dots). \quad (2.8)$$

Похибка непрямого виміру Δx є наслідок впливу на результат обчислення похибок аргументів, тобто величин $\Delta a, \Delta b, \Delta c, \dots$.

При обчисленні похибок величин, отриманих у непрямо вимірах, виходять із того, що вони значно менше самих величин ($\Delta a \ll \langle a \rangle$, $\Delta b \ll \langle b \rangle$, $\Delta c \ll \langle c \rangle$, ...), і тому вплив їх можна оцінювати за законами диференціального обчислення. Абсолютна похибка величини x визначається за формулою диференціала функції $f(a, b, c, \dots)$:

$$\Delta x = \left| \frac{\partial f}{\partial a} \right|_{\substack{a=\langle a \rangle \\ b=\langle b \rangle \\ c=\langle c \rangle}} da + \left| \frac{\partial f}{\partial b} \right|_{\substack{a=\langle a \rangle \\ b=\langle b \rangle \\ c=\langle c \rangle}} db + \left| \frac{\partial f}{\partial c} \right|_{\substack{a=\langle a \rangle \\ b=\langle b \rangle \\ c=\langle c \rangle}} dc + \dots, \quad (2.9)$$

де знаки модулів враховують неможливість взаємного ослаблення впливу випадкових похибок аргументів функції. Імовірність взаємного посилення впливу дорівнює ймовірності його взаємного ослаблення, і ми повинні визначати максимальну можливу похибку.

Розглянемо важливі приклади з формули (2.9).

$$\left. \begin{aligned} x &= a + b, \\ \langle x \rangle &= \langle a \rangle + \langle b \rangle, \\ \Delta x &= \Delta a + \Delta b. \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

$$\left. \begin{aligned} x &= a - b, \\ \langle x \rangle &= \langle a \rangle - \langle b \rangle, \\ \Delta x &= \Delta a - \Delta b. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

$$\left. \begin{aligned} x &= \ln(a), \\ \langle x \rangle &= \ln(\langle a \rangle), \\ \Delta x &= \frac{\Delta a}{\langle a \rangle} = \varepsilon_a. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

Приклад з формулами (2.12) показує, що абсолютна похибка натурального логарифма дорівнює відносній похибці його аргументу. Це дозволяє використати рівність логарифма добутку (відношення) алгебраїчній сумі логарифмів співмножників (чисельника й знаменника) для знаходження за допомогою формул (2.10), (2.11) і (2.12) відносних похибок добутку й дробу в прикладах:

$$\left. \begin{aligned} x &= ab, \\ \langle x \rangle &= \langle a \rangle \langle b \rangle, \\ \varepsilon_x &= \frac{\Delta x}{\langle x \rangle} = \frac{\Delta a}{\langle a \rangle} + \frac{\Delta b}{\langle b \rangle} = \varepsilon_a + \varepsilon_b. \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{a}{b}, \\ \langle x \rangle &= \frac{\langle a \rangle}{\langle b \rangle}, \\ \varepsilon_x &= \frac{\Delta x}{\langle x \rangle} = \frac{\Delta a}{\langle a \rangle} + \frac{\Delta b}{\langle b \rangle} = \varepsilon_a + \varepsilon_b. \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

При записі результатів вимірів й обчислень варто округляти, залишаючи в числах тільки ті цифри, які несуть інформацію.

Значущими цифрами числа називаються всі відмінні від нуля цифри й всі нулі, ліворуч від яких є відмінні від нуля цифри. Приклади:

3,1416 - п'ять значущих цифр;

450 - три значущі цифри;

0,045 - дві значущі цифри;

0,0300 - три значущі цифри.

Значущі цифри результату виміру або обчислення розділяються на достовірні, недостовірні й сумнівні. Сумнівна цифра стоїть в розряді, що відповідає старшому розряду абсолютної похибки. Достовірні цифри стоять ліворуч від її, недостовірні - праворуч.

Правила округлення:

- 1 Остаточний результат виміру або обчислення округляється до сумнівної цифри, недостовірні цифри відкидаються.
- 2 Якщо перші дві значущі цифри абсолютної погрішності в сумі більше п'яти, вона округляється зі збільшенням до однієї значущої цифри. Якщо сума дорівнює п'яти або менше, округлення виконується зі збільшенням до двох значущих цифр.
- 3 Якщо округлення результату й абсолютної похибки повинне виконуватись до розряду старшого, чим одиниці, то в запис варто ввести множник, тобто використати експонентну форму запису чисел. Показник ступеня N вибирається таким, щоб результат мав порядок одиниці. Результат і похибка повинні мати однаковий множник, винесений при записі за дужки.
- 4 Множник 10^N з від'ємним показником ступеня варто також використати, якщо результат по величині менше однієї сотої, щоб уникнути запис великої кількості нулів, що не є значущими цифрами.
- 5 При записі проміжних результатів обчислень число значущих цифр у них повинне перевищувати максимальне число значущих цифр у вихідних даних на два, інші повинні відкидатися.
- 6 Абсолютна похибка табличних значень фізичних і математичних величин вважається рівною половині одиниці найменшого розряду (наслідок правил округлення). Абсолютна похибка точно відомих коефіцієнтів вважається рівною нулю.

Часто метою лабораторної роботи є дослідження залежності однієї фізичної величини від іншої, котру доцільно зобразити на графіку. При побудові графіків необхідно дотримувати ряд правил (див. Додаток А):

- 1 На аркуші паперу стандартного розміру окреслити поле графіка, залишивши ліворуч 15-20 мм, знизу - 20-25 мм. Обмежуючі поле графіка лінії можуть служити координатними осями.
- 2 На осях необхідно нанести масштабну сітку, вказати одиниці виміру й символи зображуваних величин. При цьому обов'язковим є вимога, щоб графік по можливості займав повністю координатне поле. Іноді для цієї мети буває зручно змістити уздовж осей початок відліку. Масштаб по осях X и Y може бути різний.

- 3 Відкласти на координатному полі всі точки, які відповідають експериментальним значенням. Точки варто наносити з максимальною точністю, так, щоб вони чітко виділялися на фоні графіка, не зливаючись із ним.
- 4 Побудувати плавну лекальну криву, що проходить максимально близько до всіх точок. Переконатися, що дана крива не суперечить фізичному закону (див. Рисунок 2.1).

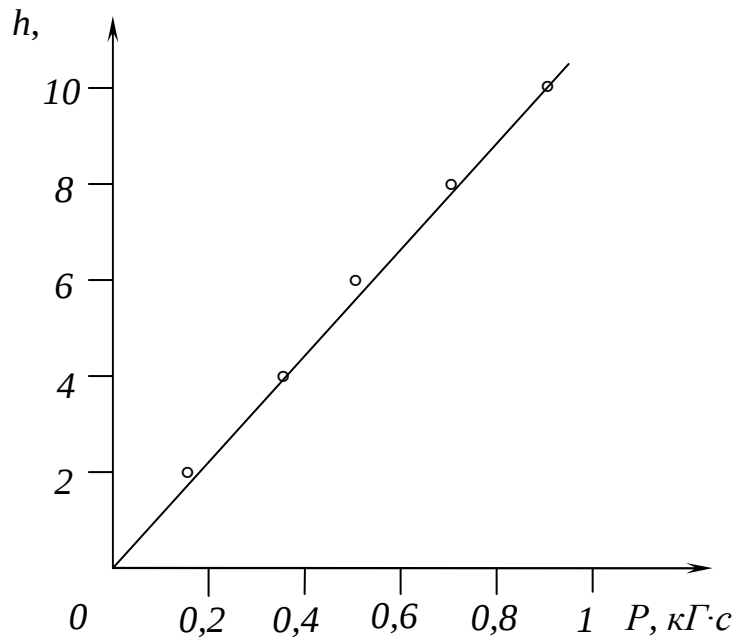


Рисунок 2.1 - Приклад побудови графіка за експериментальними точками

2.2 Вправи на закріплення навичок, умінь роботи з наближеними числами

Завдання 1 - Правила роботи з наближеними числами

- 1 У таблиці 2.1 дані результати й похибки виміру. Вибравши свій варіант завдання, округлити результат вимірів і зробити його запис у стандартній формі.
- 2 Скориставшись варіантом з таблиці 2.2, визначити похибку записаного числа й знайти приблизне значення заданого виразу.

Таблиця 2.1 – Результати і похибки виміру

№	x_1	x_2	x_3	Δx_1	Δx_2	Δx_3
1	48,758	0,4897	5000	$\pm 0,57$	$\pm 0,0065431$	± 898
2	57,396	0,2645	6000	$\pm 0,51$	$\pm 0,0072241$	± 454
3	68,794	0,5678	7000	$\pm 0,73$	$\pm 0,0015237$	± 391
4	59,904	0,6778	8000	$\pm 0,62$	$\pm 0,0016371$	± 451
5	30,301	0,7891	9000	$\pm 0,31$	$\pm 0,0037213$	± 991
6	42,944	0,9871	10000	$\pm 0,92$	$\pm 0,0037313$	± 392
7	44,932	0,3456	1000	$\pm 0,63$	$\pm 0,0038413$	± 464
8	53,919	0,4567	2000	$\pm 0,47$	$\pm 0,0039141$	± 596
9	58,118	0,5781	3000	$\pm 0,42$	$\pm 0,0039942$	± 696
10	10,009	0,5671	4000	$\pm 0,36$	$\pm 0,0041444$	± 796
11	14,112	0,7764	5000	$\pm 0,24$	$\pm 0,0056789$	± 888
12	19,384	0,6631	16000	$\pm 0,32$	$\pm 0,0013456$	± 858
13	20,292	0,7131	17000	$\pm 0,44$	$\pm 0,0024213$	± 799
14	25,901	0,3161	18000	$\pm 0,99$	$\pm 0,0031414$	± 561
15	74,104	0,3269	19000	$\pm 0,47$	$\pm 0,0031418$	± 459
16	82,202	0,3368	15000	$\pm 0,39$	$\pm 0,0014148$	± 779
17	103,101	0,3468	14000	$\pm 0,05$	$\pm 0,0018191$	± 768
18	99,909	0,3596	13000	$\pm 0,74$	$\pm 0,0019191$	± 661
19	109,901	0,5771	12000	$\pm 0,11$	$\pm 0,0021901$	± 899
20	108,756	0,7157	11000	$\pm 0,94$	$\pm 0,0010901$	± 669
21	107,944	0,7761	11500	$\pm 0,34$	$\pm 0,0030133$	± 559
22	108,805	0,7651	11600	$\pm 0,29$	$\pm 0,0017771$	± 668
23	13,001	0,6157	11700	$\pm 0,14$	$\pm 0,0029193$	± 761
24	14,356	0,5731	11800	$\pm 0,91$	$\pm 0,0031414$	± 999
25	19,319	0,5738	11900	$\pm 0,84$	$\pm 0,0032122$	± 861
26	20,316	0,8167	12100	$\pm 0,77$	$\pm 0,0016119$	± 558
27	21,391	0,3391	13100	$\pm 0,39$	$\pm 0,0091327$	± 341
28	21,391	0,7196	14100	$\pm 0,45$	$\pm 0,0091327$	± 532
29	22,292	0,6671	15100	$\pm 0,39$	$\pm 0,0027327$	± 339
30	26,396	0,7382	16100	$\pm 0,42$	$\pm 0,0037372$	± 724
31	27,804	0,3776	17100	$\pm 0,37$	$\pm 0,0029237$	± 560
32	39,919	0,6226	18100	$\pm 0,02$	$\pm 0,0037129$	± 932

Таблиця 2.2 – Результати і вирази

№	Знайти похибку	Обчислити
1	$R=8,31 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{моль})$	$4\cdot R\cdot 5,342\cdot 2,43\approx$
2	$\kappa=1,38 \text{ Дж}/\text{К}$	$4\kappa\cdot 6,824\cdot 1,43\approx$
3	$F=9,65\cdot 10^7 \text{ Кл}/\text{моль}$	$2F\cdot 6,07\cdot 1,277\approx$
4	$e=1,60\cdot 10^{-19} \text{ Кл}$	$2e\cdot 3,101\cdot 2,104\approx$
5	$m_e=9,11\cdot 10^{-31} \text{ кг}$	$2m_e\cdot 4,03\cdot 2,102\approx$
6	$c=3,00\cdot 10^8 \text{ м}/\text{с}$	$2c\cdot 11,103\cdot 14,02\approx$
7	$\sigma=5,67\cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К}^2)$	$\sigma\cdot 1,102\cdot 10,3\approx$
8	$b=2,90\cdot 10^{-3} \text{ м}\cdot\text{К}$	$2b\cdot 1,102\cdot 10,3\approx$
9	$C_1=3,74 \text{ Вт}\cdot\text{м}^2$	$2C_1\cdot 3,144\cdot 9,31\approx$
10	$G=6,67\cdot 10^{-7} \text{ м}^3/(\text{кг}\cdot\text{с}^3)$	$3G\cdot 5,894\cdot 1,104\approx$
11	$h=6.63\cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$	$4h\cdot 6,427\cdot 0,89\approx$
12	$N_A=6,02\cdot 10^{23} \text{ моль}$	$5N_A\cdot 9,148\cdot 0,191\approx$
13	$\hbar=1,05\cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$	$\hbar\cdot 2,794\cdot 1,883\approx$
14	$R=2.07\cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$	$2R\cdot 9,199\cdot 1,01\approx$
15	$a=5,29\cdot 10^{-11} \text{ м}$	$6a\cdot 8,169\cdot 3,19\approx$
16	$\lambda_c=2,43\cdot 10^{-12} \text{ м}$	$6\lambda_c\cdot 9,919\cdot 1,101\approx$
17	$e/m=1,76\cdot 10^{11} \text{ Кл}/\text{кг}$	$2e/m\cdot 4,199\cdot 5,03\approx$
18	$\mu_B=9,27\cdot 10^{-24} \text{ Дж}/\text{Тл}$	$7\mu_B\cdot 9,144\cdot 5,67\approx$
19	$\epsilon_0=8,85\cdot 10^{-12} \text{ Ф}/\text{м}$	$8\epsilon_0\cdot 6,667\cdot 7,03\approx$
20	$\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7} \text{ Гн}/\text{м}$	$10\mu_0\cdot 3,966\cdot 7,03\approx$
21	$v_3=332 \text{ м}/\text{с}$	$2v_3\cdot 6,293\cdot 1,101\approx$
22	$n_a=2,42$	$2n_a\cdot 7,372\cdot 1,32\approx$
23	$n_b=1,33$	$2n_b\cdot 8,974\cdot 1,92\approx$
24	$n_m=1,60$	$3n_m\cdot 1,199\cdot 8,914\approx$
25	$n_c=1,50$	$3n_c\cdot 2,199\cdot 10,9\approx$
26	$R_3=6,37\cdot 10^6 \text{ м}$	$2R_3\cdot 2,6\cdot 10,6\approx$
27	$m_3=5,98\cdot 10^{24} \text{ кг}$	$2m_3\cdot 2,6\cdot 10,66\approx$
28	$R_{\text{сол}}=6,95\cdot 10^8 \text{ м}$	$5R_{\text{сол}}\cdot 5,391\cdot 6,1\approx$
29	$m_{\text{сол}}=1,98\cdot 10^{30} \text{ кг}$	$7m_{\text{сол}}\cdot 2,01\cdot 3,111\approx$
30	$R_{\text{л}}=1,74\cdot 10^6 \text{ м}$	$R_{\text{л}}\cdot 2,713\cdot 3,13\approx$
31	$m_{\text{л}}=7,33\cdot 10^{22} \text{ кг}$	$2m_{\text{л}}\cdot 7,824\cdot 3,13\approx$
32	$\epsilon_B=81$	$2\epsilon_B\cdot 3,465\cdot 2,645\approx$

Завдання 2 - Побудова графіків

Скориставшись правилами, наведеними вище, побудувати графік залежності $I=f(U)$, що відповідає своєму варіанту завдання (див. Таблицю 2.3).

Таблиця 2.3 - Значення сили струму і напруги

№	Значення сили струму і напруги для побудови графіків					
1	I (A)	5	7	10	12	16
	U (B)	30	37	50	67	80
2	I (A)	5,1	7,1	7,9	9,5	10
	U (B)	100	150	170	190	200
3	I (A)	25,5	40,2	45,2	53	60
	U (B)	50	80	90	110	120
4	I (A)	7	10	12	16	15
	U (B)	15	20	24	28	30
5	I (A)	10	12	15	16	18
	U (B)	20	26	30	31	36
6	I (A)	8	12	13	15	15
	U (B)	17	24	25	29	30
7	I (A)	5	5,6	6,2	6,5	7,3
	U (B)	100	110	125	130	145
8	I (A)	5	6	8,2	9	12,1
	U (B)	10	12	16	18	24
9	I (A)	5	6,5	8,8	10	12,5
	U (B)	11	13	17	20	25
10	I (A)	6	6,5	11,5	12,5	14,7
	U (B)	12	13	22	24	29
11	I (A)	5	7,5	11,5	12,5	14,7
	U (B)	10	15	22	30	32
12	I (A)	7	9	9,1	14,5	20
	U (B)	14	18	19	29	40
13	I (A)	10,5	12	17	20	20
	U (B)	21	25	34	39	40
14	I (A)	10	13,5	20	23,5	28
	U (B)	20	27	40	47	55
15	I (A)	20	25	37	47	50
	U (B)	40	50	70	90	100
16	I (A)	35	38	40	42	46
	U (B)	70	76	80	84	90

Продовження таблиці 2.3

№	Значення сили струму і напруги для побудови графіків					
17	I (A)	35	39	46	48,5	50
	U (B)	70	78	90	97	100
18	I (A)	5	6	7,8	8,6	10
	U (B)	10	12	15	17	20
19	I (A)	17	18	19	21	23
	U (B)	34	36	39	42	45
20	I (A)	23	25	28	31	33
	U (B)	47	50	57	63	65
21	I (A)	2,5	3	3,3	3,6	3,9
	U (B)	50	60	66	70	76
22	I (A)	5	8,5	13	19	20
	U (B)	10	17	27	37	40
23	I (A)	7,5	8	10	10,5	12,5
	U (B)	15	17	19	21	25
24	I (A)	5,6	7	13	15	25
	U (B)	11	15	25	30	50
25	I (A)	3	6	7	8	10
	U (B)	7	12	15	17	20
26	I (A)	1,5	4	5	6	8
	U (B)	3	7	10	12	15
27	I (A)	5	6	8	8,5	9,5
	U (B)	100	120	150	170	180
28	I (A)	10	10,1	10,2	10,4	11
	U (B)	200	202	203	207	220
29	I (A)	5	5,5	6,7	6,8	7
	U (B)	106	110	130	135	140
30	I (A)	6,5	7	8	8,3	8,6
	U (B)	130	140	160	165	170
31	I (A)	8,5	9	10	10,3	10,5
	U (B)	170	180	200	205	210
32	I (A)	5	10,1	20,2	23	25
	U (B)	10	20	40	45	50

Завдання 3 - Обчислення похибок прямих і непрямих вимірів

Дано тіло у вигляді паралелепіпеда (див. Рисунок 2.2).

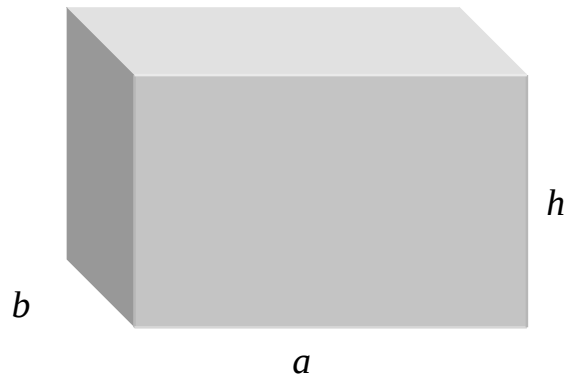


Рисунок 2.2 - Паралелепіпед

- 1 Виміряти його лінійні розміри за допомогою штангенциркуля. Отримані значення довжини a , ширини b і висоти h занести в таблицю 2.4.
- 2 Обчислити середнє значення $\langle a \rangle$:

$$\langle a \rangle = \frac{a_1 + a_2 + a_3}{3},$$

і результат занести в таблицю 2.4.

Таблиця 2.4 - Визначення об'єму паралелепіпеда

№ досліду	a	Δa	b	Δb	h	Δh	v	Δv
1								
2								
3								
Середнє								

- 3 Розрахувати абсолютні похибки прямих вимірів довжини:

$$\Delta a_1 = | \langle a \rangle - a_1 |;$$

$$\Delta a_2 = | \langle a \rangle - a_2 |;$$

$$\Delta a_3 = | \langle a \rangle - a_3 |,$$

їхні середні значення за формулою:

$$\langle \Delta a \rangle = \frac{\Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3}{3},$$

і результати занести в таблицю 2.4.

- 4 Розрахувати відносну похибку:

$$\varepsilon_a = \frac{<\Delta a>}{<a>}.$$

- 5 Аналогічне обчислення зробити для середніх значень ширини $$ і висоти $<h>$, записуючи результати обчислень у таблицю 2.4.

- 6 Записати результати прямих вимірів у вигляді:

$$a = <a> \pm <\Delta a>; \varepsilon_a = \dots\%,$$

$$b = \pm <\Delta b>; \varepsilon_b = \dots\%,$$

$$h = <h> \pm <\Delta h>; \varepsilon_h = \dots\%.$$

- 7 Обчислити значення об'єму паралелепіпеда:

$$v = <a> \cdot \cdot <h>,$$

і результат занести в таблицю 2.4.

- 8 Обчислити відносну похибку непрямих вимірів об'єму:

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta h}{h}.$$

- 9 Обчислити абсолютну похибку обчислення об'єму:

$$\Delta v = \varepsilon <v> ,$$

і результат занести в таблицю 2.4.

- 10 Записати значення обсягу у вигляді:

$$v = <v> \pm <\Delta v>; \varepsilon = \dots\%.$$

1.3 Контрольні питання

- 1 Сформулювати мету роботи.
- 2 Що таке фізична величина і чи можливо вимірювати її точне значення?
- 3 Які існують похибки вимірів? Які похибки вимірів називають випадковими?
- 5 Що таке прямі й непрямі виміри і які величини вимірялися в роботі як прямі, а які - як непрямі?
- 6 Що таке абсолютна й відносна похибки вимірів й як вони перебувають у прямих і непрямих вимірах?
- 7 Що таке стандартна форма запису результату й що вона відображає?

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 12

ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ПРЯМОЛІНІЙНОГО РУХУ ЗА ДОПОМОГОЮ МАШИНИ АТВУДА

Мета роботи: вивчити закони кінематики матеріальної точки, ознайомитися із пристроєм і принципом дії машини Атвуда, визначити шлях і швидкість рівномірного руху вантажів, визначити шлях, миттєву швидкість і прискорення при рівноприскореному русі вантажів машини Атвуда.

3.1 Короткі теоретичні відомості

Механічним рухом називають зміну положення тіла відносно інших тіл із часом. Визначення положення тіла, що рухається, відносно інших тіл у будь-який момент часу є основною задачею механіки.

При описі механічного руху, насамперед, необхідно вказати тіло відліку, тобто тіло, відносно якого розглядається зміна положення тіла, що рухається. Потім необхідно вибрати спосіб визначення положення тіла відносно тіла відліку. Для рішення цього завдання в механіці вводяться математичні моделі матеріальної точки й абсолютно твердого тіла. **Матеріальною точкою** називають тіло, розмірами якого за даних умов можна знехтувати (наприклад, у випадку, коли розміри тіла багато менше відстаней до інших тіл). При цьому вважають, що вся маса тіла зосереджена в одній точці. **Системою матеріальних точок** або (механічною системою) називається уявно виділена сукупність матеріальних точок або тіл, які у загальному випадку взаємодіють як друг з другом, так і з тілами, які не входять у склад цієї системи. **Абсолютно твердим тілом** називають тіло, для якого відстань між будь-якими двома точками залишається незмінною, тобто в цьому випадку знехтують деформаціями тіла в процесі руху. Інакше кажучи, розміри і форма абсолютно твердого тіла не змінюється при його русі. Тому абсолютно тверде тіло часто розглядають як систему матеріальних точок, які жорстко зв'язані одна з одною.

Положення матеріальної точки, що рухається, відносно точки відліку визначають за допомогою декартової системи координат, початок якої зв'язують із тілом відліку. Тоді сукупність трьох координат x, y, z (або радіус-вектор $\vec{r}$) однозначно визначає положення матеріальної точки в просторі

(див. Рисунок 3.1.а). Положення абсолютно твердого тіла задано, якщо відомі координати (або радіус-вектор $\vec{r}$) однієї із точок тіла й орієнтація цього тіла відносно осей координат (кути α, β, γ , на Рисунку 3.1.а).

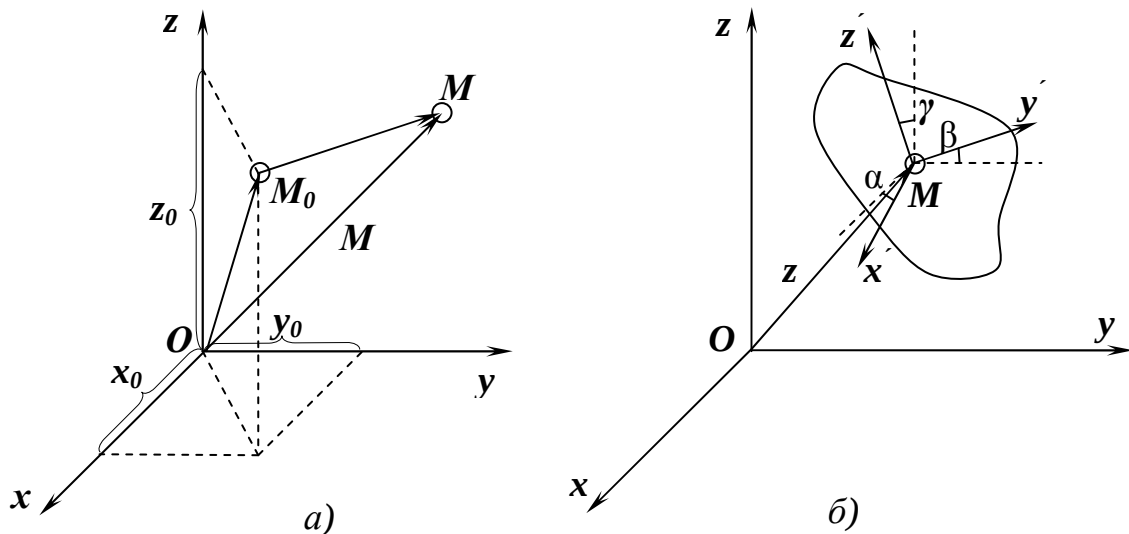


Рисунок 3.1 – Положення матеріальної точки у просторі

а) – переміщення матеріальної точки;

б) – орієнтація абсолютно твердого тіла.

Тіло відліку, пов'язана з ним система координат і прилад для виміру часу (годинник) утворюють систему відліку. За допомогою системи відліку, положення тіла, що рухається, визначається повністю. При подальшому розгляді обмежимося вивченням руху матеріальної точки.

Уявна лінія, що описує матеріальна точка при русі, називається **траєкторією**. Нехай матеріальна точка рухається з початкової точки M_0 у кінцеву точку M по кривій M_0M . Відстань, пройдена матеріальною точкою по її траєкторії, тобто довжину дуги M_0M називають **пройденим шляхом**, що позначається буквою s . Вектор, проведений з початкової точки траєкторії в кінцеву, називається **переміщенням**. На Рисунку 3.1, а) вектор переміщення позначений як $\Delta \vec{r}$. Неважко бачити, що

$$\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0.$$

Довжина (модуль) вектора переміщення $\Delta \vec{r}$ в загальному випадку не дорівнює пройденому шляху. Ці величини збігаються тільки для прямолінійного руху без зміни напрямку руху. З визначення вектора переміщення маємо, що:

$$\vec{r} = \Delta\vec{r} + \vec{r}_0,$$

тобто, положення матеріальної точки в даній системі відліку визначено, якщо відомі її початкове положення - вектор $\vec{r}_0$ і переміщення $\Delta\vec{r}$. Рівняння залежності радіуса-вектора від часу $\vec{r}(t)$ або, що те ж саме, залежності координат від часу: $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ - називають **кінематичними рівняннями руху** або просто **рівняннями руху**.

Зміна радіуса-вектора $\vec{r}$ із часом описують за допомогою векторної величини, що називається миттєвою швидкістю.

Миттєва швидкість - це межа, до якої прагне відношення переміщення $\Delta\vec{r}$ до проміжку часу t , за яке це переміщення відбулося, при прагненні t до нуля:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}.$$

З курсу математики відомо, що така межа являє собою першу похідну функції $\vec{r}(t)$ по аргументу t . Тому

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}}. \quad (3.1)$$

Відзначимо, що векторне рівняння (3.1) являє собою символічний запис трьох скалярних рівнянь для проекцій вектора швидкості:

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt},$$

де x , y , z - координати матеріальної точки, тобто проекції радіуса-вектора $\vec{r}$ на осі декартової системи координат. Величину (модуль) вектора швидкості можна обчислити через проекції:

$$\begin{aligned} v = |\vec{v}| &= \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} = \\ &= \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}}{dt} = \frac{\sqrt{ds^2}}{dt} = \frac{ds}{dt}, \end{aligned}$$

або як похідну пройденого шляху від часу (для нескінченно малого переміщення $|\Delta\vec{r}| = ds$). Вектор $\vec{v}$ спрямований по дотичній до траєкторії руху.

Якщо відома залежність вектора швидкості від часу, то радіус-вектор матеріальної точки знаходиться з рівняння (3.1) шляхом інтегрування:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \int \vec{v}(t) dt \quad (3.2)$$

Для характеристики залежності швидкості від часу вводиться вектор **прискорення**:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(\dot{\vec{r}})}{dt} = \ddot{\vec{r}}, \quad (3.3)$$

який показує, як швидко змінюється швидкість руху. За відомим прискоренням матеріальної точки можна знайти миттєву швидкість:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \int \vec{a}(t) dt, \quad (3.4)$$

де $\vec{v}_0$ - швидкість на початку спостереження (початкова швидкість).

Формули (3.2), (3.4) вирішують основне завдання механіки в рамках кінематики. Проілюструємо це на конкретних прикладах.

3.1.1 Рівномірний прямолінійний рух

Рівномірним прямолінійним рухом називається рух, при якому величина й напрямок вектора швидкості залишаються постійними: $\vec{v} = \text{const}$. Тоді з рівняння (3.2) одержуємо:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v} \int dt = \vec{r}_0 + \vec{v}t. \quad (3.5)$$

Відзначимо, що при прямолінійному русі напрямок однієї з координатних осей декартової системи координат зручно вибирати співпадаючою з напрямком руху. Тоді при русі тіла змінюється тільки одна координата, а дві інші залишаються постійними (див. Рисунок 3.2).

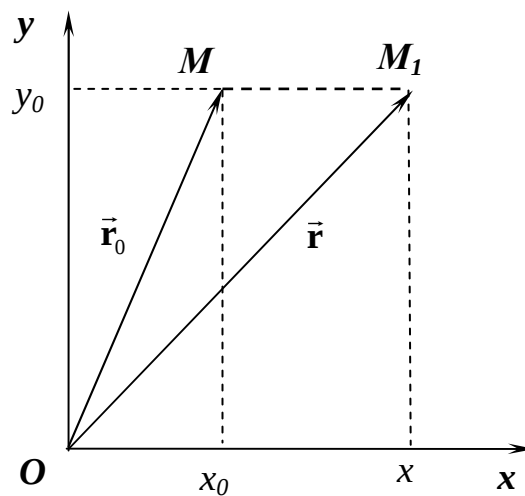


Рисунок 3.2 - Вибір координатних осей

У проекціях на осі координат рівняння (3.5) прийме вид:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + v_x t, \\ y &= y_0, \\ z &= z_0. \end{aligned} \right\} \quad (3.5.a)$$

Формули (3.5.a) вирішують основне завдання механіки у випадку рівномірного прямолінійного руху. З рівняння (3.5) знаходимо вектор переміщення:

$$\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0 = \vec{v} t,$$

а з формули (3.5.a) - його проекції на осі координат:

$$\Delta x = x - x_0 = v_x t.$$

Неважко бачити, що в цьому русі модуль вектора переміщення дорівнює пройденому шляху:

$$|\Delta \vec{r}| = |\Delta x| = vt = s.$$

3.1.2 Рівнозмінний прямолінійний рух

Рівнозмінним називають рух, при якому величина й напрямок вектора прискорення не змінюються із часом : $\vec{a} = \text{const}$. З рівняння (3.4) знаходимо залежність вектора швидкості від часу:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a} \int dt = \vec{v}_0 + \vec{a} t. \quad (3.6)$$

З формули (3.6) видно, що для того, щоб рух був прямолінійним, вектори $\vec{v}_0$ й $\vec{a}$ повинні бути спрямовані уздовж однієї прямої.

Якщо $\vec{v}_0$ й $\vec{a}$ спрямовані однаково, то модуль швидкості збільшується:

$$v = v_0 + at,$$

і рух називається **рівноприскоренням**. При протилежному напрямку векторів $\vec{v}_0$ і $\vec{a}$ величина швидкості зменшується:

$$v = |v_0 - at|,$$

а рух називають **рівносповільненням**.

Підставивши вираз (3.6) у формулу (3.2), одержимо залежність радіуса-вектора від часу:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \int (\vec{v}_0 + \vec{a} t) dt = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}. \quad (3.7)$$

Формула (3.7) дає рішення основного завдання механіки для рівнозмінного руху. Переміщення матеріальної точки:

$$\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0 = \vec{v}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}. \quad (3.8)$$

Модуль вектора переміщення збігається із пройденим шляхом, якщо не змінюється напрямок руху:

$$|\Delta \vec{r}| = s = v_0 t \pm \frac{at^2}{2},$$

де знак "+" береться для рівноприскореного руху, а знак "-" - для рівносповільненого.

3.2 Опис установки й методу вимірів

Для вимірів параметрів руху в даній роботі використається машина Атвуда (див. Рисунок 3.3).

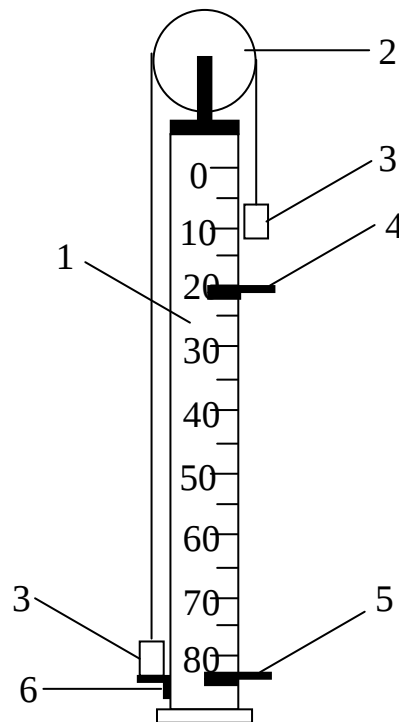


Рисунок 3.3 - Машина Атвуда

Основою машини є корпус - 1, на якому розміщена шкала із сантиметровими поділками. У верхній частині корпусу кріпиться блок - 2, через який перекинута нитка з вантажами - 3, які врівноважують один одного. Маса правого вантажу трохи більше маси лівого, що дозволяє

компенсувати дію сили тертя в блоці, завдяки чому вантажі рухаються рівномірно. На корпусі знаходиться рухливе кільце - 4, яке може бути закріплене в довільному місці шкали. На ньому вмонтований розімкнутий електричний контакт, включений в електричний ланцюг електронного секундоміра. При замиканні контакту включається електронний секундомір, починаючи відлік часу. На корпусі закріплений також прийомний столик - 5 й упор - 6 для лівого вантажу. Прийомний столик може переміщатися уздовж шкали й фіксуватися в довільному місці шкали. У нього вмонтований вимикач електронного секундоміра, що спрацьовує від удару під час приймання вантажу. До установки додається додатковий вантаж у вигляді латунного диска з розрізом. Цей додатковий вантаж розміщується на правому вантажі й під час проходження кільця - 4 залишається на поверхні кільця, замикаючи контакт для включення електронного секундоміра. Під дією перевантаження вантажі рухаються рівноприскорено. При проходженні кільця - 4 додатковий вантаж залишається на ньому, і вантажі продовжують рівномірний рух зі швидкістю, яку вони набули за час прискореного руху. Одночасно включається секундомір, що вимірює час рівномірного руху між кільцем - 4 і столиком - 5.

Установка дозволяє вимірювати шлях s_1 прискореного руху від нульової поділки шкали до поділки, що відповідає положенню рухомого кільця - 4, шлях s_2 і час t_2 рівномірного руху між кільцем - 4 і столиком - 5. Відповідно обчислюється швидкість рівномірного руху

$$v_2 = \frac{s_2}{t_2}. \quad (3.9)$$

Ця швидкість є також максимальною швидкістю рівноприскореного руху на шляху s_1 :

$$v_1 = v_2.$$

Так як цей рух без початкової швидкості $v_0 = 0$, тому

$$v_1 = v_2 = at_1;$$

$$s_1 = \frac{at_1^2}{2},$$

де t_1 - невідомий час на шляху s_1 . Із цих формул знаходимо, що

$$t_1 = \frac{v_1}{a}, \quad (3.10)$$

$$s_1 = \frac{av_2^2}{2a^2} = \frac{v_1^2}{2a},$$

або з урахуванням формули (3.9):

$$s_1 = \frac{s_2^2}{2at_2^2},$$

звідки витікає, що

$$a = \frac{s_2^2}{2s_1t_2^2}. \quad (3.11)$$

Формули (3.10) і (3.11) є розрахунковими для обчислення часу й прискорення в рівноприскореному русі.

3.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1 - Вивчення рівномірного руху

- 1 Закріпити рухливе кільце на відстані 0,10 м від початку шкали.
- 2 Закріпити прийомний столик на відстані 0,23 м від початку шкали й переконатися, що верхня грань вантажу, що знаходиться на прийомному столику, перебуває на відстані 0,20 м від початку шкали й 0,10 м від рухливого кільця. Занести в таблицю 3.1 шлях рівномірного руху вантажу $s = 0,10$ м.

Таблиця 3.1 – Рівномірний рух

№ досліду	$s, \text{ м}$	$t, \text{ с}$	$v, \text{ м/с}$	$\Delta v, \text{ м/с}$
1				
2				
3				
4				
5				
Середнє значення				

- 3 Установити правий вантаж таким чином, щоб його верхня грань перебувала проти нульової поділки шкали. Навантажити його додатковим вантажем у вигляді латунного диска з розрізом і заспокоїти коливання вантажу. Включити електронний секундомір

і підготувати його до роботи, скориставшись перемикачем з написом "скидання". Лівий вантаж утримується на упорі - 6 (див. Рисунок 3.3).

- 4 Звільнити вантажі й спостерігати за рухом. Після проходження правого вантажу через кільце - 4 повинен включитися секундомір, після удару вантажу об прийомний столик - 5 секундомір повинен виключитися, зупиняючи відлік часу. Якщо не відбудеться нормального включення й вимикання секундоміра, перевірити контакти й повторити експеримент. Якщо секундомір спрацьовує нормально, занести час руху вантажу в таблицю 3.1.
- 5 Змістити вниз прийомний столик на 0,10 м і, повторюючи дії пп. 2...4, відповідно, для $s = 0,30, 0,40, 0,50$ м, результати вимірів записати у відповідні місця таблиці 3.1.
- 6 Обчислити за формулою (3.9) швидкість рівномірного руху для кожного з досліджуваних шляхів. Теоретично це повинен бути один і той самий результат. Знайти його середнє значення як середнє арифметичне отриманих значень швидкостей.
- 7 Обчислити абсолютні похибки для кожного зі значень швидкості і їхнє середнє значення. Обчислити відносну похибку.
- 8 Записати результат виміру швидкості в стандартній формі.
- 9 Побудувати графік залежності шляху рівномірного руху від часу.

Завдання 2 - Вивчення закономірностей рівноприскореного руху

- 1 Установити прийомний столик на відстані 0,83 м від початку шкали, що відповідає відліку часу на кінцевій точці шкали, верхньої грані вантажу. Перевірити справедливість цього.
- 2 Зафіксувати упор - 6 (див. Рисунок 3.3) таким чином, щоб при натисканні на нього лівого вантажу верхня грань правого перебувала на нульовій оцінці шкали. Утримуючи лівий вантаж на упорі, помістити додатковий вантаж на правому вантажі. Заспокоїти коливання вантажу й зробити скидання показів на електронному секундомірі.
- 3 Зафіксувати рухливе кільце на відстані 0,10 м від початку шкали. Перевірити дію контактів. Значення шляхів, відповідно, $s_1 = 0,10$

м, пройденого при прискореному русі, і $s_2 = 0,70$ м, пройденого при рівномірному русі, занести в таблицю 3.2.

Таблиця 3.2 – Рівноприскорений рух

№ досліду	s_2 , м	t_2 , с	v_2 , м/с	s_1 , м	t_1 , с	a , м/с ²	Δa , м/с ²
1							
2							
3							
4							
5							
Середнє							

- 4 Звільнити вантажі й спостерігати їхній рух. По закінченні записати час t_2 рівномірні рухи в таблицю 3.2.
- 5 Переміщаючи рухливе кільце, провести відповідні досліди для $s_1 = 0,20$ м, $s_2 = 0,60$ м; $s_1 = 0,30$ м, $s_2 = 0,50$ м; $s_1 = 0,40$ м, $s_2 = 0,40$ м. Відповідні дані й результати виміру часу t_2 рівномірного руху на шляху s_2 занести в таблицю 3.2.
- 6 Обчислити швидкість рівномірного руху v_2 (вона ж - кінцева швидкість рівноприскореного руху) за формулою (3.9).
- 7 Обчислити прискорення a рівноприскореного руху за формулою (3.11). Теоретично ви повинні одержати однакове прискорення для всіх п'яти випадків, так як прискорювальний додатковий вантаж у всіх дослідах один і той самий. Розрахувати середнє значення прискорення a як середнє арифметичне його значень. Дані занести в таблицю 3.2.
- 8 Обчислити абсолютні похибки виміру прискорення як похибки прямих вимірів, середнє значення похибок і відносну похибку вимірів.
- 9 Записати значення прискорення в стандартній формі.
- 10 Визначити час прискореного руху за формулою (3.10) і занести його в таблицю 3.2.
- 11 Побудувати графіки залежностей миттєвої швидкості v_2 і шлях s_1 від часу руху t_1 .

3.4 Контрольні питання

- 1 Сформулювати мету роботи.
- 2 Що називають механічним рухом?
- 3 У чому полягає основне завдання механіки? Що означає вивчити механічний рух з точки зору класичної механіки?
- 4 У чому полягає принцип незалежності рухів, у чому його цінність?
- 5 Що таке матеріальна точка? Як можна задати положення матеріальної точки в просторі?
- 6 Дати визначення радіуса-вектора, переміщення, швидкості й прискорення руху матеріальної точки. Як вони зв'язані між собою?
- 7 Який рух називають рівнозмінним? Запишіть формули, що описують рівнозмінний рух.
- 8 Поясніть будову машини Атвуда. Як можна нею скористатися для вивчення рівномірного й рівнозмінного рухів? Виведіть розрахункові формули (3.9), (3.10) і (3.11).
- 9 Що таке абсолютна й відносна похибки вимірів і чому, на ваш погляд, абсолютні похибки швидкості й прискорення обчислюються як похибки прямих вимірів у проведених дослідах?

4 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 14

ВИЗНАЧЕННЯ МОМЕНТУ ІНЕРЦІЇ МАХОВИКА

Мета роботи: вивчити закони кінематики й динаміки обертального руху, установити залежність кутового прискорення від моменту сили, визначити момент інерції маховика.

4.1 Короткі теоретичні відомості

Абсолютно твердим тілом називається тіло, деформацією якого в умовах даного завдання можна знехтувати. Відстань між будь-якими двома точками абсолютно твердого тіла не змінюється при його русі.

Поступальним рухом твердого тіла називається такий його рух, при якому будь-яка пряма, жорстко пов'язана з тілом, залишається паралельною сама собі. При поступальному русі вектори швидкості й прискорення всіх точок твердого тіла збігаються. Для опису поступального руху твердого тіла досить описати рух однієї його точки (звичайно вибирається центр мас).

Обертальним рухом твердого тіла називається такий його рух, при якому всі точки тіла рухаються по дугах окружностей, а центри всіх окружностей лежать на одній прямій, що називається **віссю обертання**.

Усякий складний рух твердого тіла можна розкласти на поступальний та обертальний. При цьому вісь обертання можна провести через будь-яку точку тіла (найчастіше вона проводиться через центр мас). Напрямок осі обертання при довільному русі може змінюватися, положення її в кожен момент часу називається **миттєвою віссю обертання**.

Тверде тіло, що обертається навколо нерухомої осі, має один ступінь волі. Його положення в просторі повністю визначається величиною φ - **кутом повороту** з початкового положення. У кінематиці обертального руху кут повороту тіла вважається вектором, за його допомогою задається напрямок осі обертання.

Обертальний рух у кожний момент часу характеризується кутовою швидкістю, що дорівнює першій похідній кута повороту за часом:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}. \quad (4.1)$$

Як і кут повороту, кутова швидкість вважається вектором, спрямованим уздовж осі обертання. Вектори кута повороту й кутової швидкості спрямовані уздовж осі так, щоб з їхніх кінців обертання тіла було видно, що відбувається проти руху годинникової стрілки, тобто відповідно до *правила правого гвинта або буравчика* (див. Рисунок 4.1).

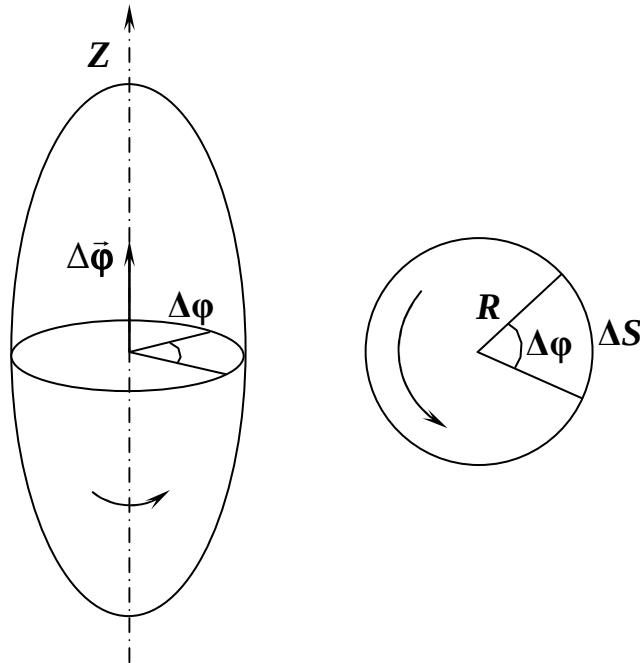


Рисунок 4.1 – Правило правого гвинта або буравчика

Рівномірне обертання тіла спостерігається, якщо чисельне значення його кутової швидкості не змінюється із часом, тобто $\omega = \text{const}$. Тоді кут повороту лінійно залежить від часу:

$$\varphi = \omega t. \quad (4.2)$$

Періодом обертання називається проміжок часу T , протягом якого тіло, рівномірно обертаючись із кутовою швидкістю ω , робить один повний оберт ($\varphi = 2\pi$):

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (4.3)$$

Частота обертання

$$n = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}, \quad (4.4)$$

показує число обертів, що здійснює тіло за одиницю часу при рівномірному обертанні.

При нерівномірному обертанні тіла навколо нерухомої осі його рух

характеризується також **кутовим прискоренням**

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2}. \quad (4.5)$$

Кутове прискорення теж вважається вектором, спрямованим уздовж осі обертання. Його напрямок збігається з напрямком кутової швидкості, якщо вона збільшується, і протилежно, якщо кутова швидкість зменшується.

Рівнозмінне обертання тіла спостерігається, якщо чисельне значення його кутового прискорення не змінюється із часом, тобто $\varepsilon = \text{const}$. У цьому випадку залежність від часу кутової швидкості й кута повороту задається формулами:

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_0 + \vec{\varepsilon} t, \quad (4.6)$$

$$\vec{\varphi} = \vec{\omega}_0 t + \frac{\vec{\varepsilon} t^2}{2}, \quad (4.7)$$

де $\vec{\omega}_0$ - значення кутової швидкості в нульовий момент часу.

Величина лінійної швидкості довільної точки твердого тіла, що обертається навколо нерухомої осі, може бути визначена за формулою:

$$v = \omega R, \quad (4.8)$$

де R - відстань від точки до осі обертання.

Спрямовано швидкість по дотичній до окружності, що описує точка. Величини тангенціального й нормального прискорень:

$$a_\tau = \varepsilon R, \quad (4.9)$$

$$a_n = \omega^2 R. \quad (4.10)$$

Моментом сили $\vec{F}$ відносно нерухомої точки (початку відліку) називається векторна величина $\vec{M}$, яка дорівнює векторному добутку радіуса-вектора точки прикладення сили $\vec{F}$ на цю силу:

$$\vec{M} = \vec{F} \times \vec{R}.$$

Моментом сили $\vec{F}$ відносно нерухомої осі Z називається скалярна величина M_Z , яка дорівнює проекції на цю вісь вектора $\vec{M}$ моменту сили $\vec{F}$ відносно довільної точки осі. Значення моменту M_Z не залежить від вибору положення точки на осі. Величина моменту сили відносно осі визначається за формулою:

$$M_Z = RF_J, \quad (4.11)$$

де R - відстань від осі до точки прикладення сили, F_J - складова сили, перпендикулярна до осі й відрізка R (див. Рисунок 4.2).

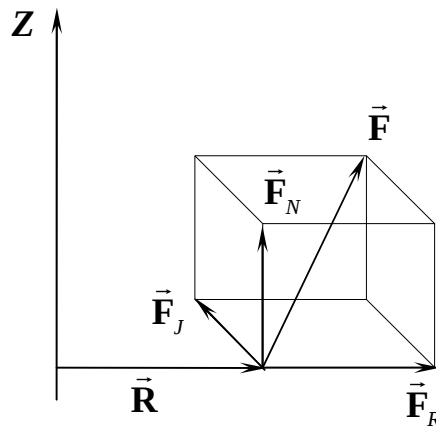


Рисунок 4.2 - Момент сили $\vec{F}$ відносно нерухомої осі Z

Моментом імпульсу матеріальної точки відносно нерухомої точки (початку відліку) називається векторна величина $\vec{L}$, яка дорівнює векторному добутку радіуса-вектора $\vec{r}$, що визначає положення матеріальної точки, на її імпульс.

Моментом імпульсу системи матеріальних точок відносно нерухомої точки (початку відліку) називається векторна сума моментів імпульсу відносно цієї точки всіх матеріальних точок системи.

Моментом імпульсу системи матеріальних точок відносно нерухомої осі Z називається скалярна величина L_Z , яка дорівнює проекції на цю вісь вектора $\vec{L}$ моменту імпульсу системи відносно довільної точки осі. Значення моменту L_Z не залежить від вибору положення точки на осі.

Похідна моменту імпульсу системи матеріальних точок за часом дорівнює сумарному моменту зовнішніх сил, що діють на систему.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (4.12)$$

Векторне співвідношення (4.12) зберігає свою силу й для проекцій векторів на вісь обертання Z .

Абсолютно тверде тіло при описі його обертального руху уявно розділяється на настільки малі частини, що їх можна вважати матеріальними точками. Рух його описується як рух системи матеріальних

точок, всі відстані між якими залишаються незмінними. Для такої системи можна визначити **момент інерції відносно нерухомої осі обертання Z** за формулою:

$$J_Z = \sum_{i=1}^N m_i R_i^2, \quad (4.13)$$

де m_i - маса i -ї частини системи, R_i - відстань від неї до осі обертання.

У випадку твердого тіла сума перетвориться в інтеграл по об'єму тіла:

$$J_Z = \int_{(V)} R^2 \rho dV, \quad (4.14)$$

де ρ - густина речовини. **Момент інерції тіла відносно довільної осі обертання** можна виразити через його момент інерції відносно осі, що проходить через центр мас і паралельній даній, за допомогою **теорему Штейнера**:

$$J_Z = J_C + md^2, \quad (4.15)$$

де J_C - момент інерції відносно осі, що проходить через центр мас, m - маса тіла, d - відстань між осями.

У таблиці 4.1 наведені моменти інерції ряду симетричних тіл, визначених за формулою (4.13).

Таблиця 4.1 - Моменти інерції ряду симетричних тіл

Тіло	Положення осі Z	Момент інерції J_Z
Повний циліндр з тонкими стінками радіуса R и маси m	Вісь циліндра	mR^2
Суцільний циліндр (диск) радіуса R и маси m	Вісь циліндра	$\frac{1}{2} mR^2$
Шар радіуса R и маси m	Вісь, що проходить через центр кулі	$\frac{2}{5} mR^2$
Сфера з тонкими стінками радіуса R и маси m	Вісь, що проходить через центр сфери	$\frac{2}{3} mR^2$
Прямий тонкий стрижень довжини l и маси m	Вісь, що перпендикулярна стрижню і проходить через його середину	$\frac{1}{12} ml^2$
Прямий тонкий стрижень довжини l и маси m	Вісь, що перпендикулярна стрижню і проходить через його кінець	$\frac{1}{3} ml^2$

Через момент інерції може бути виражений момент імпульсу твердого тіла, що обертається, відносно осі обертання Z , він дорівнює:

$$L_Z = J_Z \omega. \quad (4.16)$$

Підстановка виразу (4.16) у формулу (4.12) дозволяє одержати **основний закон динаміки обертального руху**:

$$\varepsilon = \frac{M_z}{J_z}, \quad (4.17)$$

відповідний другому закону Ньютона для поступального руху. Тверде тіло, що обертається, має кінетичну енергію:

$$T = \frac{J_z \omega^2}{2}. \quad (4.18)$$

3.2 Опис установки й методу вимірів

Маховик (див. Рисунок 4.3) являє собою металевий диск - D , що щільно сидить на валу. Кінці вала проходять через підшипники в спеціальних опорах, завдяки чому вал може обертатися з дуже малим тертям. Центр мас маховика перебуває на осі обертання. На осі обертання закріплений пустотілий барабан - B , на який намотується нитка. Один кінець нитки прикріплюється до барабана, до іншого кінця підвішується вантаж масою - m , що приводить всю систему у рівноприскорений рух.

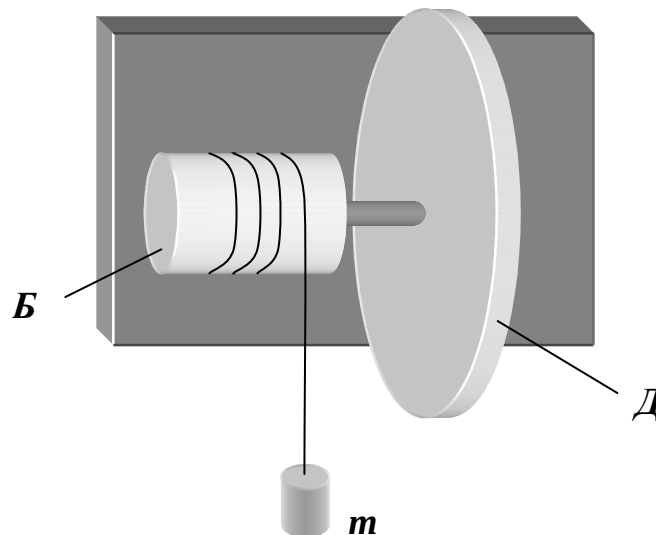


Рисунок 4.3 - Маховик

Величина кутового прискорення маховика визначається основним законом динаміки обертального руху (4.17).

Безпосередньо на барабан (див. Рисунок 4.4) діє сила натягу F_H , момент якої відносно осі обертання:

$$M_H = F_H \cdot R = \frac{F_H d}{2}, \quad (4.19)$$

де d - діаметр барабана.

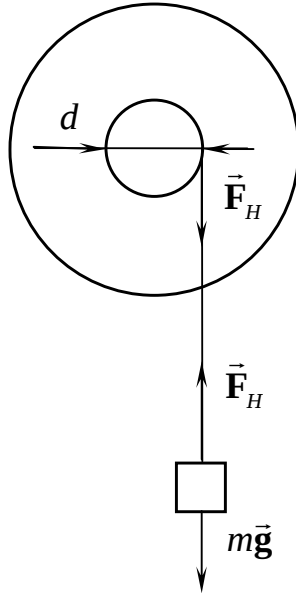


Рисунок 4.4 – Сили, що діють у системі

Крім того, у підшипниках діє сила тертя, момент якої M_{TP} спрямований у протилежну сторону стосовно M_H . Сумарний момент сил відносно осі обертання:

$$M_Z = M_H + M_{TP}. \quad (4.20)$$

З виразів (4.20) і (4.17) можна одержати формулу для визначення моменту інерції:

$$J_Z = \frac{M_H - M_{TP}}{\varepsilon}. \quad (4.21)$$

Вантаж рухається із прискоренням a , яке можна визначити, вимірюючи час опускання t вантажів з висоти h :

$$a = \frac{2h}{t^2}. \quad (4.22)$$

За другим законом Ньютона $ma = P - F_H$, де P - величина ваги вантажу, яка дорівнює mg . Звідси виходить, що величина сили натягу:

$$F_H = m \cdot (g - a),$$

момент цієї сили задається формулою

$$M_H = \frac{m(g-a)d}{2}. \quad (4.23)$$

Прискорення вантажу a дорівнює за величиною тангенціальному прискоренню всіх точок поверхні барабана, на який намотана нитка. Це дозволяє за формулою (4.9) знайти кутове прискорення барабана й маховика:

$$\varepsilon = \frac{a}{R} = \frac{2a}{d}. \quad (4.24)$$

4.3 Порядок виконання роботи

- 1 Виміряти штангенциркулем і записати величину діаметра барабана d .
- 2 Прикріпити до вільного кінця нитки вантаж масою 0,050 кг й установити його за допомогою лінійки на висоті $h = 1,00$ м від стільця або підлоги. Виміряти час t опускання вантажу із цієї висоти, включаючи секундомір у момент звільнення вантажу й виключаючи його в момент торкання стільця або підлоги. Результат записати в таблицю 4.2.

Таблиця 4.2– Визначення моменту інерції маховика

№	$m, \text{кг}$	$t, \text{с}$	$a, \text{м/с}^2$	$M_H, \text{Н}\cdot\text{м}$	$\varepsilon, \text{рад/с}^2$	$J_Z, \text{кг}\cdot\text{м}^2$	$\Delta J_Z, \text{кг}\cdot\text{м}^2$
1	0,050						
2	0,100						
3	0,150						
4	0,200						
5	0,250						
6	0,300						
Сер.							

- 3 Описані в пункті 2 виміри повторити для вантажів з масами, заданими в таблиці 4.2. Отримані значення t записати в таблицю 4.2.
- 4 За формулою (4.22) обчислити шість значень прискорення вантажів і записати їх у таблицю 4.2.

- 5 За формулою (4.23) обчислити шість значень моменту сили натягу M_H і записати їх у таблицю 4.2.
- 6 За формулою (4.24) обчислити шість значень кутового прискорення маховика ϵ і записати їх у таблицю 4.2.
- 7 Побудувати графік залежності кутового прискорення ϵ від моменту сили натягу M_H (зразок наведений на Рисунку 4.5). Продовжити пряму графіка до перетинання з віссю M_H , точка перетинання відповідає величині моменту сили тертя M_{TP} . Записати його значення.

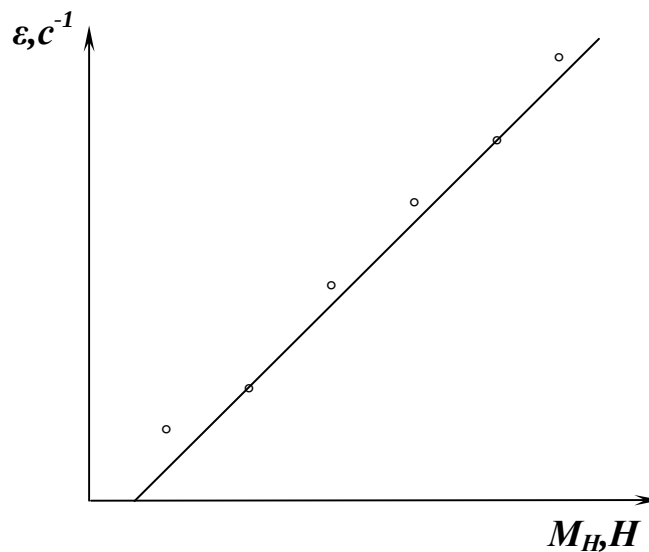


Рисунок 4.5 - Визначення моменту сили тертя M_{TP}

- 8 За формулою (4.21) обчислити шість значень моменту інерції J_Z системи, що обертається, записати їх у таблицю 4.2.
- 9 Закінчити заповнення таблиці 4.2, обчисливши й вписавши в неї середнє значення моменту інерції J_Z , абсолютні похибки шести вимірів моменту інерції, середню абсолютну похибку.
- 10 Обчислити відносну похибку визначення моменту інерції J_Z , записати остаточний результат визначення J_Z у стандартній формі.
- 11 Виміряти діаметр і товщину маховика, обчислити його момент інерції за формулою з таблиці 4.1. Густина стали прийняти рівною $7,85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Зрівняти результат обчислень із результатом вимірів.

4.4 Контрольні питання

- 1 Що називається абсолютно твердим тілом?
- 2 Які рухи може робити абсолютно тверде тіло?
- 3 Який рух називається обертальним?
- 4 Які величини характеризують обертальний рух?
- 5 Що називається кутом повороту?
- 6 Що називається кутовою швидкістю?
- 2 Чим відрізняється кутова швидкість від середньої кутової швидкості?
- 3 Як залежить кут повороту від часу при рівномірному обертальному русі?
- 4 Що називається кутовим прискоренням?
- 5 Від чого залежать кутова швидкість і кут повороту при рівнозмінному обертальному русі?
- 6 Як зв'язані лінійні швидкості точок твердого тіла з кутовими швидкістю й прискоренням?
- 7 Що називається моментом сили й моментом імпульсу відносно початку координат? Як вони зв'язані?
- 8 Що називається моментом сили й моментом імпульсу відносно осі обертання?
- 9 Що таке момент інерції? Як він пов'язаний з моментом імпульсу?
- 10 Сформулювати основний закон обертального руху.
- 11 Чому дорівнює кінетична енергія обертального тіла?
- 12 Чому сила натягу, що розкручує маховик, відрізняється від ваги вантажу?
- 13 Які зміни енергії відбуваються в процесі розкручування маховика?
- 14 За якими формулами визначається абсолютна похибка окремого виміру, середня абсолютна похибка, відносна похибка обмірюваної величини?
- 15 Скільки значень відносної похибки варто обчислити?
- 16 Сформулювати правила округлення й запису кінцевого результату вимірів і його абсолютної похибки.

5 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 15

ВИЗНАЧЕННЯ ПРИСКОРЕННЯ ВІЛЬНОГО ПАДІННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ОБОРОТНОГО МАЯТНИКА

Мета роботи: вивчити закономірності вільних гармонічних коливань, визначити прискорення вільного падіння.

5.1 Короткі теоретичні відомості

5.1.1 Основні поняття теорії коливань

Коливаннями називають процеси, які мають той або інший ступінь повторюваності у часі. У залежності від фізичної природи цих процесів розрізняють коливання: механічні, електромагнітні, електромеханічні та ін. Поєднує ці різноманітні процеси спільність закономірностей протікання і спільність математичного опису.

За способом передачі енергії тілу, що коливається, розрізняють коливання: вільні, змушені й автоколивання. Коливання називають **вільними**, якщо вони відбуваються під дією внутрішніх сил, що виникають при виведенні системи з положення рівноваги. Відзначимо, що вільні коливання виникають в околиці стійкого положення рівноваги, якому відповідає мінімум потенціальної енергії системи.

Коливання, у яких стан коливальної системи повторюється через рівні проміжки часу, називаються **періодичними**. Час одного повного коливання називається **періодом** і позначається буквою T , а величина, обернена періоду, що визначає число повних коливань в одиницю часу, - **лінійною частотою коливання**: $\nu = 1/T$. Лінійна частота вимірюється в герцах (Гц).

Найпростішим типом коливань є гармонічні коливання. Довільний періодичний процес може бути представлений як суперпозиція (накладання) гармонічних коливань. **Гармонічними** називають коливання, у яких характеристики процесу змінюються за гармонічним законом синуса або косинуса:

$$x = A \cos(\omega t + \alpha), \quad (5.1)$$

де x - значення змінної величини в момент часу t ; A - її максимальне

значення (амплітуда коливань); $(\omega t + \alpha)$ - фаза коливань; α - початкова фаза; ω - циклічна частота.

Лінійна частота і період зв'язані з циклічною частотою співвідношенням:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu.$$

Розглянемо кінематику і динаміку матеріальної точки, що здійснює гармонічні коливання. За допомогою рівняння руху (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**) можна визначити швидкість і прискорення точки, яка здійснює коливання:

$$V_x = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \alpha) = -V_{\max} \sin(\omega t + \alpha), \quad (5.2)$$

$$a_x = \frac{dV_x}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \alpha) = -a_{\max} \cos(\omega t + \alpha), \quad (5.3)$$

де $V_{\max} = A\omega$ - амплітуда швидкості; $a_{\max} = A\omega^2$ - амплітуда прискорення.

Порівняння співвідношень (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**) і (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**) приводить до висновку, що:

$$a_x = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x. \quad (5.4)$$

За другим законом Ньютона з урахуванням співвідношення (5.4) одержуємо, що матеріальна точка здійснює гармонічні коливання уздовж осі O_x , якщо проекція на неї рівнодіючої сили підкоряється закону:

$$F_x = ma_x = -m\omega^2 x = -kx, \quad (5.5)$$

тобто закону пружних сил. Якщо проекція сили підкоряється закону (5.5), але по своїй природі сила не пружна, то її називають квазіпружною. Таким чином, гармонічні коливання виникають під дією пружних або квазіпружних сил. Величину $k = m\omega^2$ називають коефіцієнтом пружності (жорсткості).

Рівняння (5.5) є диференціальне рівняння другого порядку, рішеннями якого є гармонічні функції (5.1), і тому його називають диференціальним рівнянням гармонічних коливань. У звичайній формі воно записується так:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0, \quad \text{або} \quad \ddot{x} + \omega^2 x = 0. \quad (5.6)$$

Матеріальна точка масою m , що здійснює гармонічні коливання, має

кінетичну і потенціальну енергії:

$$W_c = \frac{mV^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \sin^2(\omega t + \alpha),$$

$$W_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \cos^2(\omega t + \alpha).$$

Повна енергія точки, що здійснює вільні гармонічні коливання, залишається величиною сталою, що не залежить від часу:

$$W = W_c + W_p = \frac{m\omega^2 A^2}{2} = \frac{kA^2}{2}.$$

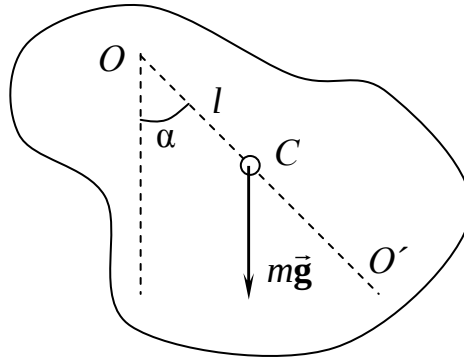


Рисунок 5.1 – Фізичний маятник

Розглянемо вільні коливання маятника. **Фізичним маятником** називають тверде тіло, здатне робити коливання навколо нерухомої осі, що не проходить через центр мас тіла. У положенні рівноваги центр інерції маятника - точка C (див. Рисунок 5.1) - знаходиться на одній вертикалі з точкою підвісу - точка O. Це рівноважне положення маятника. При відхиленні від положення рівноваги на кут φ виникає обертальний момент, що прагне повернути маятник у положення рівноваги. Цей момент створюється силою тяжіння $m\vec{g}$ і дорівнює:

$$M = -mgl \sin\varphi,$$

де m - маса маятника; l - відстань між точкою підвісу і центром маси маятника. Позначивши момент інерції маятника відносно осі, що проходить через точку підвісу, буквою J , запишемо рівняння руху маятника:

$$J\ddot{\varphi} = mg \sin\varphi, \quad (5.7)$$

де $\ddot{\varphi} = \varepsilon$ - кутове прискорення маятника. При малих кутах відхилення φ маятника від положення рівноваги, коли $\sin \varphi \approx \varphi$ рівняння (5.7) приймає вид:

$$\ddot{\varphi} + \frac{mgl}{J}\varphi = 0, \quad \text{або} \quad \ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = 0, \quad (5.8)$$

де через ω^2 позначена наступна величина:

$$\omega^2 = \frac{mgl}{J}. \quad (5.9)$$

Рівняння (5.8) збігається з рівнянням гармонічних коливань (5.6) і його рішенням є функція:

$$\varphi = \varphi_{\max} \cos(\omega t + \alpha). \quad (5.10)$$

де $\varphi_{\max}$ - амплітуда кута відхилення маятника, а α - початкова фаза коливань. Таким чином, при малих кутах відхилення фізичний маятник здійснює гармонічні коливання (5.10) з частотою, обумовленою формулою (5.9), і періодом:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}}. \quad (5.11)$$

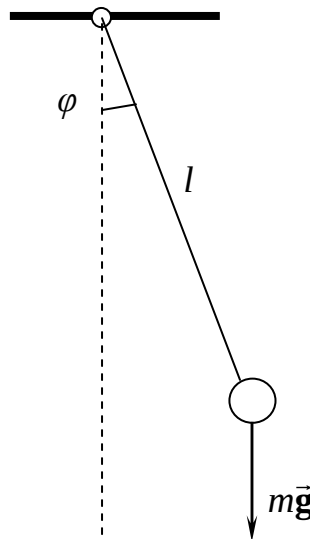


Рисунок 5.2 - Модель математичного маятника

У випадку **математичного маятника**, що являє собою матеріальну точку, підвішену на невагомій нерозтяжній нитці (див. Рисунок 5.2), момент інерції $J = ml^2$, і формула для періоду коливань приймає вид:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (5.12)$$

де l довжина маятника, а g - прискорення вільного падіння. Формули

(5.11) і (5.12) можна використовувати для визначення прискорення вільного падіння g .

5.1.2 Елементи теорії тяжіння

Відповідно до закону всесвітнього тяжіння будь-які дві матеріальні точки притягаються друг до друга із силою, прямо пропорційною добутку їхніх мас і обернено пропорційною квадрату відстані між ними:

$$\vec{F} = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (5.13)$$

де m_1 , m_2 - маси матеріальних точок; $\vec{r}$ - радіус-вектор точки, наприклад 2, відносно точки 1 (див. Рисунок 5.3); r - модуль цього вектора, а $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ - гравітаційна стала.

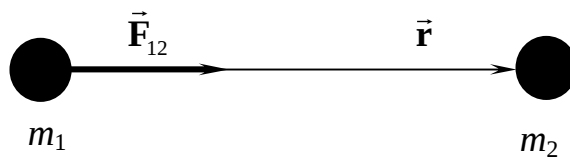


Рисунок 5.3 - Взаємодія двох тіл

Формула (5.13) справедлива для матеріальних точок, тобто тіл, розмірами яких можна знехтувати в порівнянні з відстанню між ними, а також для однорідних тіл сферичної форми. В останньому випадку під r варто розуміти відстань між центрами тіл.

Силу, з якою тіло притягається до Землі відповідно до закону всесвітнього тяжіння, називають **силою тяжіння**. Якщо Землю розглядати як однорідну кулю радіусом R , то силу тяжіння можна записати у вигляді:

$$F = G \frac{mM}{(R + h)^2}, \quad (5.14)$$

де m - маса тіла; M - маса Землі; а h - висота тіла над поверхнею Землі. Якщо на тіло діє тільки сила тяжіння, то тіло здійснює вільне падіння. Відповідно до другого закону Ньютона прискорення вільного падіння буде дорівнювати:

$$g = \frac{F}{m} = G \frac{M}{(R + h)^2}. \quad (5.15)$$

Так як в більшості важливих випадків виконується умова $h \ll R$ ($R = 6,4 \cdot 10^6$ м), у формулі (5.15) можна знехтувати h , і формула для g прийме вид:

$$g = \frac{F}{m} = G \frac{M}{R^2}. \quad (5.16)$$

З формули (5.16) виходить, що прискорення вільного падіння не залежить від маси падаючого тіла, тобто для всіх тіл однакове.

При виведенні формули (5.16) передбачалося, що Земля - однорідна по складу куля радіусом R . Через сплюснутість земної кулі з полюсів і добового обертання Землі прискорення вільного падіння змінюється із широтою місцевості в межах від $9,780$ м/с² на екваторі і до $9,931$ м/с² на полюсах. З огляду на все вищесказане, можна стверджувати, що прискорення вільного падіння для даної місцевості є величина постійна. Експериментальне визначення його значення є однією з цілей даної роботи.

2.1 Опис методу вимірів

Метод виміру прискорення вільного падіння заснований на використанні залежності періоду T власних коливань фізичного маятника від прискорення вільного падіння g .

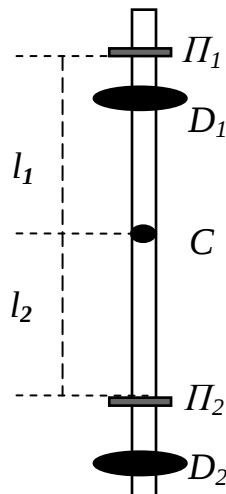


Рисунок 5.4 - Оборотний маятник

Безпосереднє використання співвідношення (5.11) вимагає знання величини моменту інерції фізичного маятника відносно осі обертання, що

досить складно. Для того, щоб обійти цю складність, в якості фізичного маятника у даній роботі використовується оборотний маятник (див. Рисунок 5.4), що має дві осі обертання, паралельні між собою. Визначивши два значення періоду коливань маятника відносно цих осей і виконавши відповідні математичні перетворення, одержимо розрахункову формулу, у якій всі величини підлягають прямим вимірам.

Оборотний маятник (див. Рисунок 5.4) складається з металевого стержня, з'єднаними з ним двох опорних призм - Π_1 і Π_2 і двох дисків - D_1 і D_2 . Призми знаходяться на відстанях - l_1 і l_2 від центра ваги (центра мас) - C маятника.

Періоди власних коливань маятника при малих амплітудах коливань відносно призм - Π_1 і Π_2 відповідно до формули (5.11) мають вигляд:

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{J_1}{mgl_1}} \quad \text{і} \quad T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{J_2}{mgl_2}} \quad (5.17)$$

де J_1 і J_2 - моменти інерції маятника щодо призм Π_1 і Π_2 відповідно. За теоремою Штейнера ці моменти рівні:

$$J_1 = J_0 + ml_1^2 \quad \text{і} \quad J_2 = J_0 + ml_2^2, \quad (5.18)$$

де J_0 - момент інерції маятника відносно осі, що проходить через центр ваги маятника і паралельній осям обертання, що визначаються призмами; m - маса маятника. Підстановка співвідношень (5.18) у формули періодів коливань (5.17) дає результат:

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{J_0 + ml_1^2}{mgl_1}} \quad \text{і} \quad T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{J_0 + ml_2^2}{mgl_2}}. \quad (5.19)$$

Рішення системи рівнянь (5.19) відносно прискорення вільного падіння g дає розрахункову формулу:

$$g = \frac{4\pi^2(l_1^2 - l_2^2)}{T_1^2 l_1 - T_2^2 l_2}, \quad (5.20)$$

в яку входять величини, що легко піддаються прямим вимірам.

5.3 Порядок виконання роботи

- 1 Зняти маятник і, зрівноваживши його на тригранній призмі, визначити положення його центра ваги. За допомогою виміральної лінійки визначити відстані l_1 і l_2 від центра ваги до

точок підвісу (опорних призм). Результати вимірів занести в таблицю 5.1.

Таблиця 5.1 – Визначення часу коливань оборотного маятника

№ досліду	$l_1, \text{ м}$	$l_2, \text{ м}$	$t_1, \text{ с}$	$\Delta t_1, \text{ с}$	$t_2, \text{ с}$	$\Delta t_2, \text{ с}$
1						
2						
3						
Середнє						

- 2 Підготувати до роботи електронний секундомір.
- 3 Підвісити маятник на опорній призмі $П_1$. Зафіксувати запобіжник і відхилити маятник на 4...6 см від положення рівноваги.
- 4 Звільнити маятник, включаючи одночасно секундомір, і визначити час t_1 10 повних коливань. Результат занести в таблицю 5.1. Дослід повторити три рази.
- 5 Зняти запобіжник і, перевернувши маятник, підвісити його на опорній призмі $П_2$. Повторити дії п. 3. Результати вимірів часу t_2 занести у відповідні графи таблицю 5.1.

5.4 Обробка результатів вимірів

- 1 Визначити середні значення величин l_1 , l_2 , t_1 , t_2 і занести їх в таблицю 5.1.
- 2 Визначити абсолютні похибки величин як похибки прямих вимірів і їхні середні значення. Якщо відстані l_1 і l_2 вимірюються один раз, похибки їхніх вимірів рівні похибці вимірювального приладу. Результати занести в таблицю 5.1.
- 3 Визначити періоди коливань оборотного маятника:

$$T_1 = \frac{t_1}{10} \quad \text{і} \quad T_2 = \frac{t_2}{10}.$$

- 4 Визначити прискорення вільного падіння за формулою (5.20).
- 5 Обчислити похибки визначення періоду коливань:

$$\Delta T_1 = \frac{\Delta t_{1\text{сеп}}}{t_{1\text{сеп}}} T_1 \quad \text{і} \quad \Delta T_2 = \frac{\Delta t_{2\text{сеп}}}{t_{2\text{сеп}}} T_2.$$

- 6 Обчислити відносну похибку для прискорення вільного падіння:

$$\varepsilon = 2 \frac{\Delta \pi}{\pi} + 2 \frac{l_1 \Delta l_1 + l_2 \Delta l_2}{|l_1^2 - l_2^2|} + \frac{T_1^2 \Delta l_1 + T_2^2 \Delta l_2 + 2(T_1 \Delta T_1 l_1 + T_2 \Delta T_2 l_2)}{|T_1^2 l_1 - T_2^2 l_2|}.$$

- 7 Якщо значення π узяті з обчислювальної машини або калькулятора, то $\Delta \pi = 0$.
- 8 Обчислити абсолютну похибку визначення прискорення вільного падіння:

$$\Delta g = \varepsilon \cdot g.$$

- 9 Записати результат у стандартній формі, скориставшись правилами роботи з наближеними числами.

5.5 Контрольні питання

- 1 Як читається закон всесвітнього тяжіння?
- 2 Які процеси називаються коливальними і якими коливання називають гармонійними? Які коливання називаються вільними, а які змушеними?
- 3 Якими величинами можна характеризувати систему, що здійснює гармонійні коливання? Що таке амплітуда, період, фаза (початкова фаза) коливань?
- 4 За яким законом змінюються зсуви, швидкість і прискорення точки, що здійснює гармонійні коливання?
- 5 Який вид мають формули для визначення кінетичної, потенціальної і повної енергії матеріальної точки?
- 6 Який вид має диференціальне рівняння гармонійних коливань?
- 7 Виведіть диференціальне рівняння малих коливань фізичного і математичного маятників. Від чого залежать період і частота коливань цих маятників?
- 8 У чому суть методу визначення прискорення вільного падіння g за допомогою оборотного маятника? Вивести розрахункову формулу.
- 9 Сформулюйте теорему Штейнера. Де і як вона використана в даній роботі?

6 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 33

ВИЗНАЧЕННЯ БАЛІСТИЧНОЇ СТАЛОЇ ГАЛЬВАНОМЕТРА І ЄМНОСТІ КОНДЕНСАТОРА

Мета роботи: вивчити властивості провідників в електричному полі, визначити балістичну сталу гальванометра, ознайомитися зі способами підключення конденсаторів у електричний ланцюг, визначити ємність конденсатора.

6.1 Короткі теоретичні відомості

Відповідно до *теорії близькодії* взаємодії між частками речовини і віддаленими друг від друга макроскопічними тілами здійснюються через посередництво *фізичних полів*, які створюються цими частками або тілами в навколишньому просторі. Поля настільки ж матеріальні, як і їх джерела – частки і тіла.

Взаємодія між нерухомими електрично-зарядженими частками або тілами здійснюється посередництвом *електростатичного поля*. Електростатичне поле представляє собою стаціонарне, тобто не змінне з часом, *електричне поле*, що створюється нерухомими зарядами. Воно є окремим випадком *електромагнітного поля*, посередництвом якого здійснюється взаємодія між електрично-зарядженими частками, які в загальному випадку можуть довільним чином рухатися відносно системи відліку. Здатність тіл до електромагнітних взаємодій визначає фізична величина, що називається - *електричний заряд*.

Електричний заряд має наступні властивості:

- 1 Існує два види електричних зарядів, що умовно називаються позитивними і негативними. Різноміненні заряди взаємно притягаються, а однойменні – відштовхуються.
- 2 Електричні заряди дискретні - заряд будь-якого тіла кратний цілому числу *елементарних зарядів*: $Q = \pm N \cdot e$, де N - ціле число, яке дорівнює числу надлишкових чи відсутніх електронів. Носієм елементарного негативного заряду є електрон, а позитивного - протон. Величина елементарного електричного заряду (див.

Додаток Г) - $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ (Кл), його маса – $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ (кг).

- 3 Електричні заряди підкоряються закону збереження електричного заряду: в ізольованій системі тіл алгебраїчна сума електричних зарядів залишається сталою.
- 4 В нейтральному (незарядженому) тілі містяться заряди протилежних знаків, рівні за абсолютною величиною.

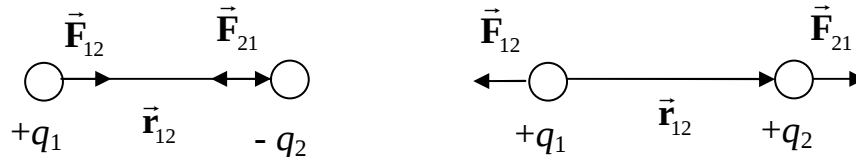


Рисунок 6.1 – Сили Кулона

Найбільш простіше описується взаємодія **точкових зарядів** - заряджених тіл, лінійними розмірами яких можна знехтувати в порівнянні з відстанями між цими тілами. Взаємодія точкових зарядів описується законом Кулона - сила електростатичної взаємодії двох нерухомих точкових зарядів пропорційна добутку величин зарядів, та обернено пропорційна квадрату відстані між ними і спрямована уздовж прямої, що з'єднує ці заряди (див. Рисунок 6.1):

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \vec{r} \quad (6.1)$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ (Ф/м) - електрична стала, q_1 і q_2 - величини, взаємодіючих зарядів, r - відстань між ними, ϵ – відносна діелектрична проникність середовища, яка показує у скільки разів сила взаємодії між електричними зарядами q_1 і q_2 в даному середовищі менше ніж у вакуумі.

Усякий електричний заряд змінює властивості оточуючого його простору - створює в ньому електричне поле. Це поле виявляє себе в тому, що на поміщений у яку-небудь його точку електричний заряд діє сила, пропорційна величині заряду. За силову характеристику електричного поля беруть відношення сили, що діє на точковий заряд, поміщений у дану точку поля, до величини цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (6.2)$$

Ця векторна величина називається напруженістю електричного поля в даній точці. **Напруженість електричного поля** у будь-якій точці чисельно дорівнює і співпадає за напрямком з силою, що діє зі сторони поля на розміщений в цю точку одиничний позитивний “пробний” точковий заряд. Напруженість електростатичного поля не залежить від часу. Електростатичне поле називають **однорідним**, якщо його напруженість $\vec{E}$ у всіх точках поля однакова, в протилежному випадку – **неоднорідним**. З закону Кулона (6.1) випливає, що напруженість електричного поля точкового заряду пропорційна величині заряду q та обернено пропорційна квадрату відстані r від заряду до даної точки поля:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (6.3)$$

де $\vec{r}$ - радіус-вектор, проведений у розглянуту точку поля з точки простору, у якій знаходиться заряд q . Вектор $\vec{E}$ спрямовано уздовж радіальної прямої, що проходить через заряд і дану точку поля, від заряду, якщо він позитивний, і до заряду, якщо він негативний. В *СИ* одиниця напруженості електричного поля має назву вольт на метр і позначається *В/м*.

Електричне поле задовольняє принципу суперпозиції - напруженість поля системи зарядів дорівнює векторній сумі напруженості полів, що створює кожний із зарядів системи окремо:

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i. \quad (6.4)$$

Принцип суперпозиції дозволяє обчислити напруженість поля будь-якої системи зарядів. Розбивши протяжні заряджені тіла на досить малі області з зарядом dq , будь-яку систему зарядів можна звести до сукупності точкових зарядів. Внесок кожного з таких зарядів у результуюче електричне поле (6.4) обчислюється за формулою (6.3).

Сили електростатичного поля є потенціальними, тобто робота, що створюється силами поля при переміщенні заряду з однієї точки поля в іншу не залежить від форми траєкторії, а визначається початковим і кінцевим положенням цього заряду. Потенціальна енергія заряду q_0 у полі заряду q описується формулою:

$$W_{\Pi} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{qq_0}{r}, \quad (6.5)$$

де r - відстань між зарядами.

Потенціалом електричного поля називається скалярна величина, яка дорівнює відношенню потенціальної енергії заряду до величини цього заряду:

$$\varphi = \frac{W_{\text{п}}}{q_0}. \quad (6.6)$$

Потенціал електростатичного поля, створюваний точковим зарядом q дорівнює:

$$\varphi = \frac{W_{\text{п}}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r}.$$

Потенціал поля, створюваного системою зарядів, дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів, створюваних кожним зарядом окремо.

Напруженість електричного поля зв'язана з потенціалом співвідношенням $\vec{E} = -\text{grad } \varphi$, у розгорнутому виді:

$$\vec{E} = -(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}), \quad (6.7)$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - одиничні орти, спрямовані вздовж осей координат.

Провідниками є речовини, які мають вільні заряди, здатні переміщатися по всьому об'єму провідника під дією як завгодно малої сили. Тому для рівноваги зарядів у провіднику необхідне виконання наступних умов:

- 1 напруженість поля усередині провідника має дорівнювати нулю;
- 2 напруженість поля на поверхні провідника має бути в кожній точці спрямована за нормаллю до поверхні.

При рівновазі ні в якому місці усередині провідника не можуть існувати об'ємні заряди. Це означає, що надлишковий заряд провідника концентрується на його поверхні. Звичайно, усередині провідника знаходяться як позитивні, так і негативні заряди, але вони взаємно скомпенсовані, й у цілому, внутрішні області провідника електрично-нейтральні.

Якщо відокремленому провіднику надати заряд q , то він розподілиться по його поверхні так, щоб виконувались умови рівноваги зарядів. При наданні провіднику додаткового заряду q' , він розподілиться по провіднику, таким чином, як і перший, щоб не порушувалися умови

рівноваги. Так як напруженість поля усередині провідника дорівнює нулю, то потенціал є величина постійна. З подоби розподілу зарядів у відокремленому провіднику випливає, що його потенціал пропорційний заряду. Таким чином, для відокремленого провідника:

$$q = C \cdot \phi.$$

Коефіцієнт пропорційності C між потенціалом і зарядом називається **електроємністю провідника**. Отже:

$$C = \frac{q}{\phi}. \quad (6.8)$$

Електроємність провідника, чисельно дорівнює заряду, який потрібно помістити на провідник, щоб змінити його потенціал на одиницю. За одиницю ємності в системі SI беруть Фарад (Φ): $1\Phi = 1\text{Кл}/1\text{В}$. Електроємність провідника залежить від його геометричних розмірів і діелектричних властивостей середовища, у якому він знаходиться.

Відокремлені провідники мають невелику ємність. Разом з тим на практиці виникають потреби в пристроях, що при відносно невеликому потенціалі накопичували б на собі значний за величиною заряд.

Такі пристрої називають конденсаторами - сукупність двох будь-яких провідників з однаковими за абсолютним значенням, але протилежними за знаком зарядами. Провідники називаються обкладками конденсатора. Ємність конденсатора визначається співвідношенням:

$$C = \frac{Q}{U}, \quad (6.9)$$

де Q - модуль заряду кожної з обкладок, а $U = \Delta\phi$ - різниця потенціалів між ними. У більшості випадків форма обкладок конденсатора і їхнє взаємне розташування підбирають таким чином, щоб зовнішні поля не впливали істотно на електричне поле в конденсаторі, а силові лінії, що починаються на одній з обкладок, обов'язково закінчувалися на іншій. Завдяки цьому завжди забезпечується рівність абсолютних значень зарядів на обкладках.

Обчислення ємності конденсаторів зводиться до визначення різниці потенціалів між обкладками конденсатора при відомому заряді на обкладках. Ємність плоского конденсатора:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}, \quad (6.10)$$

де ϵ - діелектрична проникність діелектрика; ϵ_0 - електрична стала; S -

площа однієї з пластин, d - відстань між пластинами (див. Рисунок 6.2).

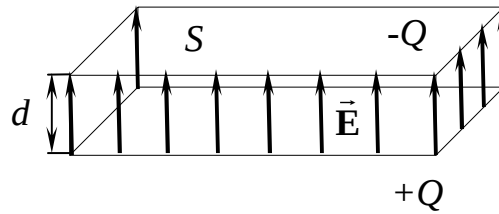


Рисунок 6.2 - Плоский конденсатор

На практиці для варіювання ємності конденсатори з'єднують у батареї. При цьому використовують послідовне і паралельне з'єднання конденсаторів. При послідовному з'єднанні конденсаторів їхні заряди однакові, а напруга на затисках батареї дорівнює сумі напруг на кожному конденсаторі. Ємність батареї послідовно з'єднаних конденсаторів визначається співвідношенням:

$$\frac{1}{C_{\text{заг}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}.$$

При паралельному з'єднанні конденсаторів напруги на всіх конденсаторах однакові і дорівнюють напрузі джерела споживання, а заряд батареї конденсаторів дорівнює сумі зарядів кожного з конденсаторів. Загальна ємність батареї дорівнює сумі ємностей кожного з конденсаторів:

$$C_{\text{заг}} = C_1 + C_2 + \dots + C_n$$

Якщо обкладки зарядженого конденсатора замкнуті провідником, то в ньому виникне електричний струм, а конденсатор розрядиться. Струм розряду конденсатора виділяє в провіднику визначену кількість тепла, а це значить, що заряджений конденсатор має енергію.

Енергія зарядженого конденсатора визначається зарядом, різницею потенціалів, ємністю:

$$W_p = \frac{QU}{2} = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}.$$

Носієм енергії зарядженого конденсатора є електричне поле між його обкладками. При цьому енергія розподілена в просторі з об'ємною густиною:

$$w = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2}, \quad (6.11)$$

де E - напруженість електричного поля. Відзначимо, що рівняння (6.11) виявляється вірним і для неоднорідного електричного поля. У цьому випадку густина енергії є функцією координат точки, у якій вона обчислюється.

2.2 Опис установки і методу вимірів

Для експериментального визначення ємності конденсатора у відповідності до формули (6.9) необхідно виміряти заряд на обкладках конденсатора і напругу між ними. На рисунку 6.3 зображена схема установки. Тут E - джерело постійного струму; R - потенціометр; V - вольтметр; G - дзеркальний гальванометр; Π - двополюсний перемикач; C - конденсатор.

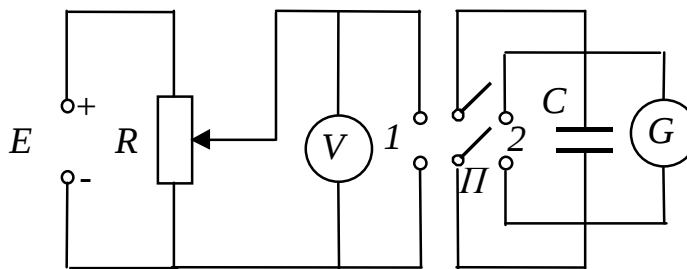


Рисунок 6.3 - Схема установки

При установці перемикача в положення 1 на досліджуваний конденсатор подається напруга U , величина якої регулюється потенціометром R і виміряється вольтметром V . Вольтметр і потенціометр можуть бути вмонтовані в джерело постійного струму.

У цьому випадку перемикач Π з'єднуєть безпосередньо з клемми джерела струму. При ввімкненні перемикача в положення 2 відбувається розряд конденсатора на балістичний гальванометр G , за допомогою якого визначається заряд обкладок конденсатора. Еталонний і два досліджуваних конденсатори закріплені на панелі, куди виведені контактні клеми двополюсного перемикача і конденсаторів.

Гальванометрами називають прилади, що призначені для виміру малих електричних величин (сила струму, напруга, заряд) менших, чим мільйонна частка ампера, вольт, кулона. Це досить чуттєві прилади, і, як правило, це вимірник струму магнітоелектричної системи, тобто, рамка 1 (див. Рисунок 6.4) з вимірюваним струмом, утримується в положенні рівноваги кварцовою ниткою 2, і має можливість обертатися в магнітному полі постійного магніту.

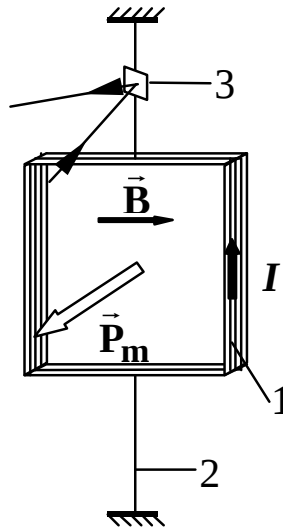


Рисунок 6.4 - Магнітоелектрична система гальванометра

У положенні рівноваги рамки (тобто під час відсутності вимірюваного струму) вектор індукції магнітного поля паралельний площині рамки. Рамка з вимірюваним струмом I має магнітний момент $\vec{P}_m = ISN\vec{n}$, де S - площа одного витка, а N - кількість витків на рамці, $\vec{n}$ - вектор нормалі рамки – 1. У магнітному полі на магнітний момент $\vec{P}_m$ діє момент сили Ампера $\vec{M} = [\vec{P}_m, \vec{B}]$, що прагне повернути рамку зі струмом. Під дією цього моменту сил нитка 2 закручується на кут α , пропорційний величині вимірюваного струму I . Кут закручування нитки вимірюється за допомогою світлового променя, що відбивається від дзеркала 3, укріпленого на нитці.

Гальванометр, призначений для виміру заряду, називається **балістичним**. Прилад реагує на величину заряду $q \approx I\Delta t$ у тих випадках, коли час проходження струму Δt значно менше періоду коливань рухливої системи вимірника. При розряді конденсатора на рамку зі струмом діє

імпульс моменту сил $M\Delta t$, що приводить до коливань рамки з визначеною амплітудою. Початкова амплітуда її коливань визначається електричним зарядом, що пройшов через вимірник за час Δt . У даній лабораторній роботі для вимірів заряду прилад має бути проградуваний. Ціна однієї поділки носить назву *балістичної сталої гальванометра*.

Для визначення балістичної сталої гальванометра використовується еталонний конденсатор з відомою ємністю C_0 .

Для визначення балістичної сталої β гальванометра необхідно знати заряд, що проходить через рамку гальванометра і число поділок n_0 , на яке відхиляється відбитий промінь світла від дзеркала - З при повороті рамки балістичного гальванометра:

$$\beta = \frac{q}{n_0}. \quad (6.12)$$

При заряді еталонного конденсатора ємністю C_0 при напрузі U_0 на ньому накопичується заряд:

$$q_0 = C_0 \cdot U_0. \quad (6.13)$$

Якщо цей конденсатор розрядити на гальванометр, то заряд викликає відхилення відбитого променя світла від дзеркала - З при повороті рамки балістичного гальванометра на деяке число поділок n_0 . Тоді:

$$\beta = \frac{C_0 \cdot U_0}{n_0}. \quad (6.14)$$

Знаючи балістичну сталу гальванометра (заряд, що викликає відхилення відбитого променя світла від дзеркала - З при повороті рамки балістичного гальванометра на одну поділку), можна визначити величину будь-якого заряду, що пройшов через гальванометр

$$q = \beta n, \quad (6.15)$$

де n - кількість поділок, на яку відхиляється відбитий промінь світла від дзеркала - З при повороті рамки балістичного гальванометра.

Якщо зарядити конденсатор невідомої ємності при напрузі U і розрядити його на гальванометр, то, помітивши максимальне відхилення n_x відбитого променя світла від дзеркала - З при повороті рамки балістичного гальванометра, можна визначити ємність досліджуваного конденсатора

$$C = \frac{\beta \cdot n_x}{U}. \quad (6.16)$$

2.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1 - Визначення балістичної сталої гальванометра

- 1 За схемою (див. Рисунок 6.3) зібрати електричний ланцюг, підключити еталонний конденсатор C_0 .
- 2 Включити освітлювач гальванометра й установити "зайчик" на нуль шкали.
- 3 Установити напругу $U_0 = 20 \text{ В}$, подану на конденсатор, і зарядити його (переключити $П$ в положення 1).
- 4 Розрядити конденсатор на гальванометр і за шкалою відзначити максимальне відхилення n_0 "зайчика". Повторити виміри n_0 , встановлюючи значення напруги U_0 40,60,80 і 100 В. Результати записати в таблицю 6.1.

Таблиця 6.1 – Визначення балістичної сталої гальванометра

№ досліду	$C_0, \text{нФ}$	$U_0, \text{В}$	$n_0, \text{под}$	$\beta, \text{Кл/под}$	$\Delta\beta, \text{Кл/под}$	$\epsilon, \%$
1		20				
2		40				
3		60				
4		80				
5		100				
Середнє						

- 5 Обчислити п'ять значень балістичної сталої гальванометра β , підставивши у формулу (6.14) значення обмірюваних величин.
- 6 Визначити середнє значення β і методом середнього арифметичного обчислити абсолютну похибку $\Delta\beta$ величини β , заповнивши відповідні поля таблиці 6.1.
- 7 Визначити відносну похибку ϵ у процентах для середніх значень β і $\Delta\beta$ за формулою:

$$\epsilon = \frac{\Delta\beta_{\text{сер}}}{\beta_{\text{сер}}} \cdot 100\% .$$

- 8 Результат записати в стандартній формі:

$$\beta = (\beta_{\text{сер}} \pm \Delta\beta_{\text{сер}}), \quad \epsilon = \dots \%$$

Завдання 2 - Визначення ємності невідомих конденсаторів і ємності при їх послідовному і паралельному з'єднанні

- 1 Замінити еталонний конденсатор першим досліджуваним C_1 .
- 2 Зарядити конденсатор C_1 при напрузі $U = 60 \text{ В}$ і розрядивши на гальванометр, зафіксувати максимальне відхилення "зайчика" гальванометра n_1 .
- 3 Вимір зробити 5 разів і результати занести до таблиці 6.2.
- 4 Аналогічні виміри зробити для другого невідомого конденсатора C_2 . Результати вимірів n_2 записати в таблицю 6.2.
- 5 З'єднати досліджувані конденсатори C_1 і C_2 послідовно і повторити п. 2 - 3. Значення $n_{\text{пос}}$ записати в таблицю 6.2.

Таблиця 6.2 - Визначення відхилення "зайчика" гальванометра

<i>№ досліду</i>	<i>n_1, под</i>	<i>Δn_1, под</i>	<i>n_2, под</i>	<i>Δn_2, под</i>	<i>$n_{\text{пар}}$, под</i>	<i>$\Delta n_{\text{пар}}$, под</i>	<i>$n_{\text{пос}}$, под</i>	<i>$\Delta n_{\text{пос}}$, под</i>
1								
2								
3								
4								
5								
<i>Середнє</i>								

- 6 Досліджувані конденсатори з'єднати паралельно, зарядити при $U=60 \text{ В}$, розрядити на гальванометр, визначити $n_{\text{пар}}$. Дослід повторити 5 разів.
- 7 Обчислити середні значення n_1 , n_2 , $n_{\text{пос}}$, $n_{\text{пар}}$, їхні абсолютні похибки і занести до таблиці 6.2.
- 8 Визначити ємності невідомих конденсаторів, їхні ємності при послідовному і паралельному з'єднанні за формулою (6.16). Обчислення кожного значення ємності провести один раз, використовуючи середні значення n_1 , n_2 , $n_{\text{пос}}$, $n_{\text{пар}}$.
- 9 Обчислити відносні похибки обумовлених ємностей за формулою:

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta \beta}{\beta} + \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta n_x}{n_x}.$$

10 Абсолютну похибку напруги ΔU визначити як похибку вольтметра.

11 Обчислити абсолютні похибки ємностей:

$$\Delta C_x = C_x \epsilon_x.$$

12 Записати результати C_1 , C_2 , $C_{\text{пос}}$, $C_{\text{пар}}$ у стандартній формі запису.

13 Обчислити значення ємностей паралельного і послідовного з'єднань за формулами:

$$C_{\text{пос}} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}, \quad C_{\text{пар}} = C_1 + C_2,$$

і порівняти їх з результатами вимірів.

Завдання 3 - Дослідження залежності заряду на обкладках конденсатора від напруги

- 1 Включити в коло конденсатор C_1 .
- 2 Установити напругу, подану на обкладки конденсатора $U=20 \text{ В}$. Розрядивши конденсатор C_1 визначити максимальне відхилення "зайчика" гальванометра.
- 3 Змінюючи напруги через кожні 20 В , визначити відхилення "зайчика" гальванометра для кожної напруги.
- 4 Дослід повторити, включивши в коло другий конденсатор C_2 і вимірюючи значення відхилення "зайчика" гальванометра n_2 для кожної напруги.
- 5 За формулою (6.15) обчислити і записати в таблицю 6.3 значення зарядів конденсаторів при кожній напрузі.

Таблиця 6.3- Значення зарядів конденсаторів

№ досліду	$U, \text{В}$	$n_1, \text{под}$	$q_1, \text{Кл}$	$n_2, \text{под}$	$q_2, \text{Кл}$
1	20				
2	40				
3	60				
4	80				
5	100				

- 6 За результатами вимірів побудувати на одному координатному полі графіки залежностей q_1, q_2 від U .
- 7 Використовуючи формули:

$$C = \sum_{i=1}^5 Q_i \cdot U_i / \sum_{i=1}^5 (U_i)^2, \quad \Delta C = \frac{1}{5} \cdot \left(\frac{\Delta \beta}{\beta} + \frac{\Delta U}{U} \right) \cdot \sum_{i=1}^5 \frac{Q_i}{U_i},$$
 обчислити значення ємності досліджуваних конденсаторів та їх похибок. Результати обчислень записати в стандартному вигляді.
- 8 Порівняйте результати визначення ємностей C_1 та C_2 різними методами (завдання 2 і 3).

2.4 Контрольні питання

- 1 Якими властивостями володіє поверхня зарядженого провідника?
- 2 Що називається електроємністю відокремленого провідника?
- 3 Як улаштований конденсатор, і які види конденсаторів існують?
- 4 Що називається електроємністю конденсатора?
- 5 Як можна визначити величину ємності конденсатора?
- 6 Як обчислити енергію електричного поля зарядженого провідника через його заряд, ємність?
- 7 Як обчислити енергію електричного поля конденсатора через його заряд, ємність?
- 8 Що таке об'ємна густина енергії електричного поля, яким способом вона обчислюється?
- 9 Розповісти про пристрій і принцип дії гальванометра магнітоелектричної системи.
- 10 Що таке балістична стала гальванометра і який її фізичний зміст?
- 11 Як розподіляються заряд і різниця потенціалів при паралельному і послідовному з'єднанні конденсаторів?
- 12 За якими формулами можна обчислити ємність паралельного і послідовного з'єднань конденсаторів? Виведіть ці формули.

7 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 42

ВИЗНАЧЕННЯ НАПРУЖЕНОСТІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ОСІ СОЛЕНОЇДА ЗА ДОПОМОГОЮ БАЛІСТИЧНОГО ГАЛЬВАНОМЕТРА

Мета роботи: установити для середньої точки осі соленоїда залежність напруженості магнітного поля від сили струму, виявити характер розподілу напруженості магнітного поля на осі соленоїда при постійному значенні струму в колі.

7.1 Короткі теоретичні відомості

Електричне і магнітне поля взаємозалежні. Вони є форми прояву електромагнітного поля, за допомогою якого здійснюється взаємодія між електрично-зарядженими частками чи тілами. Магнітне поле створюється провідниками зі струмом, рухомими електрично-зарядженими частками і тілами, що володіють магнітними моментами, а також змінним у часі електричним полем.

Магнітне поле, створене електричним струмом, описується за допомогою векторних величин - магнітної індукції $\vec{B}$ і напруженості магнітного поля $\vec{H}$, зв'язаних між собою відношенням

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad (7.1)$$

де μ_0 - магнітна стала ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$), μ - магнітна проникність середовища. Одиниця магнітної індукції - тесла (Тл), напруженості магнітного поля - ампер на метр (А/м). Магнітна індукція залежить від розмірів і форми провідника, сили і напрямку струму, положення точки, у якій визначається $\vec{B}$.

В описі магнітного поля важливе поняття елемента струму - векторної величини, рівної добутку $I d\vec{l}$, де I - сила струму в провіднику; dl - елементарний відрізок провідника, якому привласнюється, як вектору, напрямок руху позитивних зарядів.

Закон Біо-Савара-Лапласа встановлює величину і напрямок вектора магнітної індукції $d\vec{B}$ в довільній точці магнітного поля, створеного елементом струму в точці, положення якої відносно елемента струму

визначається радіус-вектором $\vec{r}$ (див. Рисунок 7.1).

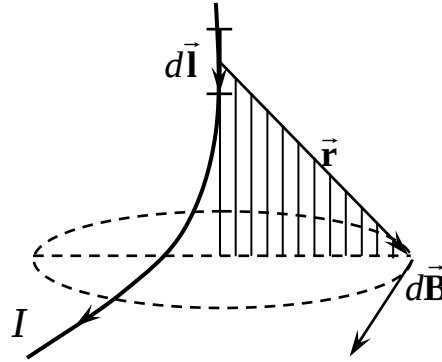


Рисунок 7.1 - Закон Біо-Савара-Лапласа

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{[Id\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (7.2)$$

Відповідно до принципу суперпозиції магнітних полів магнітна індукція $\vec{B}$ поля, створеного провідником зі струмом I дорівнює:

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}, \quad (7.3)$$

де інтегрування проводиться за всією довжиною провідника. У випадку прямолінійного, нескінченно довгого провідника використання законів (7.2) і (7.3) приводить до співвідношення:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{r_0}, \quad (7.4)$$

де r_0 - відстань від точки, у якій визначається магнітна індукція, до провідника.

Циркуляція вектора магнітної індукції $\vec{B}$ уздовж замкнутого контуру L визначається як криволінійний інтеграл:

$$\oint_{(L)} B_l dl,$$

де B_l - проекція вектора $\vec{B}$ на напрямок дотичної і контуру L у кожній його точці. Закон повного струму для магнітного поля запишеться так:

$$\oint_{(L)} B_l dl = \mu\mu_0 I_{\text{ох}}. \quad (7.5)$$

де $I_{\text{ох}}$ - алгебраїчна сума струмів у провідниках, що охоплюється

контуром L .

У фізиці і техніці широко використовуються для створення магнітного поля котушки форми тороїда (див. Рисунок 7.2).

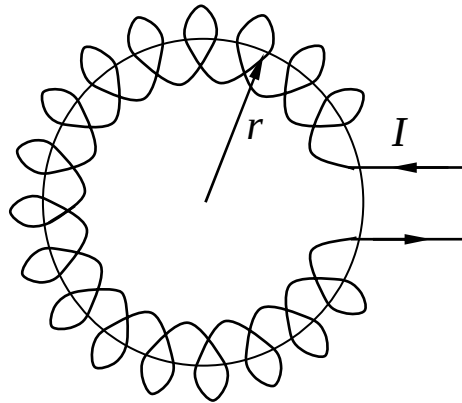


Рисунок 7.2 - Тороїд

Закон повного струму (7.5) дозволяє легко визначити індукцію магнітного поля в тороїді, у витках якого протікає струм I . Для всіх точок окружності радіуса r , центр якої збігається з центром соленоїда, вона дорівнює:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{NI}{r}, \quad (7.6)$$

де N - повне число витків тороїда. Спрямовано вектор $\vec{B}$ у кожній точці за дотичною до окружності відповідно до правила правого гвинта або буравчика (див. Рисунок 7.3).

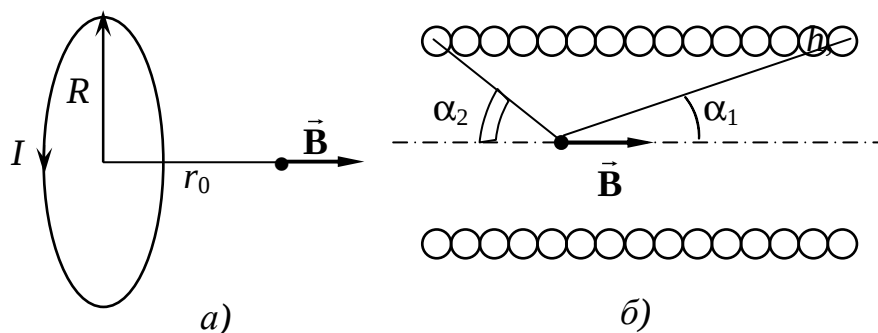


Рисунок 7.3 - Магнітна індукція $\vec{B}$

а) - на осі кругового току;

б) - на осі соленоїда.

На основі формул (7.2) і (7.3) можна визначити індукцію магнітного поля, створюваного на осі кругового витка зі струмом і на осі соленоїда -

катушки циліндричної форми.

На осі кругового витка з радіусом R , по якому проходить струм I :

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} \cdot \frac{I \cdot R}{(R^2 + r_0^2)^{3/2}}, \quad (7.7)$$

де r_0 - відстань від центра витка до точки, де визначається індукція.

На осі соленоїда зі струмом I маємо:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} \cdot n \cdot I \cdot (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2), \quad (7.8)$$

де n - число витків соленоїда, що припадає на одиницю його довжини ($n = N/l$). Якщо довжину соленоїда спрямувати до нескінченності, формула (7.8) перетвориться в:

$$B = \mu\mu_0 n I, \quad (7.9)$$

при цьому поле в нескінченному соленоїді виявляється однорідним, магнітна індукція його у всіх точках усередині соленоїду однакова. Формулу (7.9) можна одержати також з формули (7.6), якщо спрямувати радіус тороїда r до нескінченності.

Можливе використання формули (7.9) для опису поля в реальному соленоїді, довжина якого багато більше його діаметра, і тороїді за умови, якщо його радіус багато більше радіуса витків обмотки.

Потік вектора магнітної індукції $\vec{B}$ через малу поверхню площі dS :

$$d\Phi_T = B dS \cos(\vec{B}, \vec{n}), \quad (7.10)$$

де $\vec{n}$ - одиничний вектор нормалі до поверхні dS . Магнітний потік через довільну поверхню S :

$$\Phi_T = \int_{(S)} d\Phi_T = \int_{(S)} B_n dS, \quad (7.11)$$

де B_n - проекція вектора $\vec{B}$ на напрям нормалі до поверхні S в кожній її точці.

Явище електромагнітної індукції – виникнення е.р.с. $\varepsilon_{\text{інд}}$ в провіднику при його переміщенні в магнітному полі або в замкнутому провідному контурі внаслідок його руху в магнітному полі чи зміні самого поля. Закон Фарадея для електромагнітної індукції:

$$\varepsilon_{\text{інд}} = -\frac{d\Phi_T}{dt}, \quad (7.12)$$

де Φ_T - магнітний потік через поверхню, обмежену контуром.

5.2 Опис установки і методу вимірювань

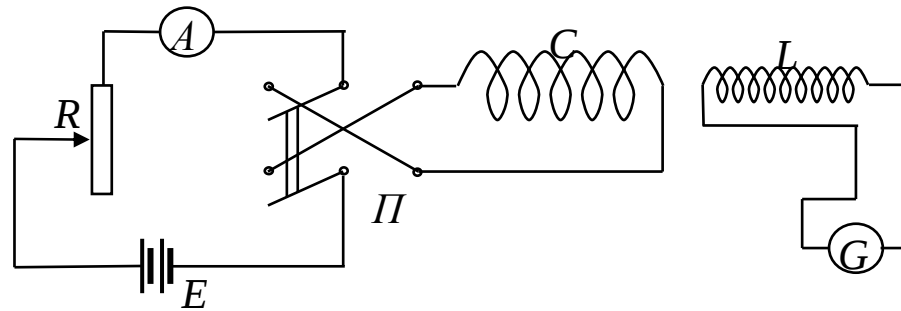


Рисунок 7.4 - Схема установки

На Рисунку 7.4 зображена електрична схема установки. Основним елементом її є соленоїд C , з'єднаний через двополіусний перемикач Π з джерелом постійного струму E . Струм, створений у соленоїді, регулюється реостатом R і вимірюється амперметром A . Уздовж осі соленоїда може переміщатися вимірювальна котушка L , з'єднана з балістичним гальванометром G . Положення вимірювальної котушки усередині соленоїда визначається за допомогою лінійки, на якій ця котушка закріплена.

Електричний струм створює в соленоїді постійне магнітне поле, напруженість якого H потребує виміряти. Магнітний потік, що проходить через вимірювальну котушку:

$$\Phi_L = BS_L N_L, \quad (7.13)$$

де S_L - площа перетину обмотки котушки; N_L - число витків у ній. Вектор магнітної індукції спрямований уздовж осі котушки, тому присутній у формулі (7.10) $\cos(\vec{B}, \vec{n}) = 1$. Для виміру H змінюють за допомогою перемикача Π напрямок струму в соленоїді на протилежний. Це приводить до зміни на протилежні напрямки вектора $\vec{B}$ і знака магнітного потоку Φ . Тоді зміна магнітного потоку через вимірювальну котушку:

$$\Delta\Phi_L = 2\Phi_L = 2BS_L N_L. \quad (7.14)$$

Зміна магнітного поля в соленоїді приводить до появи е.р.с. індукції, і електричного струму у вимірювальній котушці. Короткочасний імпульс струму фіксується балістичним гальванометром - перше, його максимальне відхилення відбитого променя світла від дзеркала при повороті рамки балістичного гальванометра пропорційно величині заряду q , що пройшов

через гальванометр:

$$q = \beta \cdot a, \quad (7.15)$$

де β - балістична стала гальванометра. Величина заряду, визначена за допомогою сили струму ($I = dq/dt$) і закону Ома для замкнутого електричного ланцюга ($I = \mathcal{E}/R$), може бути виражена через $\mathcal{E}_{\text{інд}}$:

$$q = \int dq = \int Idt = \int \frac{\mathcal{E}_{\text{інд}}}{R} dt,$$

де R - повний опір кола вимірювальної котушки і гальванометра. Підстановка в цю формулу закону (7.12) приводить до наступного виразу:

$$q = \frac{1}{R} \int d\Phi_{\text{Т}} = \frac{1}{R} \Delta\Phi_{\text{Л}} = \frac{2BS_{\text{Л}}N_{\text{Л}}}{R}. \quad (7.16)$$

Порівняння формул (7.15) і (7.16) дозволяє визначити величину магнітної індукції:

$$B = \frac{\beta R}{2S_{\text{Л}}N_{\text{Л}}} a, \quad (7.17)$$

і перейти за допомогою формули (7.1) до виразу, що дозволяє обчислити напруженість магнітного поля:

$$H = \frac{\beta R}{2\mu\mu_0 S_{\text{Л}}N_{\text{Л}}} a \quad (7.18)$$

Для намотування вимірювальної котушки використовується підставка з немагнітного матеріалу, у цьому випадку можна вважати $\mu = 1$.

7.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1 - Визначення розподілу напруженості магнітного поля на осі соленоїда при постійному струмі в обмотці

- 1 Зібрати установку за схемою, зображеної на (див. Рисунок 7.4). Установити вимірювальну котушку в центрі соленоїда ($X = 0$).
- 2 Після перевірки включити джерело постійного струму й установити реостатом струм $I = 1,5 \text{ А}$. Включити гальванометр і установити нульове положення зайчика на шкалі гальванометра.
- 3 Швидким переключенням двополюсного перемикача Π змінити напрямок струму в обмотці соленоїда, помітити величину максимального відхилення відбитого променя світла від дзеркала

при повороті рамки балістичного гальванометра, виразивши її в числі найменших поділок шкали.

- 4 Змінюючи положення вимірювальної котушки через кожні 2 см, повторювати дослід доти, поки котушка не вийде за межі соленоїда ($X=14$ см). Результати вимірів записати в таблицю 7.1.

Таблиця 7.1 - Визначення розподілу напруженості магнітного поля на осі соленоїда при постійному струмі в обмотці

<i>№ досліду</i>	<i>X, см</i>	<i>a, под</i>	<i>H, А/м</i>
1	0		
2	2		
3	4		
4	6		
5	8		
6	10		
7	12		
8	14		

Завдання 2 - Визначення залежності напруженості магнітного поля в соленоїді від сили струму в обмотці

- 1 Вимірювальну котушку установити в центрі соленоїда ($X=0$ см), понизити реостатом струм у соленоїді до значення $I = 0,5$ А.
- 2 Змінити перемикачем Π напрямок струму в соленоїді і помітити величину максимального відхилення відбитого променя світла від дзеркала при повороті рамки балістичного гальванометра на шкалі приладу. Записати результат виміру в таблицю 7.2.

Таблиця 7.2 - Визначення залежності напруженості магнітного поля в соленоїді від сили струму в обмотці

<i>№ досліду</i>	<i>I, А</i>	<i>a, под.</i>	<i>H, А/м</i>
1	0,50		
2	0,75		
3	1,00		
4	1,25		
5	1,50		

- 3 Повторити виміри, збільшуючи силу струму на 0,25 А до значення $I=1,5$ А включно. Результати вимірів записати в таблицю 7.2.

7.4 Обробка результатів вимірів

- 1 Перенести в таблицю 7.3 з установки значення β , R , S_L і N_L .

Таблиця 7.3 – Дані установки

β , Кл/под	R , Ом	S_L , м ²	N_L	C , А/(м·под)

- 2 За формулою $C = \frac{\beta R}{2\mu_0 S_L N_L}$ обчислити і записати в таблицю 7.3 значення коефіцієнта C .
- 3 За формулою $H = Ca$ обчислити і записати в таблицю 7.1 значення напруженості магнітного поля, що відповідають усім значенням координати котушки X .
- 4 Побудувати графік залежності напруженості магнітного поля від координати X .
- 5 За формулою $H = Ca$ обчислити і записати в таблицю 7.2 значення напруженості магнітного поля, що відповідають усім значенням сили струму I .
- 6 Побудувати графік залежності напруженості магнітного поля H від сили струму I .

7.5 Додаткове завдання

Мета завдання: перевірка відповідності результатів вимірів теоретичній формулі (7.8) для розподілу напруженості магнітного поля уздовж осі соленоїда кінцевої довжини.

- 1 Зробити обмірювання соленоїда - вимірити і записати його довжину і діаметр витків обмотки.
- 2 Порахувати число витків соленоїда, які припадають на 1 см. Обчислити і записати повне число витків соленоїда і число витків, які припадають на одиницю його довжини (1 метр).
- 3 Перетворити формулу (7.8) таким чином, щоб виразити в явному виді напруженість магнітного поля, як функцію відстані від точки

на осі соленоїда до його центра X .

- 4 Скласти за допомогою пакета **MATHCAD** програму обчислення значень цієї функції для всіх точок осі соленоїда. Зробити обчислення й одержати графік залежності $H(X)$.
- 5 Зробити доповнення до програми для порівняння теоретичної й експериментальної залежностей H від X . Увести у комп'ютер результати вимірів і роздрукувати отриманий графік.
- 6 Зробити висновок про відповідність теорії експерименту.

7.6 Контрольні питання

- 1 Що таке магнітна індукція і напруженість магнітного поля? Який зв'язок між цими величинами?
- 2 Що таке елемент струму? Сформулювати і довести закон Біо-Савара-Лапласа.
- 3 У чому полягає принцип суперпозиції магнітних полів?
- 4 Чому дорівнює магнітна індукція поля, створюваного нескінченним прямолінійним провідником зі струмом?
- 5 Чому дорівнює циркуляція магнітної індукції за замкнутим контуром?
- 6 Що таке тороїд? Чому дорівнює магнітна індукція поля, створюваного тороїдом?
- 7 Чому дорівнює магнітна індукція поля, створюваного на осі кругового витка зі струмом?
- 8 Від чого і яким чином залежить магнітна індукція поля в соленоїді?
- 9 Що таке магнітний потік через малу ділянку і довільну поверхню?
- 10 У чому полягає явище електромагнітної індукції? Сформулювати закон Фарадея для електромагнітної індукції.
- 11 Чим визначається відхилення відбитого променя світла від дзеркала при повороті рамки балістичного гальванометра?
- 12 Яким чином вимірюється за допомогою балістичного гальванометра напруженість магнітного поля в соленоїді?

8 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 44

ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА ЗА ДОПОМОГОЮ МАГНЕТРОНА ТА ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ ТРУБКИ

Мета роботи: вивчити закономірності руху електричного заряду в магнітному полі, визначити питомий заряд електрона.

8.1 Короткі теоретичні відомості

Силову характеристикою магнітного поля є вектор магнітної індукції $\vec{B}$. Він може бути визначений за дією магнітного поля на заряджену частку, що рухається в ньому, на малу рамку зі струмом і на малий елемент провідника зі струмом.

На заряджену частку, що рухається в магнітному полі, діє сила Лоренца, рівна векторному добутку швидкості частки $\vec{v}$ і вектора магнітної індукції $\vec{B}$, помноженому на величину заряду частки:

$$\vec{F}_L = q [\vec{v}, \vec{B}]. \quad (8.1)$$

Величина сили Лоренца:

$$F_L = qvB \sin \alpha. \quad (8.2)$$

де α - кут між векторами $\vec{v}$ і $\vec{B}$, за напрямком сила перпендикулярна $\vec{v}$ і $\vec{B}$.

Якщо заряджена частка рухається в однорідному магнітному полі ($\vec{B} = \text{const}$) у напрямку, перпендикулярному магнітній індукції $\vec{v} \perp \vec{B}$, то сила Лоренца створює постійне перпендикулярне швидкості прискорення $a_n = F_L / m$. Це відповідає руху частки по окружності з радіусом R , зв'язаним із прискоренням співвідношенням:

$$\frac{v^2}{R} = a_n = \frac{qvB}{m}. \quad (8.3)$$

Період обертання частки по окружності $T = 2\pi R / v$ з урахуванням співвідношення (8.3) дорівнює:

$$T = \frac{2\pi \cdot m}{eB}, \quad (8.4)$$

для електрона він залежить тільки від величини магнітної індукції. Більш складним виявляється рух частки у випадку, якщо вектор швидкості

спрямований під довільним кутом α до вектора $\vec{B}$ (див. Рисунок 8.1).

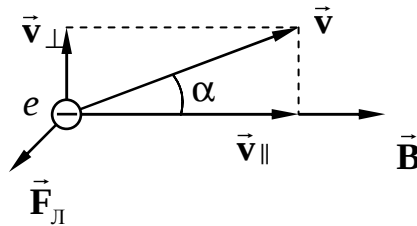


Рисунок 8.1 – Дія сили Лоренца

Вектор швидкості тоді зручно розкласти на дві складові - подовжню (паралельну вектору магнітної індукції) $v_{\parallel} = v \cdot \cos \alpha$ і поперечну (перпендикулярну напрямку поля) $v_{\perp} = v \cdot \sin \alpha$. З формули (8.2) видно, що сила Лоренца визначається тільки поперечною складовою швидкості v . Дія сили Лоренца також змінює тільки поперечну складову швидкості, повертає її в площині, перпендикулярної напрямку поля. Така зміна швидкості відповідає руху частки за гвинтовою лінією (див. Рисунок 8.2).

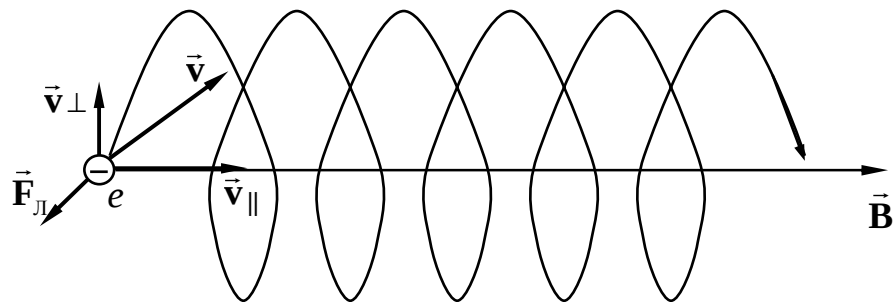


Рисунок 8.2 - Рух частки за гвинтовою лінією у магнітному полі

При цьому радіус гвинтової лінії R зв'язаний з поперечною швидкістю $v_{\perp}$ співвідношенням (8.3), тоді, виходить, що період обертання електрона T теж визначається формулою (8.4). Відповідно крок гвинтової лінії $h = v_{\parallel} \cdot T$ можна обчислити за формулою:

$$h = \frac{2\pi \cdot m \cdot v \cdot \cos \alpha}{eB}. \quad (8.5)$$

При малих кутах α $\cos \alpha \approx 1$, тоді крок гвинтової лінії, за яким рухається частка не залежить від кута між векторами швидкості і магнітної індукції:

$$h = \frac{2\pi \cdot m \cdot v}{eB}. \quad (8.6)$$

Звідси випливає можливість магнітного фокусування електронних пучків - всі електрони, що вилітають з однієї точки під різними, але малими кутами до напрямку магнітного поля повинні знову зібратися в одну точку, що знаходиться на відстані h . Але при цьому мають бути рівні за величиною їхні швидкості.

Співвідношення (8.3) можна використовувати для визначення питомого заряду частки, рівного відношенню її електричного заряду до маси:

$$\frac{q}{m} = \frac{v}{RB}. \quad (8.7)$$

Умови, при яких можна визначити швидкість електрона, величину магнітної індукції поля, у якому цей електрон рухається, і радіус описуваної ним окружності, реалізуються в магнетроні.

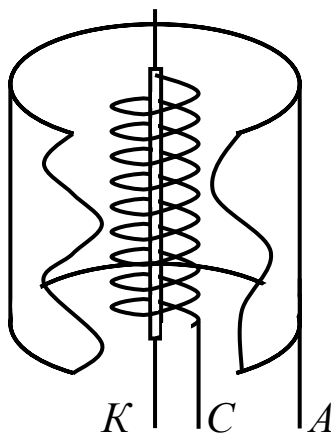


Рисунок 8.3 - Магнетрон

Магнетрон, що використовується у даній роботі, являє собою електронну вакуумну лампу-тріод (див. Рисунок 8.3), поміщену усередину

соленоїда - котушку, через яку протікає утворюючий магнітне поле електричний струм. Магнітне поле усередині соленоїда можна вважати однорідним, вектор магнітної індукції в будь-якій точці спрямований уздовж осі, величина його:

$$B = \mu_0 n I, \quad (8.8)$$

де μ_0 -магнітна стала ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$), n - число витків соленоїда, що приходить на одиницю його довжини; I - сила струму у витках.

На рисунку 8.3 показане взаємне розташування електродів у лампі: тонкий циліндричний катод K проходить уздовж осі лампи і соленоїда, його оточує порожній металевий циліндр анода A , між ними, ближче до катода, знаходиться циліндрична дротова спіраль сітки C . Через катод пропускається електричний струм, що розжарює його (струм розжарення). Це приводить до явища термоелектронної емісії - випусканню катодом електронів. Електрони випускаються поверхнею катода з різними швидкостями, імовірність, що електрон буде мати визначене значення швидкості, задається розподілом Максвелла.

За допомогою різниці потенціалів U між катодом і сіткою створюється електричне поле, дія якого на електрони викликає їхній спрямований рух від катода до анода. Електрон, що залишив катод з мінімальною швидкістю, яка дорівнює нулю, і прямуючи від катода до сітки, набуває кінетичну енергію:

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (8.9)$$

де e - заряд електрона. Електрони, що залишили катод з відмінною від нуля швидкістю, здобувають таку ж додаткову енергію. Велика частина цих електронів проходить через проміжки між дротами сітки і попадає в простір між сіткою й анодом. Мінімальна швидкість електрона, що влітає в цей простір, визначається з формули:

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (8.10)$$

Для визначення питомого заряду електрона можна також використовувати співвідношення (8.6). Для цього варто помістити в соленоїд не тріод, а електронно-променеву трубку осцилографа і, змінюючи силу струму в обмотці соленоїда, спостерігати на екрані наслідки руху електронів за гвинтовою лінією.

8.2 Опис установки і методу вимірів

На рисунку 8.4 зображена електрична схема тієї частини установки, у якій використовується магнетрон. Ліва її частина служить для створення між сіткою C і катодом K різниці потенціалів U , величина якої регулюється реостатом R_1 і виміряється вольтметром V . Міліамперметр mA служить для виміру анодного струму. Права частина схеми призначена для створення і регулювання реостатом R_2 електричні струми в соленоїді магнетрона L , сила струму в соленоїді I_C виміряється амперметром A . Напруга U_p створює струм розжарення в катоді.

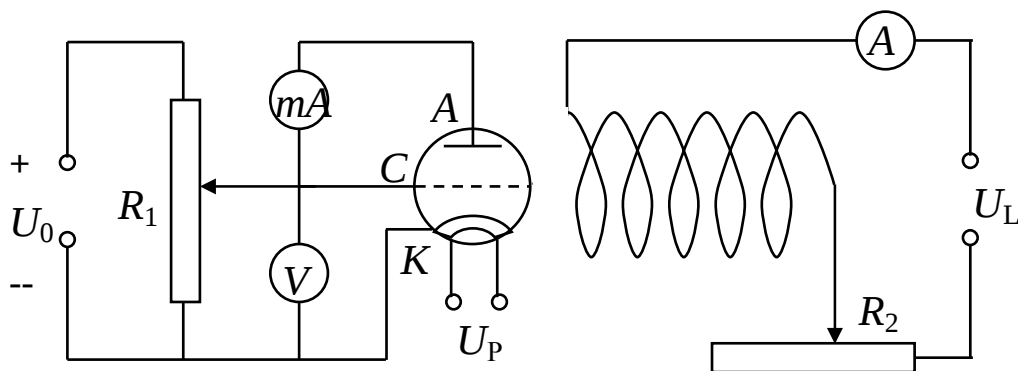


Рисунок 8.4 - Схема установки

Анодний струм I_A створюється потоком електронів, що випускається катодом, які прискорюються електричним полем у просторі між катодом і сіткою. Минувши сітку, вони далі рухаються з постійною швидкістю $\vec{v}$ до анода. Цей рух відбувається в магнітному полі з величиною магнітної індукції $\vec{B}$, причому швидкість перпендикулярна до вектора магнітної індукції. В однорідному магнітному полі, перпендикулярному до напрямку швидкості електронів, під дією сили Лоренца вони рухаються по окружності з радіусом кривини R , який можна визначити з формули (8.3), в площині, що перпендикулярна до вектора $\vec{B}$:

$$R = \frac{mv}{eB}, \quad (8.11)$$

де m – маса електрона, e – заряд електрона, v – швидкість електрона, B – індукція магнітного поля.

На рисунку 8.5 зображений поперечний переріз магнетрона, де R_A - радіус анода A , R_C - радіус сітки C . Електрон, що пролетів крізь сітку зі швидкістю v , рухається за траєкторією T , радіус якої R_K називається критичним.

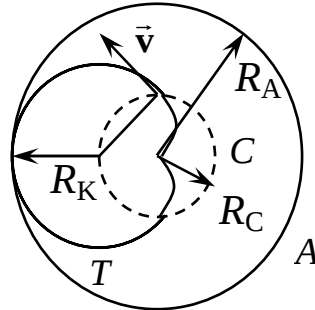


Рисунок 8.5 - Поперечний переріз магнетрона

Траєкторія з критичним радіусом торкається анода в одній точці. Розрахунок показує, що:

$$R_K = \frac{R_A}{2} \left[1 + \left(\frac{R_C}{R_A} \right)^2 \right].$$

Радіус траєкторії, за якою рухається електрон, залежить від його швидкості і величини магнітної індукції за формулою (8.11), вони, у свою чергу, визначаються різницею потенціалів між сіткою і катодом U і силою струму в соленоїді I_C . При різних значеннях цих величин можуть реалізуватися дві ситуації:

- 1 $R > R_K$, у цьому випадку електрон попадає на анод;
- 2 $R < R_K$, електрон не попадає на анод і повертається до катода.

Метод виміру питомого заряду електрона за допомогою магнетрона передбачає створення між сіткою і катодом постійної різниці потенціалів U з наступним виміром залежності анодного струму I_A від струму в соленоїді I_C . Збільшення сили струму в обмотці соленоїда I_C приводить до збільшення магнітної індукції B за законом (8.8). З формули (8.11) випливає, що при цьому зменшується радіус окружності, за якою рухається електрон:

$$R = \frac{mv}{e\mu_0 n I_C}.$$

Типовий вид залежності анодного струму I_A від струму в соленоїді I_C наведений на Рисунку 8.6.

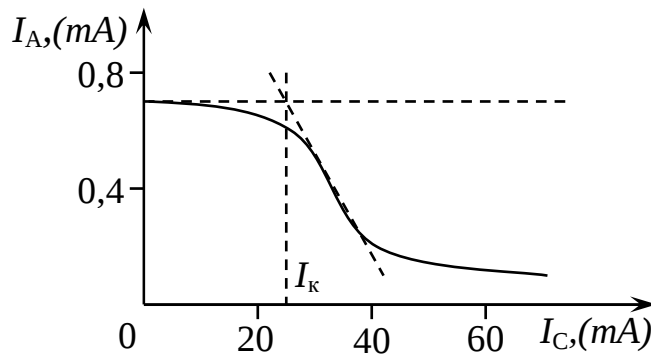


Рисунок 8.6 - Залежність анодного струму I_A від сили струму в соленоїді I_C

Поки радіус траєкторії, за якою електрони рухаються з мінімальною швидкістю $v_{\min}$, залишається більшим, ніж R_K , сила анодного струму не змінюється. При рівності $R=R_K$ сила струму в соленоїді називається критичною, значення її визначається умовою

$$R_K = \frac{mv_{\min}}{e\mu_0 n I_K}. \quad (8.12)$$

Якби всі електрони мали однакову швидкість $v_{\min}$, перевищення струмом у соленоїді значення I_K призвело б до повного зникнення анодного струму. Так як електрони мають різні швидкості, більші ніж $v_{\min}$, то збільшення сили струму в соленоїді при значеннях $I_C > I_K$ призводить до поступового зменшення анодного струму. Характер залежності I_A від I_C дозволяє визначити I_K , а підстановка у формулу (8.12) співвідношення (8.10) - одержати робочу формулу для обчислення питомого заряду електрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{(\mu_0 n I_K R_K)^2}. \quad (8.13)$$

Визначити питомий заряд електрона можна також за допомогою електронно-променевої трубки, приєднавши до виводів обмотки соленоїда на передній панелі осцилографа джерело живлення, амперметр реостат

відповідно до правої частини схеми на (див. Рисунок 8.4). Пристрій електронно-променевої трубки осцилографа схематично зображений на Рисунку 6.7.

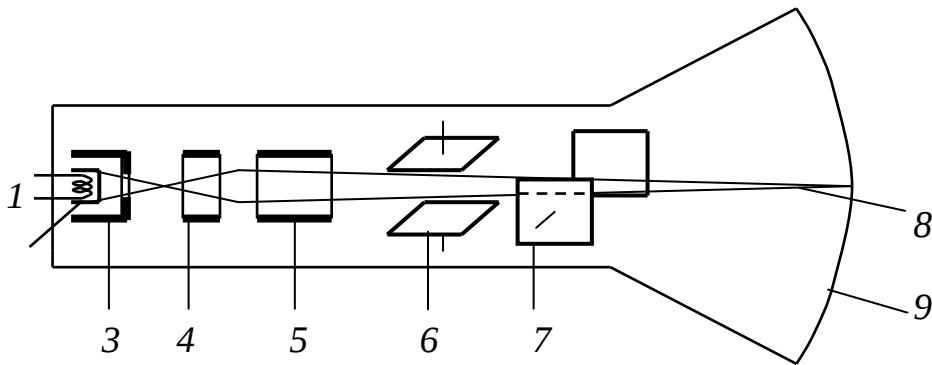


Рисунок 8.7 - Пристрій електронно-променевої трубки

Вона являє собою скляний балон, з якого викачане повітря до високого вакууму. Електроди 2-5 утворюють електронну гармату, що створює вузький пучок електронів - 8, що фокусується на екрані - 9. Екран трубки покритий флуоресцентною речовиною і тому світиться в місці влучення в нього електронного пучка. Дві пари паралельних пластин - 6 і 7 служать для відхилення електронного пучка у вертикальному і горизонтальному напрямках.

Електронна пушка містить джерело електронів, а саме катод - 2, що розжарюється спіраллю - 1. Циліндричний електрод з отвором - 3 виділяє вузький пучок електронів. На нього подається негативний відносно катода потенціал, змінювати величину якого можна, регулюючи число електронів у пучку і яскравість плями на екрані. Тому електрод - 3 називається керуючим. На пустотілий циліндричний анод - 5 подається великий позитивний потенціал, який прискорює електрони. Другий анод - 4 має більш низький потенціал, чим анод - 5. Він утворює електричне поле, фокусуючи електронний пучок на екрані, і називається фокусуючим. Потенціали на всіх електродах створюються блоком живлення осцилографа і регулюються за допомогою ручок на передній панелі приладу.

Таким чином, всі електрони в електронно-променевої трубі проходять прискорювану різницю потенціалів між катодом і

прискорюваним анодом; вони набувають кінетичну енергію, що задається формулою (8.9). Прискорююча різниця потенціалів визначається конструкцією осцилографа, її значення приведені в таблиці параметрів установки. На горизонтальні пластини подається змінна напруга, що викликає відхилення електронного пучка у вертикальному напрямку, із-за нього світла точка на екрані осцилографа перетворюється у вертикальну лінію. Відстань від точки відхилення до екрана $L=203$ мм. У даній установці електронно-променева трубка знаходиться усередині соленоїда, що створює магнітне поле з індукцією, яка визначається формулою (8.8). Всі електрони, що змінили свій напрямок руху через дію електричного поля горизонтальних пластин, мають набути траєкторії гвинтових ліній з однаковим кроком h і зібратися після цього в одній точці. Якщо крок гвинтової лінії збігається з величиною L , то ця точка припадає на екран, тобто на екрані осцилографа вертикальна лінія знову перетвориться в точку. Це дозволяє визначити величину h . З формули (8.6) випливає:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi \cdot v}{hB}.$$

Звідси з урахуванням співвідношень (8.8) і (8.9) одержуємо:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{(\mu_0 n I h)^2}. \quad (8.14)$$

8.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1 - Визначення питомого заряду електрона за допомогою магнетрона

- 1 Зібрати електричний ланцюг за схемою, зображеній на Рисунку 8.4 (регулятори напруги R_1 і струму R_2 , а також вольтметр V можуть бути вмонтовані у джерело живлення). Після перевірки ланцюга викладачем увімкнути джерело живлення.
- 2 Встановити значення напруги розжарення U_p і різниці потенціалів між сіткою і катодом U , що зазначені у таблиці на установці. Записати значення U в таблицю 8.1.

Таблиця 8.1 – Дані з таблиці на установці

U, B	n, m^{-1}	R_K, m	$\mu_0, Гн/м$	I_K, A

3 З таблиці на установці перенести в таблицю 8.1 значення числа витків на одиницю довжини соленоїда і критичного радіуса траєкторії електрона R_K . Записати в таблицю 8.1 значення магнітної сталої μ_0 .

4 У зазначених викладачем межах змінювати регулярним образом силу струму в соленоїді I_C . Значення I_C і відповідні їм значення анодного струму I_A записати в таблицю 8.2.

5 За даними таблиці 8.2 побудувати графік залежності I_A від I_C , керуючись при цьому правилами, викладеними в Додатку А даних методичних указівок.

Таблиця 8.2 – Залежність анодного струму I_A від сили струму в соленоїді I_C

I_C, A									
I_A, mA									

- З точки вертикальної осі графіка, що відповідає значенню I_A при струмі в соленоїді $I_C = 0$, провести пряму, паралельну горизонтальній осі, а потім пряму, що продовжує ділянку графіка з найбільшим нахилом кривої. Другу пряму вести до перетинання з першою, із точки перетинання опустити перпендикуляр на горизонтальну вісь (див. Рисунок 8.6). Значення, що відповідає положенню перпендикуляра, вважати величиною I_K , записати його в таблицю 8.1.
- Обчислити питомий заряд електрона, підставивши в формулу (8.8) значення величин з таблиці 8.1.
- Обчислити питомий заряд електрона за табличним значенням e і m , і порівняти з результатами вимірів.

Завдання 2 - Визначення питомого заряду електрона за допомогою електронно-променевої трубки

- Приєднати до виводів обмотки соленоїда на передній панелі

осцилографу джерело живлення, амперметр реостат відповідно до правої частини схеми на (див. Рисунок 8.4).

- 2 З таблиці на установці перенести в таблицю 8.3 значення прискорюючої напруги, число витків на одиницю довжини соленоїда і відстані від точки відхилення електронного пучка до екрана електронно-променевої трубки L . Записати в таблицю 8.3 значення магнітної сталої μ_0 .

Таблиця 8.3 – Дані з панелі осцилографа

$U, В$	$n, м^{-1}$	$L, м$	$\mu_0, Гн/м$

- 3 Увімкнути осцилограф, прогріти його 2-3 хвилини до появи на екрані світлої плями. Регулятором "Фокус" на передній панелі осцилографа сфокусувати пляму в точку.
- 4 Перемикач "Дільник" установити в положення "Калібр". Регулятором "Калібрування амплітуди" довжину вертикальної риски на екрані довести до 40 мм.
- 5 Подати напругу на соленоїд, усередині якого знаходиться електронно-променева трубка. Установити мінімально можливу силу струму в ньому.
- 6 Збільшувати силу струму в соленоїді поки лінія на екрані не перетвориться в точку. Записати в таблицю 8.4 відповідне значення сили струму I і кроку гвинтової лінії $h=L$.
- 7 Продовжити збільшення сили струму в соленоїді поки лінія на екрані не перетвориться знову в точку. Записати в таблицю 8.4 друге значення сили струму I і кроку гвинтової лінії $h=L/2$.

Таблиця 8.4 – Визначення питомого заряду електрону

№	$I, А$	$h, м$	$e/m, Кл/кг$	$\Delta e/m$
1				
2				
3				
Сер.				

- 8 Продовжити збільшення сили струму в соленоїді поки лінія на екрані не перетвориться знову в точку. Записати в таблицю 8.4 третє значення сили струму I і кроку гвинтової лінії $h=L/3$.
- 9 За формулою (8.14) обчислити три значення питомого заряду електрона і записати в таблицю 8.4.
- 10 Визначити середнє значення питомого заряду електрона, абсолютні похибки окремих вимірів, середню абсолютну і відносну похибки. Записати кінцевий результат у стандартній формі.

8.4 Контрольні питання

- 1 Що таке питомий заряд частки?
- 2 Як улаштований магнетрон?
- 3 Як рухається електрон у просторі між катодом і сіткою?
- 4 Чому дорівнює швидкість, якої набуває електрон?
- 5 Яка сила визначає рух електрона між сіткою й анодом магнетрона?
- 6 Як рухається електрон під дією сили Лоренца?
- 7 Яким чином залежить анодний струм I_A у магнетроні від сили струму I_C у соленоїді? Чому?
- 8 Яким чином залежить радіус кривизни траєкторії електрона від його швидкості і від величини вектора магнітної індукції?
- 9 Як залежить величина магнітної індукції поля, створюваного соленоїдом, від сили струму в обмотці?
- 10 Як улаштована електронно-променева трубка?
- 11 За якою траєкторії рухається електрон в електронно-променевій трубці, що знаходиться в подовжньому магнітному полі? Якими величинами визначаються параметри цієї лінії?

9 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 55

ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ЗВУКУ В ПОВІТРІ МЕТОДОМ ДОДАВАННЯ ВЗАЄМНО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНИХ КОЛИВАНЬ

Мета роботи: вивчити питання теорії хвильових процесів і теорію додавання взаємно перпендикулярних коливань, визначити швидкість звуку в повітрі.

9.1 Короткі теоретичні відомості

Хвилі - це процес поширення коливань. Природа коливань визначає собою природу хвильового процесу. Незалежно від фізичної природи хвильові процеси мають подібний математичний опис. Механічні хвилі являють собою процес поширення механічних коливань у пружних середовищах. Механічні коливання частотного діапазону від 14 Гц до 20 кГц надають суб'єктивні відчуття звуку в органах слуху і з цієї причини називаються звуковими чи просто звуком. Відповідні цьому діапазону хвилі також називають звуковими.

Грунтуючись на закономірностях гармонічного аналізу, складний хвильовий процес може бути поданий як суперпозиція найпростіших гармонічних хвиль. З цієї причини самі загальні закономірності хвильових процесів можуть бути отримані при вивченні гармонічних хвиль.

Гармонічні хвилі є результат поширення гармонічних коливань. Коливання, збуджені в деякій частині пружного середовища, завдяки наявності пружних зв'язків між її частками, поширюються від джерела коливань на периферію зі швидкістю передачі пружних взаємодій v у відповідному середовищі. Так як змушені коливання відбуваються з частотою сили, яка змушує, то поступово всі точки середовища будуть робити ті ж коливання, що і центр, але з затримкою в часі $\Delta t = \frac{x}{v}$, де x - відстань до відповідної точки.

Поширення пружних хвиль у середовищі не пов'язано з переносом речовини. У необмеженому середовищі воно складається в залученні змущених коливань усе більш і більш вилучених від джерела хвиль частин середовища. При цьому можна знехтувати дискретною (молекулярною)

будовою середовища, розглядаючи її як суцільне середовище, безупинно розподілену в просторі і що володіє визначеними пружними властивостями.

Під часткою такого середовища, що робить змушені коливання, розуміють малий елемент її об'єму, розміри якого, однак, у багато разів більше міжмолекулярних відстаней, так що в ньому міститься дуже велике число молекул. Практично частки середовища можна вважати точковими, тому що навіть у газі міжмолекулярні відстані вкрай малі.

Пружна хвиля називається **подовжньою**, якщо частки середовища коливаються у напрямку поширення хвилі. Подовжні хвилі зв'язані з об'ємною деформацією пружного середовища і тому можуть поширюватися в будь-якому середовищі: твердому, рідкому і газоподібному. Прикладом є звукові хвилі в повітрі.

Пружна хвиля називається **поперечною**, якщо частки середовища коливаються перпендикулярно до напрямку поширення хвилі. Поперечні хвилі зв'язані з деформацією зсуву і, отже, можуть утворюватися і поширюватися тільки у твердих середовищах.

Рівнянням пружної хвилі називається залежність від координат і часу скалярних чи векторних величин, що характеризують коливання середовища при проходженні в ній розглянутої хвилі. Наприклад, для хвиль у твердому середовищі такою величиною може служити вектор зсуву частки середовища з положення рівноваги при його проекції на осі координат. Для характеристики подовжніх хвиль у газі чи рідині звичайно користуються надлишковим тиском коливного середовища, рівним різниці між її змінним і рівноважним тисками.

Променем називається лінія, дотична до якої в кожній її точці збігається з напрямком поширення хвилі, тобто з напрямком переносу енергії хвилею. В однорідному середовищі промені мають вид прямих ліній.

Хвильовою поверхнею називається геометричне місце точок, у яких фаза коливань має те саме значення. Для всіх точок однієї хвильової поверхні величина Δt однакова. Через кожну точку середовища, охоплену хвильовим рухом, можна провести одну хвильову поверхню, що відповідає значенню фази коливань у цій точці в розглянутий момент часу. Безлічі різних значень фази коливання відповідає сімейство хвильових поверхонь. В однорідному ізотропному середовищі хвильові поверхні ортогональні

променям.

У хвильовому процесі коливання середовища поширюються на всі нові області. Поверхня, якої досягла хвиля в даний момент часу і яка розділяє собою точки обуреного середовища від точок середовища, не охоплених хвильовим процесом, називається **фронтом хвилі**. Усі точки фронту хвилі коливаються в однаковій фазі. З цієї причини фронт хвилі є однією з хвильових поверхонь.

Хвиля називається **плоскою**, якщо її хвильові поверхні представляють сукупність площин, рівнобіжних одна одній. У плоскій хвилі, що поширюється уздовж осі OX , усі величини, що характеризують коливальний рух середовища, залежать тільки від часу t і координати x розглянутої точки M середовища. Якщо немає поглинання хвиль у середовищі, то коливання в точці M відрізняються від коливань на початку координат тільки тим, що вони зсунені за часом на Δt . Рівняння плоскої синусоїдальної хвилі, що поширюється в непоглинаючому середовищі уздовж позитивного напрямку осі OX :

$$S = A \cos(\omega(t - \Delta t) + \varphi_0) = A \cos(\omega t - \frac{2\pi}{T}x + \varphi_0), \quad (9.1)$$

де $A = \text{const}$ - амплітуда коливань, яка називається **амплітудою хвилі**, $\omega = 2\pi/T$ - **циклічна (кругова) частота хвилі**, T - **період коливань**, а φ_0 - **початкова фаза коливань** (у момент часу $t=0$) у точках координатної площини $x=0$. Відстань:

$$l = vT, \quad (9.2)$$

на якій поширюється синусоїдальна хвиля за час, який дорівнює періоду коливань, називається **довжиною хвилі**. Довжина хвилі дорівнює відстані між двома найближчими точками середовища, у яких різниця фаз коливань дорівнює 2π .

Поряд з довжиною хвилі використовується інша характеристика синусоїдальної хвилі - **хвильове число**:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v}.$$

Тому рівняння плоскої синусоїдальної хвилі можна також подати у вигляді:

$$S = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0).$$

Хвильовим вектором називається вектор $\vec{k}$, який за модулем

дорівнює хвильовому числу k і спрямований уздовж променя в розглянутій точці M середовища. Хвильовий вектор плоскої синусоїдальної хвилі не залежить від вибору точки M , і рівняння такої хвилі можна записати у формі:

$$S = A \cos(\omega t - \vec{k}\vec{x} + \alpha),$$

де $\vec{r}$ - радіус-вектор точки M , а α - початкова фаза коливань на початку координат, тобто в точці $\vec{r} = 0$.

Хвиля називається **сферичною**, якщо її хвильові поверхні мають вид концентричних сфер. Центр цих сфер називається **центром хвилі**. Такого роду хвилі збуджуються в однорідному ізотропному середовищі відокремленим точковим джерелом. Рівняння розбіжної синусоїдальної сферичної хвилі має вид:

$$S = \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha),$$

де r - відстань від центра хвилі до розглянутої точки M середовища, $A(r) = a_0/r$ - амплітуда хвилі, a_0 - фізична величина, що чисельно дорівнює амплітуді хвилі на одиничній відстані від її центра, α - початкова фаза коливань у центрі хвилі.

Реальні джерела хвиль завжди мають кінцеві розміри. Однак їх можна вважати точковими, а хвилі, порушувані ними в однорідному ізотропному середовищі, - сферичними, якщо відстань r від джерела до розглянутих точок середовища значно більше розмірів джерела. Якщо r дуже велике, то будь-які малі ділянки хвильових поверхонь практично можна вважати плоскими.

Швидкість v поширення синусоїдальної хвилі називається фазовою швидкістю. Вона дорівнює швидкості переміщення в просторі точок поверхні, що відповідає будь-якому фіксованому значенню фази синусоїдальної хвилі. Наприклад, у випадку плоскої синусоїдальної хвилі з умови $\omega t + kx + f_0 = \text{const}$ випливає, що:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = v.$$

Фазова швидкість звукових хвиль (швидкість звуку) у рідині чи газі

$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}},$$

де ρ - густина не обуреного середовища, K - модуль об'ємної

пружності середовища. Для звукових хвиль, частоти яких $\nu > 16 \text{ Гц}$, процес деформації газового середовища можна вважати адіабатним, відповідно:

$$K = -V \left(\frac{dp}{dV} \right)_{\text{АДІАБ}}.$$

Тут береться похідна тиску газу за об'ємом при адіабатному процесі. Швидкість звуку в ідеальному газі:

$$\nu = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma R T}{\mu}}, \quad (9.3)$$

де γ - коефіцієнт Пуассона (для повітря $\gamma = 1,4$), R - універсальна газова стала ($R = 8,31 \text{ Дж/(К моль)}$), T - абсолютна температура, μ - молярна маса газу (для повітря $\mu = 29 \text{ г/моль}$).

9.2 Опис установки і методу вимірів

Для визначення швидкості звуку в даній роботі використаний метод, що називається методом додавання взаємно перпендикулярних коливань. У ньому швидкість звуку в повітрі визначається за формулою:

$$\nu = \lambda \nu, \quad (9.4)$$

яка випливає з визначення довжини хвилі (9.2). Частота звуку ν задається генератором звукових коливань, і проблема зводиться до визначення довжини хвилі λ . Саме довжина хвилі визначається методом додавання взаємно перпендикулярних коливань.

Для реалізації методу використовується експериментальна установка, схема якої подана на Рисунку 9.1.

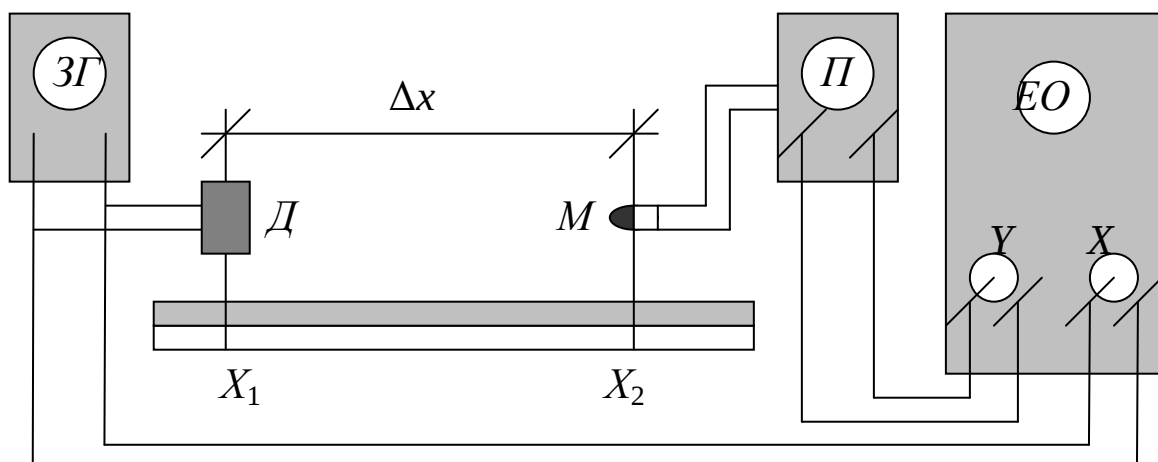


Рисунок 9.1 - Схема установки

Електричні коливання звукової частоти задаються генератором звукових коливань $ЗГ$. Додавання коливань здійснюється в електронному осцилографі $ЕО$, на вхід підсилювача горизонтальних коливань якого "Вхід Х" подаються коливання заданої частоти безпосередньо від $ЗГ$. Паралельно коливання подаються на динамік $Д$, установлений на оптичній лаві, де електричні коливання перетворюються в механічні звукові. Звукові коливання, поширюючись в повітрі, досягають мікрофона $М$, що знаходиться на цій же оптичній лаві. Тут звукові коливання перетворюються в електричні і після попереднього посилення в підсилювачі низьких частот $П$ подаються на вхід підсилювача вертикальних коливань "Вхід Y" $ЕО$.

Так як в системі на всіх ділянках виникають змушені коливання, то їхня частота однакова. Коливання на динаміку і горизонтально відхиляючих пластинах відбуваються в однаковій фазі. На мікрофоні тому, на вертикально відхиляючих пластинах, коливання відбуваються з затримкою за фазою $\Delta\varphi$, що визначається відстанню x , що проходить звукова хвиля, тобто відстанню між динаміком і мікрофоном. З формули плоскої хвилі (9.1) випливає, що:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} x \quad (9.5)$$

Якщо величина x містить ціле число довжин хвиль, то затримка за фазою $\Delta\varphi$ буде дорівнювати парному числу π .

Напруга, що змінюється за гармонійним законом, подана на входи осцилографа, викликає гармонійні коливання світлої точки на екрані осцилографа в горизонтальному і вертикальному напрямках.

Залежність координат точки від часу дається рівняннями:

$$x = A_1 \cos \omega t, \quad (9.6)$$

$$y = A_2 \cos(\omega t + \Delta\varphi), \quad (9.7)$$

де A_1 і A_2 - амплітуди коливань, що складаються; $\Delta\varphi$ - різниця їхніх фаз.

Рівняння (9.6) і (9.7) являють собою рівняння плоскої кривої у параметричній формі. Щоб одержати це рівняння в явному виді, необхідно виключити з цих рівнянь параметр t . З цією метою виразимо з рівняння (9.6):

$$\cos \omega t = x / A_1, \quad \sin \omega t = \sqrt{1 - (x / A_1)^2},$$

і підставимо в рівняння (9.7), перетворене як косинус суми двох кутів:

$$y / A_2 = \cos \omega t \cos \Delta \varphi + \sin \omega t \sin \Delta \varphi = x / A_1 \cos \Delta \varphi + \sqrt{1 - (x / A_1)^2} \sin \Delta \varphi,$$

чи

$$y / A_2 - x / A_1 \cos \Delta \varphi = \sqrt{1 - (x / A_1)^2} \sin \Delta \varphi.$$

Після піднесення у квадрат обох частин рівності і відповідних математичних перетворень одержимо:

$$x^2 / A_1^2 + y^2 / A_2^2 - 2xy / A_1 A_2 \cos \Delta \varphi = \sin^2 \Delta \varphi. \quad (9.8)$$

Рівняння (9.8) являє собою рівняння еліпса, осі якого повернені відносно осей координат. Орієнтація осей і співвідношення їхніх розмірів залежать від величин амплітуд і зсуву фаз. Але еліпс повинний завжди розташовуватися усередині прямокутника зі сторонами, рівними за довжиною подвоєних амплітуд (див. Рисунок 9.2).

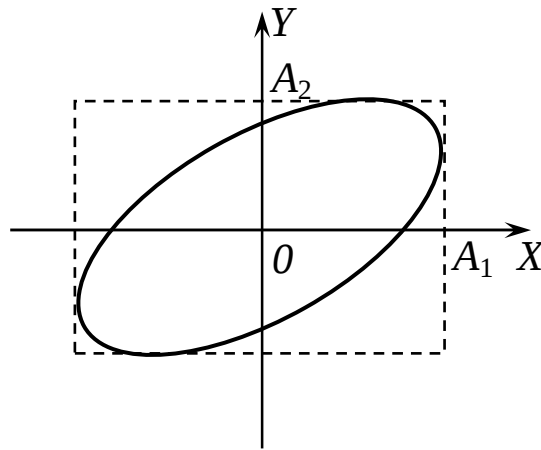


Рисунок 9.2 - Еліпс

Розглянемо окремі випадки.

- 1 Різниця $\Delta \varphi = 0, 2\pi, \dots, 2m\pi$, $m=0, 1, 2, \dots$. Рівняння (9.8) являє собою рівняння прямої, що проходить у першій і третій чвертях (див. Рисунок 9.3 ,а):

$$y = (A_2 / A_1)x.$$

- 2 Різниця фаз $\Delta \varphi = \pi; 3\pi, \dots, (2m-1)\pi$, $m=1, 2, 3, \dots$. Рівняння (9.8) переходить у рівняння прямої, що проходить у другій і четвертій чвертях (див Рисунок 9.3, б):

$$y = -(A_2 / A_1)x.$$

В обох цих випадках точка робить гармонійні коливання уздовж зазначених прямих з частотою коливань, що додаються, з амплітудою $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ і з початковою фазою рівною $\Delta\phi$, досліджуваною в цьому пункті.

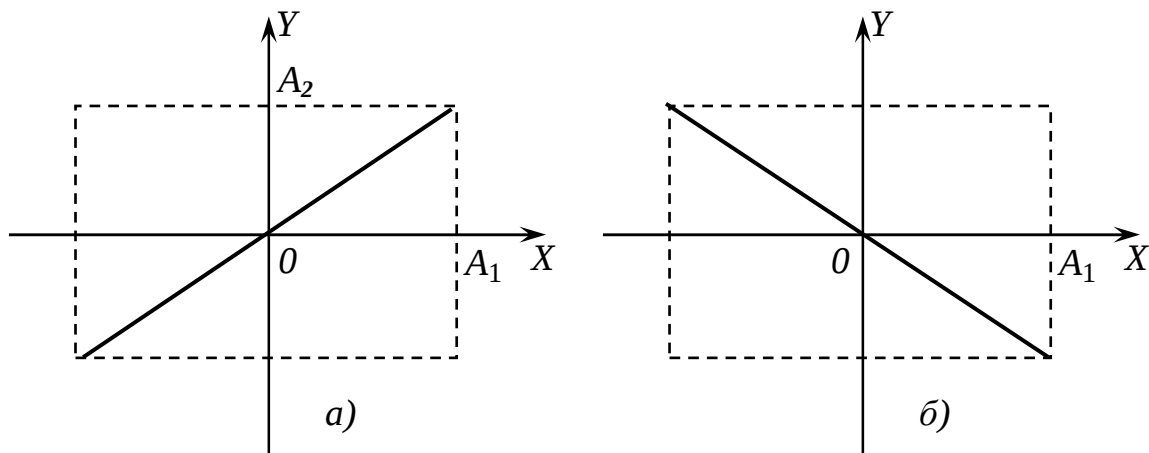


Рисунок 9.3 – Рівняння $x^2 / A_1^2 + y^2 / A_2^2 - 2xy / A_1 A_2 \cos \Delta\phi = \sin^2 \Delta\phi$

а) – $\Delta\phi = 0, 2\pi, \dots, 2m\pi, m=0,1,2,\dots$;

б) – $\Delta\phi = \pi, 3\pi, \dots, (2m-1)\pi, m=1,2,3,\dots$.

З Різниці фаз $\Delta\phi = \pi/2, 3\pi/2, \dots, (2m+1)\pi/2, m=1,2,3,\dots$. Рівняння (9.8) переходить у рівняння еліпса, симетричного відносно осей координат, з півосями, рівними відповідним амплітудам коливань, що додаються (див. Рисунок 9.4).

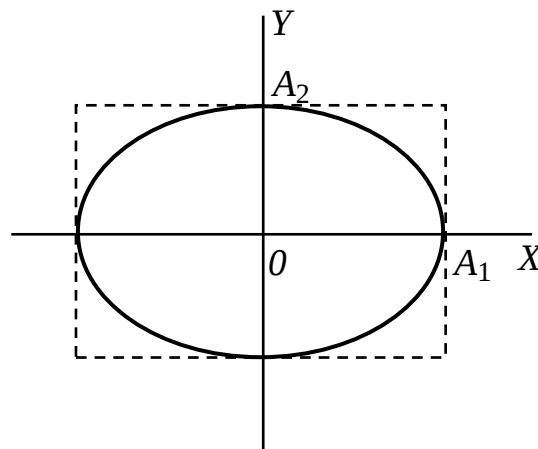


Рисунок 9.4 - Рівняння $x^2 / A_1^2 + y^2 / A_2^2 - 2xy / A_1 A_2 \cos \Delta\phi = \sin^2 \Delta\phi$

при різниці фаз $\Delta\phi = \pi/2, 3\pi/2, \dots, (2m+1)\pi/2, m=1,2,3,\dots$

За умови рівності амплітуд еліпс переходить в окружність.

Електронний промінь осцилографа, беручи участь у двох взаємно перпендикулярних коливаннях уздовж осей X і Y з однаковою частотою, буде описувати на екрані траєкторію, вид якої залежить від різниці фаз коливань, подаваних від мікрофона і звукового генератора. Різниця фаз, у свою чергу, залежить від відстані x між динаміком і мікрофоном.

При зміні цієї відстані форма траєкторії буде мінятися. Найменша ж відстань $\Delta X_{\min}$ між сусідніми положеннями мікрофона, при яких на екрані осцилографа траєкторія променя буде являти собою однаково орієнтовану пряму, (різниця фаз збільшиться на 2π), є довжиною звукової хвилі в повітрі:

$$\lambda = \Delta X_{\min} . \quad (9.9)$$

9.3 Порядок виконання роботи

- 1 Зібрати установку за схемою (див. Рисунок 9.1).
- 2 Включити звуковий генератор $ЗГ$, підсилювач $П$ і осцилограф $ЕО$.
- 3 Встановити на $ЗГ$ частоту 2000 Гц.
- 4 Ручками "Регулювання напруги" на звуковому генераторі $ЗГ$ і "Підсилення" на осцилографі домогтися появи еліпса на екрані осцилографа.
- 5 Установити мікрофон $М$ на відстані 4-5 см від динаміка $Д$.
- 6 Переміщаючи мікрофон, домогтися появи на екрані $ЕО$ прямої лінії. Замірити відстань X_1 між мікрофоном $М$ і динаміком $Д$. Дослід повторити три рази. Знайти середнє значення X_1 .
- 7 Переміщаючи мікрофон далі, знову одержати пряму, орієнтовану подібним чином. Замірити відстань X_2 між мікрофоном $М$ і динаміком $Д$. Дослід повторити три рази. Знайти середнє значення X_2 .
- 8 За формулою (9.9) визначити довжину хвилі, вважаючи:
$$\Delta X_{\min} = X_{2\text{сеп}} - X_{1\text{сеп}} .$$
- 9 Результати досвіду і розрахунків занести в таблицю 9.1.
- 10 Установити частоту 2500 Гц і повторити дії, описані в пп. 5-9.

Таблиця 9.1 – Визначення швидкості звуку в повітрі

№ досліджу	ν , Гц	x_1 , м	x_2 , м	$\Delta x_{\min}$, м	V , м/с	ΔV , м/с	ϵ , %
1	2000						
2	2500						
3	3000						
				Середнє			

- 11 Установити частоту 3000 Гц і повторити дії, описані у пп.5-9.
- 12 Обчислити середнє значення швидкості $V_{\text{сер}}$, абсолютні похибки вимірів $\Delta V = |V - V_{\text{сер}}|$ для кожного з отриманих значень швидкості, а також їхнє середнє значення $V_{\text{сер}}$, відносну похибку. Результати обчислень занести в таблицю 9.1.
- 13 Записати відповідь у стандартній формі.

9.4 Контрольні питання

- 1 Яка мета роботи?
- 2 Що таке звук, і від чого залежить швидкість звуку в повітрі?
- 3 Що таке пружна хвиля, і які хвилі називаються звуковими?
- 4 Як виглядає рівняння плоскої монохроматичної біжучої хвилі?
- 5 Що таке довжина хвилі, хвильове число і хвильовий вектор?
- 6 У чому сутність експериментального методу у визначенні швидкості звуку в даній роботі?
- 7 Що являє собою експериментальна установка? Який хід роботи?
- 8 Які коливання називаються гармонічними?
- 9 Які коливання додаються в даній роботі? Як можна змінити різницю фаз коливань, що додаються?
- 10 Як визначити за допомогою пристрою довжину хвилі λ , її половину $\lambda/2$, її чверть $\lambda/4$?

10 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 63

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ

Мета роботи: ознайомитись з явищем дифракції при спостереженні проходження світла крізь дифракційну решітку; дослідним шляхом визначити довжини хвиль червоного та фіолетового світла.

10.1 Короткі теоретичні відомості

Візуально світло сприймається і наочно зображається як сукупність прямих ліній – **променів**, що виходять в усіх напрямках з точкових джерел світла. У ролі джерел виступають усі точки поверхні тіла, яке світиться будучи розпеченим, або усі точки поверхні тіла, що відбиває світло, що надходить від інших тіл. Тіло в цілому може також сприйматися як точкове джерело світла, якщо відстань до нього значно перевищує його розміри. Саме промені світла в однорідному прозорому середовищі уособлюють собою прямі лінії, є еталоном геометричної прямої.

Промені від точкового джерела світла, яке знаходиться в однорідному прозорому середовищі, пронизують усі точки навколишнього простору. Але зустрівши непрозоре тіло вони поглинаються і за непрозорим тілом виникає зона геометричної тіні. Межі тіньової зони утворюються усіма прямими лініями – променями дотичними до поверхні непрозорого тіла. Згідно з законами геометричної оптики світло не може огинати непрозорі перешкоди і заходити в зону геометричної тіні. Однак експеримент показує, що це не так, світло огинає непрозорі перешкоди.

Явище відхилення світла від прямолінійного шляху поширення внаслідок огинання непрозорих перешкод і заходження світла в зону геометричної тіні називається **дифракцією світла**. Це явище повністю пояснюється у межах хвильової теорії світла. В основі пояснення та кількісного опису дифракції світла лежить **принцип Гюйгенса-Френеля**: Світло є хвильове збурення, яке поширюється у просторі. Кожна точка простору, до якої дійшов фронт хвилі в даний момент, стає точковим джерелом вторинних хвиль. Новий фронт хвилі через малий проміжок часу утворюється як огинаюча фронтів вторинних хвиль від усіх точок

початкового фронту хвилі. Нагадаємо, що **фронтом хвилі** або **хвильовою поверхнею** називається геометричне місце точок середовища, в якому в момент часу, що розглядається, фаза хвилі має одне й теж саме значення. Різним значенням фази відповідає сімейство хвильових поверхонь.

Інтенсивність світла у довільній точці простору може бути визначена як результат інтерференції вторинних світлових хвиль, що надходять до даної точки від усіх точок однієї з хвильових поверхонь, розташованих між точкою простору та джерелом світла. При цьому інтенсивність вторинних хвиль дорівнює нулю у напрямку джерела світла, набуває максимального значення для протилежного напрямку і майже не відрізняється від нуля у напрямках дотичної до хвильової поверхні.

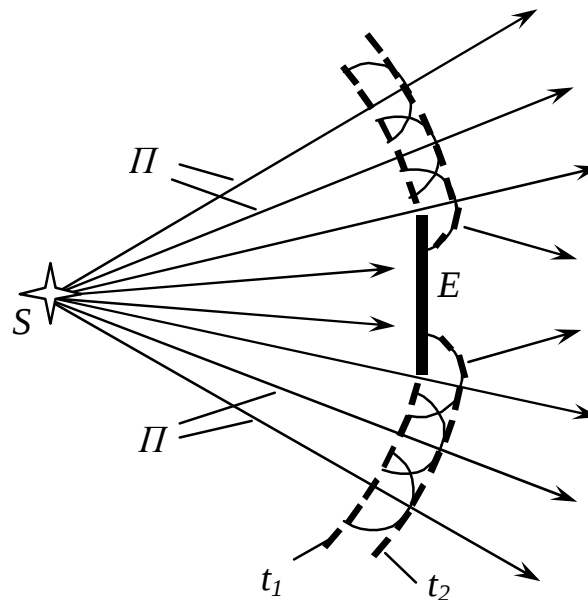


Рисунок 10.1 - Дифракція світла

Перша частина принципу сформульована Гюйгенсом, вона дозволяє зробити лише якісне пояснення дифракції світла. На Рисунку 10.1 зображено точкове джерело світла S , воно є центром фронту світлової хвилі, який має сферичну форму. Фронт хвилі рухається, розширюючись, у напрямках, позначених світловими променями - Π , промені перпендикулярні фронту хвилі у кожній його точці. Пунктирні лінії показують положення фронту хвилі в моменти часу t_1 та t_2 . У момент t_1 фронт хвилі досягає непрозорого екрану E і частково затримується їм,

утворюється зона геометричної тіні. Фронт світлової хвилі в момент t_2 будується як огинаюча усіх сферичних фронтів вторинних хвиль. Далеко від країв непрозорого екрану він, як і в момент t_1 , має форму сферичної поверхні з центром S , що відповідає прямолінійному поширенню світла. Але біля країв непрозорого екрану сферична форма фронту хвилі порушується. І це відповідає появі світлових хвиль, які змінили свій напрямок і зайшли у зону геометричної тіні.

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля геометричне місце точок середовища, в якому в момент часу, що розглядається, фаза хвилі має одне й теж саме значення є когерентним джерелом вторинних хвиль. У кожній точці простору накладаються вторинні хвилі від усіх точок хвильової поверхні та відбувається їх інтерференція. Результатом інтерференції є виникнення максимумів та мінімумів інтенсивності світла. Ці максимуми та мінімуми спостерігаються, якщо зона геометричної тіні перерізається білим екраном, на якому з'являється тінь непрозорого тіла – темна пляма, що повторює його форму. Внаслідок дифракції межі тіні не просто втрачають чіткість, а перетворюються на систему паралельних світлих та темних смуг. У звичайних умовах ця система має дуже малу загальну ширину і маскується розмитістю межі тіні внаслідок неточковості реальних джерел світла.

В ряді дифракційних задач, що володіють осьовою симетрією, розрахунок інтерференції вторинних хвиль може бути сильно спрощений за допомогою наочного геометричного методу розбиття фронту хвилі на кільцеві ділянки, що називаються **зонами Френеля**. Френель розробив спрощений метод, що дозволяє розраховувати результати інтерференції вторинних хвиль для усіх точок екрану, на якому спостерігається тінь від непрозорого тіла. Називається він **метод зон Френеля**. Для розрахунку використовується хвильова поверхня, яка частково перекривається непрозорим тілом. Обирається точка екрану, для якої буде визначатись інтенсивність світла, і відносно цієї точки відкрита частина хвильової поверхні розділяється на зони Френеля. Межі зон Френеля проводяться таким чином, щоб вторинні хвилі від середин сусідніх зон надходили до обраної точки екрану з різницею ходу $\lambda/2$, тобто інтерференція їх повинна приводити до взаємного послаблення.

На рисунку 10.2 зображено проходження світла від точкового джерела - S через круглий отвір радіусу - R у діафрагмі - $Д$. Розраховуємо результат інтерференції вторинних хвиль у точці екрану - P , яка лежить проти центру отвору.

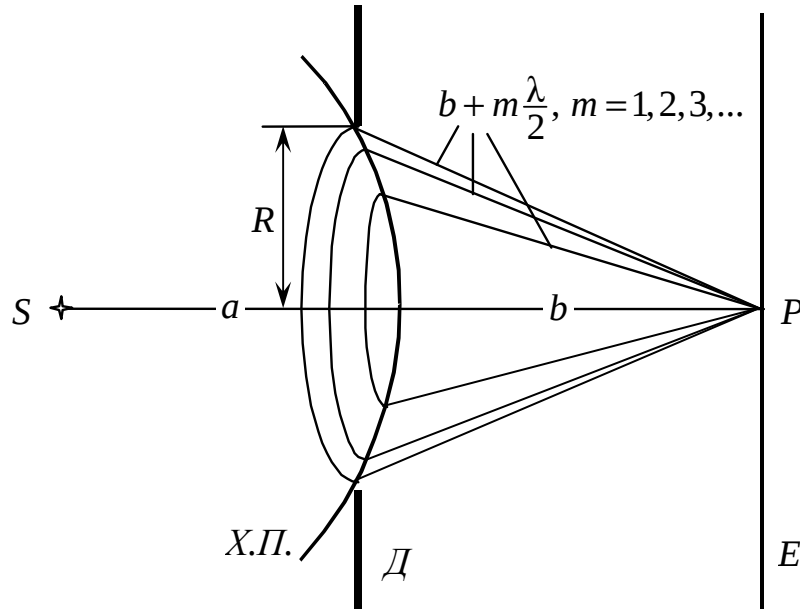


Рисунок 10.2 - Метод зон Френеля

Хвильова поверхня - $Х.П.$, що є джерелом вторинних хвиль, - це сферична поверхня з радіусом - a , вона торкається краю круглого отвору. До точки - P надходять вторинні хвилі лише від тієї частини хвильової поверхні, яка вміщується в отворі. Найменша віддаль від хвильової поверхні до точки - P дорівнює - b . Зони Френеля на хвильовій поверхні мають форму кілець, межі яких прокреслюються, як ніжкою циркуля, відрізками $b + m \frac{\lambda}{2}$, де $m=1, 2, 3, \dots$. Радіус m -ї зони Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}. \quad (10.1)$$

Звідси визначається число зон Френеля, що вміщується у круглому отворі радіуса R :

$$m = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (10.2)$$

Сукупна інтенсивність вторинних хвиль, що надходять до точки P від однієї зони Френеля, має бути пропорційна її площі. Можна довести, що при малих номерах m площа зони Френеля не залежить від номеру. Це

призводить до практично повного взаємного знищення у точці P вторинних хвиль від двох сусідніх зон Френеля внаслідок інтерференції. Якщо в отворі діафрагми вкладається парне число зон Френеля, в центрі екрану спостерігається мінімум інтенсивності світла, темна пляма. Непарність числа зон Френеля у отворі діафрагми призводить до появи у центрі екрану максимуму інтенсивності. Розрахунок для сусідніх точок екрану показує, що навколо центральної темної чи світлої плями повинна утворюватись концентрична система темних та світлих кілець, що відповідає дійсності.

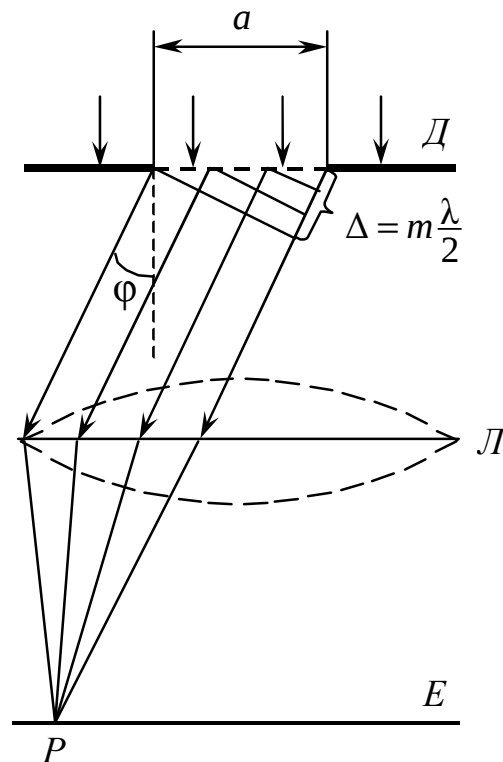


Рисунок 10.3 - Дифракція Фраунгофера

Ще один простий випадок дифракції описав Фраунгофер. На Рисунку 10.3 зображено падіння плоскої світлової хвилі (хвильові поверхні мають форму площин) на непрозорий екран - D з отвором у формі щілини шириною - a . Площина щілини є хвильовою поверхнею, будемо вважати її сукупністю когерентних точкових джерел вторинних хвиль. Ці хвилі поширюються в усіх напрямках і попадають на лінзу - L . За лінзою, в її фокальній площині, знаходиться екран спостереження - E . У кожній точці екрану лінза збирає усі вторинні хвилі, що поширюються в одному з напрямків. На Рисунку 10.3 вони зображені з допомогою променів, які

відхилилися від прямолінійного шляху поширення на кут - φ . Якби ці промені відповідали плоскій хвилі, збирання їх лінзою у точці екрану - P призвело б до виникнення в ній максимуму інтенсивності, в якому б сконцентрувалася повна енергія хвилі. Умовою виникнення максимуму є однакова фаза коливань вторинних хвиль, що накладаються, тобто лінза не може створювати додаткову різницю ходу для паралельних променів, які проходять крізь неї. Однак на Рисунку 10.3 паралельні промені, що відхиляються на кут φ , відповідають не плоскій хвилі, а сукупності вторинних хвиль від різних точок площини щілини і мають різницю ходу. Для граничних променів ця різниця дорівнює $\Delta = a \sin \varphi$. Накладання їх у точці P призводить до інтерференції, результат якої визначається методом зон Френеля. Зони Френеля в даному випадку мають форму прямокутників однакової ширини, витягнутих вздовж щілини. Число їх знаходимо з умови $\Delta = m\lambda/2$ (m – ціле число), за якої ми можемо розділити площину щілини на такі прямокутники з допомогою розташованих на відстані $\lambda/2$ ліній, перпендикулярних до променів (див. Рисунок 10.3, там таких ліній та зон Френеля три). Парне число зон Френеля m призводить до того, що вторинні хвилі, які відхилились на відповідний кут φ , зібрані лінзою у точку P дають мінімум інтенсивності світла. Звідси умова виникнення дифракційного мінімуму k -го порядку:

$$a \sin \varphi_k = \pm k\lambda, \quad k=1,2,3,\dots \quad (10.3)$$

Навпроти щілини на екрані E виникає центральний максимум інтенсивності світла, ширина якого визначається положеннями мінімумів першого порядку, тобто - $\varphi_1 < \varphi < \varphi_1$, тут $\varphi_1 = \arcsin\left(\frac{\lambda}{a}\right)$. Слід відмітити, що при ширині щілини $a < \lambda$, дифракційні мінімуми, які б обмежували центральний максимум, взагалі не виникають. У цьому випадку світло поширюється в усіх напрямках, щілина перетворюється на лінійне джерело світла. При $a > \lambda$ майже вся світлова енергія припадає на центральний максимум. Але паралельно його краю проходять світлі та темні смуги додаткових максимумів та мінімумів.

Опис дифракції, даний Фраунгофером, - одна з основ теорії створення зображення оптичними приладами, насамперед, телескопами та мікроскопами.

10.2 Опис установки та методу дослідження

Одномірною дифракційною решіткою називається система, яка складається з великої кількості паралельних щілин однакової ширини, розділених також однаковими непрозорими проміжками.

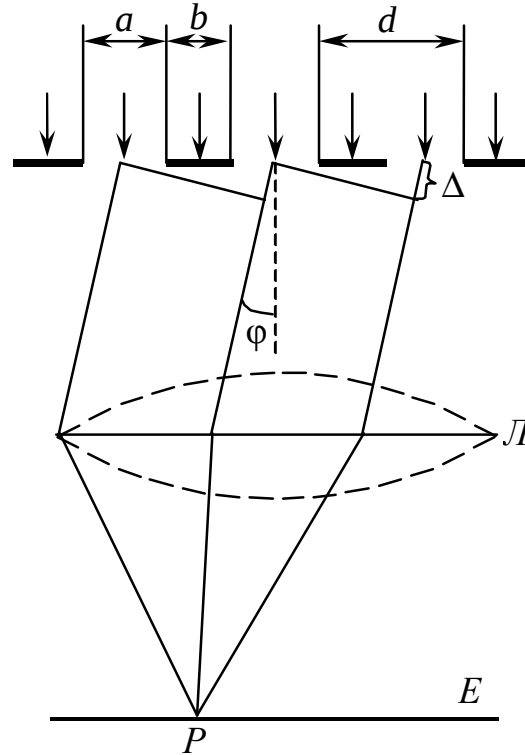


Рисунок 10.4 - Дифракційна решітка

Така система зображена на Рисунку 10.4, де a – ширина щілини, b – ширина непрозорого проміжку, $d = a + b$ називається сталою решітки. Стала решітки дорівнює відстані між серединами сусідніх щілин. Загальна ширина решітки Nd , N – повне число щілин у решітці.

На дифракційну решітку спрямовується плоска світлова хвиля таким чином, що площина решітки стає однією з хвильових поверхонь. Унаслідок дифракції частина світла змінює напрямок поширення, щілини решітки перетворюються на джерела вторинних хвиль, які поширюються в усіх напрямках. Вони попадають на лінзу - $Л$, у фокальній площині лінзи розміщено екран - $Е$ для спостереження дифракційної картини. Лінза фокусує у різних точках екрану паралельні промені, що поширюються від усіх щілин відхилившись на один кут - ϕ . Ці промені відповідають когерентним хвилям і, накладаючись у точці - $Р$, інтерферують з

утворенням максимуму чи мінімуму. Різниця ходу для хвиль, що виходять з будь-яких сусідніх щілин $\Delta = d \sin \varphi$. Оскільки лінза L не створює додаткової різниці ходу, для виникнення головного максимуму інтенсивності світла у точці P необхідно, щоб різниці ходу хвиль від усіх щілин були кратні довжині хвилі λ , це виконується за умови:

$$d \sin \varphi_k = \pm k \lambda, k = 0, 1, 2, \dots \quad (10.4)$$

Рівняння (10.4) називається формулою дифракційної решітки і визначає положення на екрані головних дифракційних максимумів. Це положення залежить від порядку максимуму k та довжини хвилі λ . Перші мінімуми, які обмежують ширину головного максимуму, виникають для таких φ , за яких стає рівною непарному числу $\frac{\lambda}{2}$ різниця ходу від щілин, що знаходяться на відстані $\frac{Nd}{2}$. Тоді вторинні хвилі від щілин однієї половини решітки взаємно знищуються внаслідок інтерференції вторинними хвилями від щілин другої половини решітки. Умова виникнення мінімуму освітленості:

$$d \sin \varphi_{\min} = \pm \left(k \pm \frac{1}{N} \right) \lambda, k = 0, 1, 2, \dots \quad (10.5)$$

Порівнюючи формули (10.4) та (10.5) бачимо, що величини $\varphi_{\min}$ дуже близькі до відповідних φ_k , тобто кутові ширини головних максимумів дуже малі. Разом з залежністю φ_k від λ це дозволяє використовувати дифракційну решітку для розкладання світла у спектр.

Експериментальну установку, на якій виконується робота, зображено на Рисунку 10.5.

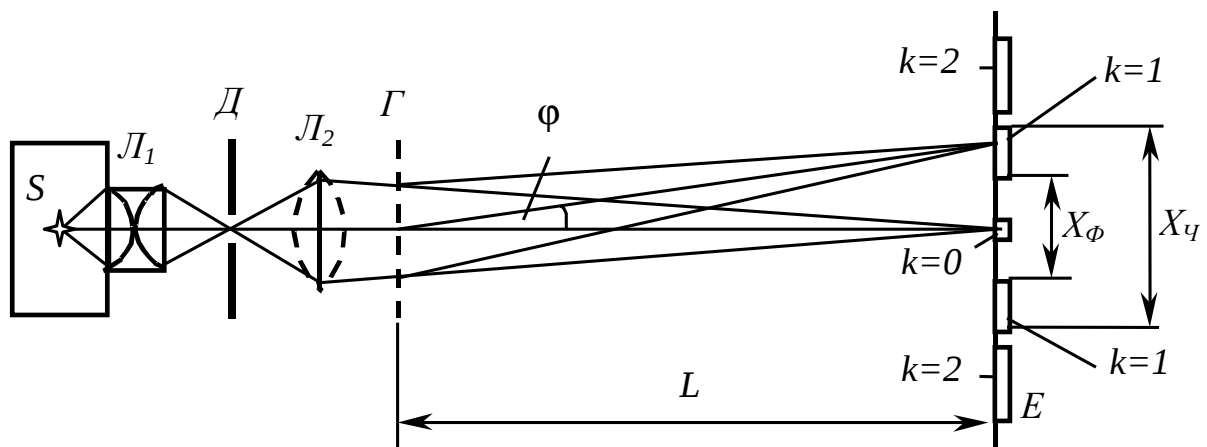


Рисунок 10.5 - Експериментальна установка

Джерелом світла є розжарена вольфрамова спіраль лампи - S , тобто розжарене тверде тіло. Спектр його випромінювання неперервний, довжини хвиль набувають усіх значень з діапазону видимого світла, а колір змінюється від фіолетового до червоного. Накладання ж цих хвиль утворює світло білого кольору.

Світло від джерела S концентрується конденсорною системою лінз - L_1 на діафрагмі - D з отвором у формі щілини. Світло, що проходить через щілину, концентрується лінзою - L_2 , яка утворює зображення щілини на екрані - E . Це світло проходить також через дифракційну решітку - G , розташовану на малій відстані від лінзи L_2 . Унаслідок дифракції світлові хвилі змінюють напрямок поширення і утворюють на екрані E інтерференційні максимуми у формі вертикальних смужок. Відстань між дифракційною решіткою та екраном E дорівнює L , вона значно перевищує ширину решітки. Тому промені, що проходять через решітку, майже не відрізняються від паралельних, для них зберігають чинність формули (10.4) та (10.5). Кути φ_k , під якими спостерігаються максимуми k -го порядку ($k=0,1,2,\dots$), визначаються формулою (10.4), завдяки малій кутовій ширині лінійна ширина максимуму залежить лише від ширини щілини, бо кожний максимум є її зображенням. З формули (10.4) бачимо, що положення центрального, нульового максимуму ($k=0$) не залежить від довжини хвилі λ , він має білий колір. Положення максимумів першого ($k=1$), другого ($k=2$) та більших порядків визначається крім k довжиною хвилі. Зображення щілини, що утворюються світлом різного кольору, знаходяться у різних місцях екрану. Це призводить до виникнення на екрані двох спектрів першого порядку та двох спектрів другого порядку, симетрично розташованих відносно центрального максимуму (див. Рисунок 10.5). Спектри третього та четвертого порядків накладаються, використати їх для проведення спектральних досліджень неможливо. Навіть на червоний край спектру другого порядку накладається фіолетовий край спектру третього порядку.

Дифракційна решітка - G в установці – це фотопластинка, на яку сфотографовано розлінований чорними смугами аркуш паперу. Стала решітки $d=0,01$ мм. Вона закріплена на кінці оптичної лави, вздовж якої пересувається екран E . Відстань між дифракційною решіткою та екраном L вимірюється за допомогою лінійки, закріпленій на оптичній лаві. На екран

E також нанесено лінійку, з допомогою якої вимірюється відстань між світлими смугами (максимумами) одного кольору X . Знаючи X та L можна визначити для кожного кольору довжину світлової хвилі, згідно з формулою (10.4):

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}.$$

Вимірювання проводяться тільки для спектрів першого порядку, $k=1$. Кут φ_1 достатньо малий, щоб можна було використати співвідношення:

$$\sin \varphi_1 \approx \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X}{2L}.$$

Остаточна формула для визначення довжини хвилі

$$\lambda = \frac{dX}{2L}. \quad (10.6)$$

3.3 Порядок виконання роботи та обробка результатів вимірів

- 1 Встановити екран на відстані 0,4 м від дифракційної решітки. Увімкнути світло та переконатись, що рівномірно освітлюється вся площа решітки. Переміщуючи лінзу L_2 досягти найбільшої чіткості країв центрального максимуму та скорегувати його положення у центрі екрану. Зменшити ширину щілини до мінімальної для існуючих умов спостереження. Оглянути дифракційну картину на екрані, знайти положення максимумів різного порядку.
- 2 Отримати від викладача 5 значень відстані L між дифракційною решіткою та екраном, для яких слід зробити виміри. Записати ці значення у таблицю 10.1.

Таблиця 10.1 - Визначення довжини хвилі

№ досліджу	L , м	$X_{\text{ф}}$, 10^{-3} м	$X_{\text{ч}}$, 10^{-3} м	$\lambda_{\text{ф}}$, 10^{-7} м	$\Delta\lambda_{\text{ф}}$, 10^{-7} м	$\lambda_{\text{ч}}$, 10^{-7} м	$\Delta\lambda_{\text{ч}}$, 10^{-7} м
1							
2							
3							
4							
5							
Середнє							

- 3 Для віх значень L виміряти відстань між внутрішніми, фіолетовими краями спектрів першого порядку $X_{\text{ф}}$ (див. Рисунок 10.5). Записати п'ять значень $X_{\text{ф}}$ у таблицю 10.1.
- 4 Для віх значень L виміряти відстань між внутрішніми, фіолетовими краями спектрів першого порядку $X_{\text{ч}}$ (див. Рисунок 10.5). Записати п'ять значень $X_{\text{ч}}$ у таблицю 10.1.
- 5 За формулою (10.6) обчислити 5 значень довжини хвилі фіолетового світла $\lambda_{\text{ф}}$ та 5 значень довжини хвилі червоного світла $\lambda_{\text{ч}}$. Вписати значення $\lambda_{\text{ф}}$ та $\lambda_{\text{ч}}$ у таблицю 10.1.
- 6 Знайти середні значення $\lambda_{\text{ф}}$ та $\lambda_{\text{ч}}$, вписати їх у таблицю 10.1.
- 7 Знайти абсолютні похибки окремих вимірювань $\lambda_{\text{ф}}$ та $\lambda_{\text{ч}}$, середні абсолютні похибки цих величин та вписати всі значення у таблицю 10.1.
- 8 Знайти відносні похибки визначення $\lambda_{\text{ф}}$ та $\lambda_{\text{ч}}$, записати результати вимірювання $\lambda_{\text{ф}}$ та $\lambda_{\text{ч}}$ у стандартній формі.

10.4 Контрольні запитання

- 1 Що таке дифракція?
- 2 Сформулювати принцип Гюйгенса-Френеля.
- 3 Що таке зони Френеля? Яким чином вони виділяються на сферичній хвильовій поверхні?
- 4 У яких випадках виникають максимуми та мінімуми інтенсивності в центрі екрану під час проходження світла крізь круглий отвір?
- 5 Яку роль виконує лінза в дифракції Фраунгофера на щілині та яку взаємне положення лінзи та екрана при спостереженні дифракційної картини?
- 6 Чим визначається в дифракції Фраунгофера ширина центрального максимуму і в якому випадку щілина перетворюється в лінійне джерело світла?
- 7 Що таке дифракційна решітка? Що таке стала (період) решітки?

11 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 74

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ СПЕКТРОСКОПА І СПОСТЕРЕЖЕННЯ ОПТИЧНИХ СПЕКТРІВ

Мета роботи: знайомство з елементами теорії будови і випромінювання атомів, знайомство з будовою і роботою спектроскопа, градування шкали спектроскопа і визначення довжини хвилі випромінювання натрію, перевірка закономірностей в спектрі випромінювання атомарного водню.

11.1 Короткі теоретичні відомості

Дослідами було встановлено, що природа мікрооб'єктів, таких як електрони, протони, нейтрони, атоми і таке інше, двояка. У процесах взаємодії з речовиною вони ведуть себе як частки-корпускули, а в процесах розповсюдження їм характерні такі типово хвильові явища, як інтерференція і дифракція, тобто вони проявляють свої хвильові властивості. Тому дослідження руху мікрооб'єктів потребує створення нової механіки, заснованої на хвильових уявленнях про природу часток. Така теорія створена, вона має назву квантова механіка.

У квантовій механіці мікрооб'єкту з імпульсом $\vec{p} = m \vec{v}$ і енергією w зіставляється деякий хвильовий процес з частотою $\nu = \frac{w}{h}$ і довжиною хвилі $\lambda = \frac{h}{p}$, який називається на честь автора відкриття хвилею де Бройля.

Фізичний зміст хвилі де Бройля полягає в тому, що квадрат їх модуля:

$$|\psi|^2 = \psi\psi' = \rho(x, y, z, t)$$

визначає густину ймовірності мікрооб'єкта знаходитись в даній точці простору для заданого моменту часу.

Так як рух мікрооб'єктів поріднений з хвильовим рухом, основний закон квантової механіки повинен бути подібним до хвильового рівняння. Такий закон відкрив Е. Шредінгер. Він враховує особливості руху мікрооб'єктів, являється фундаментальним законом, висновки з якого не суперечать досліду. Цей закон називається рівнянням Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + [W - U(x, y, z, t)]\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}.$$

Це так зване часове, або загальне рівняння Шредінгера, в якому Δ - оператор Лапласа, що являє собою сукупність других похідних за координатами; W - енергія мікрочастки, а $U(x, y, z, t)$ - її потенціальна функція, що визначає особливості силового поля, в якому рухається мікрооб'єкт, тобто конкретизує задачу.

Є велике коло задач, в яких досліджується стаціонарний рух, тобто рух, що не змінюється з часом. Ознакою такого руху є незалежність потенціальної функції від часу, яка в такому випадку є потенціальною енергією досліджуваного мікрооб'єкта. У стаціонарному русі Ψ -функція може бути зазначена як $\Psi = \psi e^{-i\omega t}$, де ψ - амплітуда ймовірності. Підстановка такого виразу до рівняння Шредінгера дозволяє його значно спростити:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\psi = 0.$$

Це рівняння є стаціонарним рівнянням Шредінгера, придатним для розв'язання тільки стаціонарних задач.

Його можна переписати більш компактно:

$$\hat{H}\psi = W\psi$$

де $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U$ - послідовність дій, які необхідно виконати над ψ -функцією, щоб одержати праву частину рівняння. Це оператор енергії, або оператор Гамільтона.

У центрі кожного атома знаходиться ядро, в якому зосереджена майже вся маса атома і яке має позитивний заряд Ze . Навколо ядра рухаються електрони. Потенціальна енергія електрона:

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

не залежить від часу і має сферичну симетрію. Ця функція має бути підставлена в стаціонарне рівняння Шредінгера для знаходження хвильових функцій, які описують поведінку електронів в атомі.

Стан електрона в атомі, тобто ψ - функція електрона, визначається чотирма квантовими числами: головним n , що визначає значення енергії

атома; орбітального l , що визначає модуль орбітального моменту імпульсу електрона; магнітного m_l , що визначає проекцію орбітального моменту імпульсу на напрямок магнітного поля; спінового m_s , що визначає значення проекції спінового моменту імпульсу на зовнішнє магнітне поле. У багатоелектронних атомах енергія залежить також від квантового числа l .

За сучасними уявленнями, створеними квантовою механікою, електрони в атомах можуть знаходитись в стаціонарних станах з енергією:

$$W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m(Z-\sigma)^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2} = -\frac{(Z-\sigma)^2}{n^2} W_0,$$

де n – головне квантове число; $W_0 = \frac{me^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2} = 13,6 \text{ eV}$ - постійна

величина; Z - зарядове число ядра атома; σ - постійна екранування. Перехід атомів з одного стану з $n = k$ в інший з $n = m$ супроводжується випромінюванням, або поглинанням кванта енергії:

$$h\nu_{mk} = h \frac{c}{\lambda_{mk}} = W_m - W_k = (Z-\sigma)^2 W_0 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

або

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R(Z-\sigma)^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (11.1)$$

де R – постійна величина, $k = 1, 2, 3, \dots$; $m = k+1, k+2, k+3, \dots$ - відповідні значення головного квантового числа.

Для атомів водню $Z = 1$; $\sigma = 0$, тому формула (11.1) набуває дуже простої форми:

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \nu_{mk} = Rc \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (11.2)$$

де $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – постійна Ридберга; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість поширення світла у вакуумі.

Таким чином, випромінювання атомів складається з окремих, характерних тільки для даного атома, спектральних ліній з частотами ν_{mk} і довжинами хвиль λ_{mk} , що супроводжують відповідні переходи в них. Необхідно відмітити, що і переходи можливі тільки за умови виконання так званих правил відбору, які дозволяють переходи між станами електронів, де зміна орбітального квантового числа $\Delta l = \pm 1$. Набір частот (довжин хвиль),

які може випромінювати атом, називається його спектром. Він визначає спектральний склад випромінювання. Під поняттям “спектр”, в тому числі і оптичний спектр, частіше розуміють сукупність просторово розділених спектральних ліній. Пристрої, що дозволяють одержати просторово розділений спектр, називаються спектроскопами, спектрометрами, спектрографами.

Коли мова йде про випромінювання речовини, а тільки це випромінювання може спостерігатись, бо випромінювання окремого атома надто слабе, то її спектри можуть значно ускладнюватись в залежності від агрегатного стану речовини - сусідні атоми можуть суттєво змінювати енергетику електронів. Досвід вчить, що тільки спектри розріджених атомарних газів і парів металів подібні атомним, тобто складаються з окремих кольорових вузьких ліній на темному фоні. Такі спектри називаються **лінійчатими**. Лінійчаті спектри являються характеристичними, тому що вони характерні для атомів даної природи – водню, кисню, гелію і так далі. Розріджені молекулярні гази дають **смугастий спектр**, тобто спектр, що являє собою кольорові смуги на темному фоні. Смуги складаються з близько розташованих спектральних ліній, які в спектрах не дуже високого розділення практично зливаються в суцільну смугу. Спектри випромінювання конденсованих середовищ і стиснутих газів мають **суцільний спектр** у вигляді райдужної смуги.

Якщо випромінювання з суцільним спектром пропустити через поглинаюче середовище, на виході з нього одержимо випромінювання, спектр якого містить лінії поглинання. За законом Кірхгофа-Бунзена спектри поглинання є оберненими до спектрів випромінювання. Спектр поглинання розрідженими атомарними газами являє собою сукупність темних ліній поглинання, так званих темних фраунгоферових ліній, на фоні райдужної смуги. Положення цих ліній в точності відповідає положенню ліній випромінювання даного газу і для водню, наприклад, підкоряється закону (11.2).

Формула (11.2), що описує спектр атомів водню називається **серіальною** формулою за тієї причини, що спектральні лінії утворюють серії ліній в різних ділянках спектра. Номер серії визначається головним квантовим числом $n = k$, тобто числом, що визначає енергію стану

електрона, в який він переходить випромінюючи кванти світла, що відповідають спектральним лініям даної серії. Для $k = 1$ маємо серію ліній в діапазоні ультрафіолетового випромінювання – **серія Лаймана**. **Серія Бальмера** – це серія ліній з $k = 2$ розташованих у видимому діапазоні. Випромінювання з $k = 3, 4, \dots$ відповідає серіям інфрачервоного діапазону.

11.2 Експериментальні дослідження

11.2.1 Вивчення будови і градування шкали спектроскопа

Спектроскоп є одним із спектральних приладів – оптичних приладів для розкладання в спектр за довжинами хвиль (частотами) електромагнітного випромінювання оптичного діапазону і для вивчення цих спектрів. За способами розкладання в спектр прилади діляться на декілька класів:

- 1 Спектральні прилади з просторовим розкладанням, де випромінювання різних частот розділяється за напрямками розповсюдження;
- 2 Спектральні прилади з амплітудною модуляцією, заснованою на явищі дифракції світла, де аналіз спектрального складу випромінювання виконується за рахунок зміни довжини хвилі і, як наслідок, зміни оптичної різниці ходу променів і зміни інтенсивності випромінювання цієї довжини хвилі у результаті інтерференції та інші. Ми вивчаємо спектроскоп, тобто прилад для спостереження оптичних спектрів, з просторовим розкладанням. Принципова схема приладу УМ – 2 наведена на Рисунку 11.1.

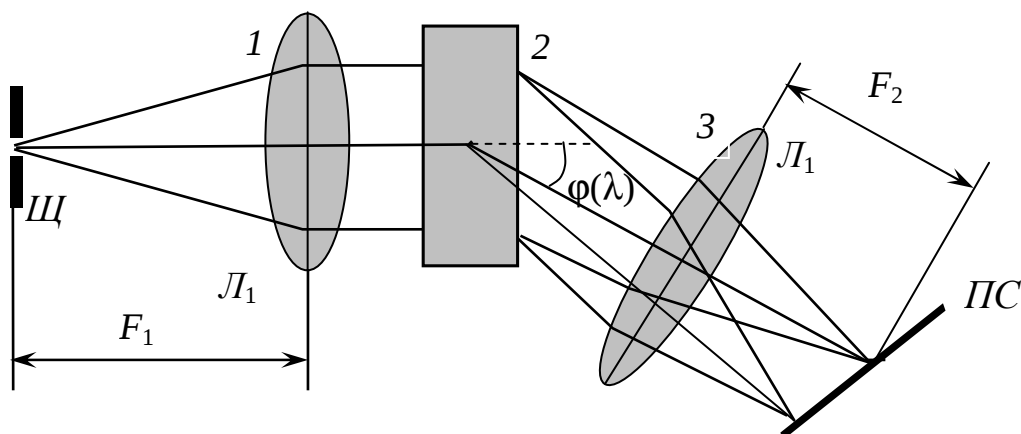


Рисунок 11.1 - Принципова схема спектроскопа УМ – 2

Прилад має три основні частини: вхідний коліматор – 1, диспергуючий елемент – 2, вихідний коліматор – 3. Вхідний коліматор складається з діафрагми з щілиною - *Щ*, яка знаходиться у фокальній площині (відстань - F_1) лінзи - L_1 . Він створює паралельний пучок нерозділеного випромінювання, яке направляється на диспергуючий елемент.

Диспергуючий елемент - це пристрій, в якому просторове розкладання світла в спектр відбувається завдяки явищу **дисперсії**, що полягає в залежності швидкості світла v і показника заломлення $n = \frac{c}{v}$, де c – швидкість світла в вакуумі. Кут заломлення світлових променів тригранною призмою залежить від показника заломлення, тому проходження світла через тригранну призму супроводжується його розкладанням в спектр.

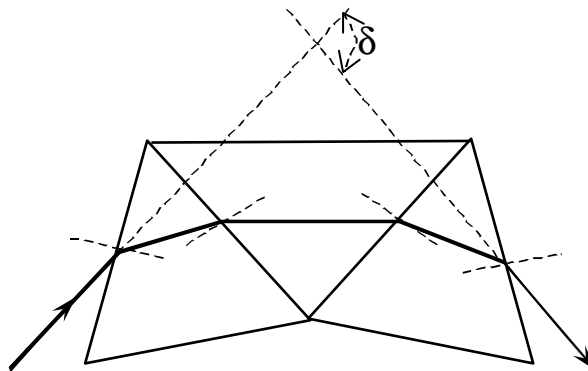


Рисунок 11.2 - Диспергуючий елемент

Диспергуючий елемент в спектроскопі УМ – 2 - це тригранні призми з прозорого матеріалу (див. Рисунок 11.2), кут відхилення променів $\delta = f[n(\lambda)]$ в яких залежить від показника заломлення n і від довжини хвилі λ . Він перетворює пучок променів, що падають на нього, в систему паралельних пучків, які ідуть під різними кутами $\varphi(\lambda)$ (див. Рисунок 11.1).

Вихідний коліматор фокусує за допомогою лінзи - L_2 паралельні пучки і створює у її фокальній площині (на відстані - F_2), яка співпадає з площиною спостереження - *ПС* (див. Рисунок 11.1), систему зображень вхідної щілини - *Щ* в різних кольорах, що мають різну довжину хвиль. Таким чином відбувається просторове розкладання складного світла в спектр.

Зовнішній вигляд спектроскопа зображено на Рисунку 11.3. Вхідний коліматор - 1, диспергуючий елемент - 2 і вихідний коліматор - 3. Розміри щілини - $\mathcal{W}$ вхідного коліматора регулюються за допомогою мікрометричного гвинта - Γ . Диспергуючий елемент розташований в корпусі 2 на столику, положення якого регулюється через черв'ячну пару за допомогою барабана - B . Поворот барабана забезпечує спостереження необхідної частини спектра і фіксується за шкалою, що нанесена на його поверхні. Спектральні лінії спостерігаються за допомогою вихідного коліматора, в якому є візирний штир, а чітке зображення штиря і ліній досягається переміщенням окуляра - $Ок$ і об'єктива - $Об$ коліматора.

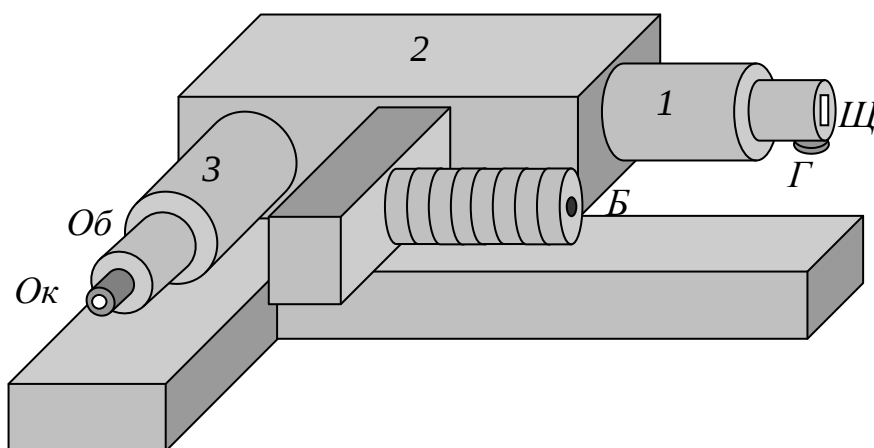


Рисунок 11.3 - Зовнішній вигляд спектроскопа

Для перетворення спектроскопа на спектрометр необхідно проградувати шкалу спектроскопа, тобто поставити у відповідність поділкам шкали спектроскопа відповідні значення довжин хвиль. Ця відповідність, як правило, зображується у вигляді графіка залежності довжини хвилі λ від кута повороту α барабану B (див. Рисунок 11.4)

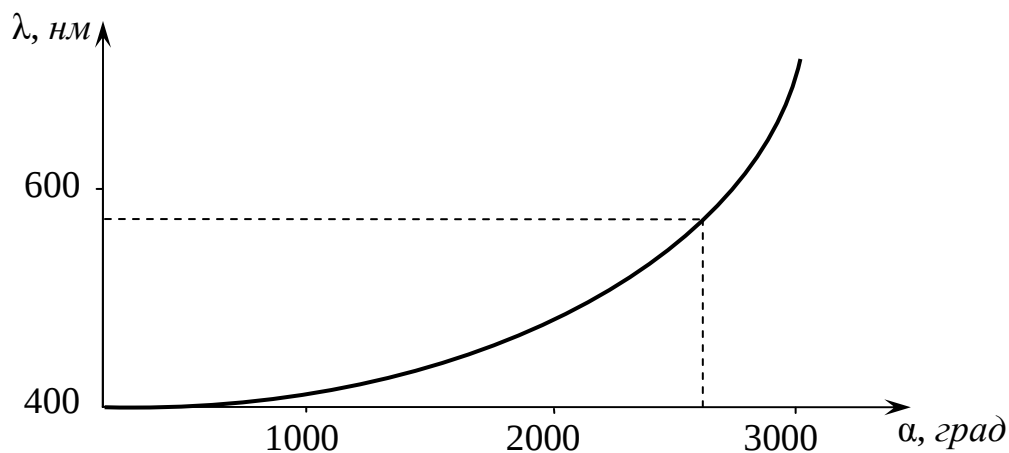


Рисунок 11.4 - Графік залежності $\lambda(\alpha)$

11.2.2 Порядок виконання роботи

- 1 Розглянути будову спектроскопа. Вказати на розташування основних елементів приладу відповідно до Рисунків 11.1, 11.2 і 11.3. Познайомитись з механізмами управління положенням спектра та розмірами щілини вхідного коліматора.
- 2 Підготувати і ввімкнути ртутну лампу. Налаштувати найкращу видимість спектра, впевнитись у впливі розмірів щілини вхідного коліматора на якість спектра. Добитись чіткого зображення візирного штиря за допомогою переміщення окуляра вихідного коліматора. Змінюючи положення об'єктива вихідного коліматора, добитись чіткого зображення спектральних ліній.

Таблиця 11.1 - Використання ртутної лампи

Колір лінії	Відносна яскравість	Довжина хвилі λ , нм	Відлік за шкалою α , град
Фіолетова I	2	404,66	
Фіолетова II	1	407,78	
Фіолетово-синя	8	435,83	
Блакитна	1	491,60	
Зелена	10	546,07	
Жовта I	8	576,96	
Жовта II	10	579,06	

- 3 Увести в поле зору початок спектра і встановити, наприклад, жовту лінію II з таблиці 11.1 проти візирного штиря за допомогою повороту барабана. Зафіксувати значення кута повороту барабана. Результат занести до таблиці 11.1.
- 4 Установити проти візира жовту лінію I. Зробити відлік кута повороту барабана і занести його до таблиці 11.1. Провести відповідні вимірювання решти спектральних ліній спектра парів ртуті.
- 5 Замінити за допомогою викладача або лаборанта ртутну лампу на неонову, що має більш широкий діапазон спектра, лінії якого наведені в таблиці 11.2.

- 6 Побудувати градуйований графік за даними таблиці 11.1 і 11.2. Типова форма градуйованого графіка зображена на Рисунку 11.4. Щоб побудувати такий графік необхідно мати випромінювання з відомим лінійчатим спектром. За допомогою спектрометра можна визначити довжину хвилі невідомого випромінювання, як це показано на Рисунку 11.4 пунктирними лініями: за вимірами кута повороту барабана - α проводиться лінія до перетину з графіком, після чого проводиться горизонтальна лінія до перетину з віссю ординат, що визначить виміряну довжину хвилі - λ .

Таблиця 11.2 - Використання неонові лампи

<i>Колір лінії</i>	<i>Відносна яскравість</i>	<i>Довжина хвилі λ, нм</i>	<i>Відлік за шкалою α, град</i>
Зелена I	3	533,08	
Зелена II	5	534,11	
Зелена III	10	540,06	
Жовта I	3	576,44	
Жовта II	10	585,25	
Оранжева I	4	588,19	
Оранжева II	3	594,48	
Червоно-оранжева I	2	597,55	
Червоно-оранжева II	2	603,00	
Червоно-оранжева III	4	607,43	
Червоно-оранжева IV	3	609,62	
Червоно-оранжева V	5	614,31	
Яскраво-червона I	5	616,36	
Яскраво-червона II	3	621,73	
Яскраво-червона III	8	626,65	
Яскраво-червона IV	2	630,48	
Яскраво-червона V	5	633,44	
Яскраво-червона VI	10	638,30	
Яскраво-червона VII	10	640,22	
Червона I	5	650,65	
Червона II	5	653,29	
Червона III	5	659,89	
Червона IV	3	667,83	
Червона V	1	671,70	

11.2.3 Визначення довжини хвилі жовтої лінії натрію

Натрій за кімнатної температури є метал в твердому стані. Якщо його помістити в полум'я, наприклад, твердого спирту, він випаровується і, як це вказано в теоретичній частині роботи, дає лінійчатий спектр. У видимому діапазоні дуже добре спостерігається жовтий дубль – подвійна жовта лінія з довжинами хвиль 589,0 нм і 589,6 нм, які в не дуже якісному спектроскопі спостерігаються як одна широка лінія з довжиною хвилі 589,3 нм. Завданням цієї вправи є спостереження жовтої лінії (або ліній) натрію та визначення довжини відповідної їй хвилі за допомогою проградуйованого вами спектрометра. Натрій використовується з його сполуки з хлором NaCl (тобто використовується звичайна кухонна сіль).

11.2.3.1 Порядок виконання вправи

- 1 Налаштуйте спектрометр на спостереження жовтої частини спектра.
- 2 Запаліть одержаний у лаборанта сухий спирт і посипайте зверху кухонну сіль, яка знаходиться в коробочці, де розпалюється спирт.
- 3 Проведіть виміри жовтих ліній і занесіть результат до таблиці 11.3. Теоретичне значення довжини хвилі λ_T візьміть з наведеного вище матеріалу п 11.4.4.

Таблиця 11.3 - Визначення довжини хвилі жовтої лінії натрію

Колір лінії	Довжина хвилі λ_T , нм	Відлік за шкалою α , град	Довжина хвилі λ , нм
Жовта I			
Жовта II			

Примітка. Якщо видна одна лінія, використовуйте тільки перший рядок таблиці 11.3.

- 4 Визначте виміряну вами довжину хвилі за допомогою градуйованого графіка, маніпулюючи так, як це показано на Рисунку 11.4, пунктирною лінією.
- 5 Спробуйте оцінити похибку визначення довжини хвилі за

допомогою градуйованого графіка. З цією метою виділіть смужку шириною $\Delta\alpha = \pm 1^\circ$ до перетину з графіком. Ви одержите точки перетину з графіком граничних ліній смуги. Проведіть відповідну горизонтальну смугу до її перетину з віссю ординат і визначте довжини хвиль λ_1 і λ_4 . Похибка вимірювання $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

- 6 Визначте відносну похибку і запишіть результат вимірювання у стандартній формі.
- 7 Співставте отриманий результат з теоретичним значенням та зробіть висновок відносно надійності вашого спектрометра.

11.2.4 Вивчення спектру атомів водню

Газорозрядна трубка з воднем може бути встановленою перед щілиною вхідного коліматора спектроскопа. Під час проходження струму молекули водню дисоціюють на окремі атоми, і в трубці спостерігається атомарний спектр водню на фоні смугастого спектра молекул водню.

У видимій частині спектральні лінії водню підкоряються формулі Пальмера:

$$\frac{1}{\lambda_{mk}} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \text{ або } \nu_{mk} = Rc \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 3, 4, 5, \dots$$

Завданням вправи є визначення довжин хвиль відповідних ліній і визначення сталої Ридберга R .

11.2.4.1 Порядок виконання вправи

- 1 Встановити водневу лампу проти щілини вхідного коліматора і ввімкнути її живлення (скористайтесь допомогою лаборанта або викладача).
- 2 Познайомтесь зі спектром водню і дайте пояснення, чому він має складну будову.
- 3 Знайдіть всі лінії атома водню, що вказані в таблицю 11.4. **Увага:** фіолетова лінія може бути невидимою.
- 4 Поворотом барабана встановіть фіолетову лінію проти візира. Відповідний відлік кута повороту барабана занесіть до таблиці

11.4. Якщо фіолетова лінія невидима почніть з фіолетово-синьої.

- Виміряйте кути повороту барабана для решти ліній і занесіть результати до таблиці 11.4.

Таблиця 11.4 - Вивчення спектру атомів водню

Колір лінії	Відлік за шкалою α , град	Довжина хвилі λ , нм	Частота випромінювання ν , Гц	R , 1/м	ΔR , 1/м
Фіолетова					
Фіолетово-синя					
Зелено-блакитна					
Червона					
Середнє					

11.2.4.2 Обробка результатів вимірювань

- Скористайтесь градуйованим графіком і визначте довжини відповідних хвиль. Результати занесіть до таблиці 11.4.
- За формулою $\nu = \frac{c}{\lambda}$ визначте відповідні частоти спектральних ліній водню. Результати занесіть до таблиці 11.4.
- За формулою $R_m = \frac{4m^2}{\lambda(m^2 - 4)}$, $m = 3, 4, \dots$, визначте сталу Ридберга для кожної з довжин хвиль таблиці 11.4. Результати занесіть до таблиці 11.4.
- Визначте середнє значення сталої Ридберга:

$$\langle R \rangle = \frac{\sum_{m=3}^6 R_m}{4}.$$

Результат занесіть до таблиці 11.4.

Примітка: Якщо фіолетова лінія невидима і не вимірювалась, відлік починається з $m = 4$ і в знаменнику буде 3. Тобто будуть виміряні всього три лінії.

- Визначте абсолютні похибки і їх середнє значення. Результати занесіть до таблиці 11.4.
- Визначте абсолютну похибку і запишіть результат вимірювання сталої Ридберга в стандартній формі.

- 7 Співставте одержаний результат з теоретичним значенням сталої Рідберга:

$$R = (10973730,9 \pm 1,2) (1/m)$$

і зробіть висновок.

11.3 Контрольні питання

- 1 Що таке атом і яка його будова?
- 2 Як визначається поведінка електронів в атомах? Що таке квантова механіка і як вона розв'язує проблему дослідження руху мікрооб'єктів?
- 3 Як квантова механіка досліджує поведінку електронів в атомах водню і воднеподібних іонах?
- 4 Який вигляд має стаціонарне рівняння Шредінгера для дослідження динамічних характеристик атомів водню і воднеподібних іонів?
- 5 Що таке квантові числа і який у них фізичний зміст? Якого значення може набувати головне квантове число? За якою формулою обчислюється енергія атомів водню і воднеподібних іонів? Що таке вироджені стани електронів в атомах і чому дорівнює кратність їх виродження?
- 6 Як квантова механіка пояснює процес випромінювання атомів? Запишіть формулу для визначення енергії кванта випромінювання водню у видимій частині спектра.
- 7 Що таке оптичний спектр? Які різновидності спектрів ви знаєте і від чого залежить вид спектра? Чому лінійчаті спектри називаються характеристичними?
- 8 Що таке спектроскоп? Який принцип його дії і яка будова спектроскопа з просторовим розкладанням?
- 9 У чому полягає процес градування спектроскопа?
- 10 Які джерела лінійчатих спектрів використовуються в даній роботі?

12 ДОДАТОК А

ПРАВИЛА ПОБУДОВИ ГРАФІКІВ ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ ВИМІРІВ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

Виконання більшості лабораторних робіт, описаних у наведених методичних вказівках, передбачає побудову графіків залежності різних фізичних величин, одна від іншої, і побудову графіків за результатами вимірів. При цьому за допомогою вимірювальних приладів і регуляторів встановлюється ряд значень однієї величини – аргументу X_n ($n = 1, 2, \dots, N$) і вимірюються відповідні їм значення іншої величини – функції Y . Наступна побудова графіка повинна проводитися з дотриманням наступних правил:

- 1 На листі міліметрового паперу стандартного розміру (не менше половини листа формату А5) окреслити поле графіка, залишивши ліворуч 20-25 мм, знизу 15-20 мм, зверху і праворуч 10 мм. Обмежуючі поле графіка лінії можуть служити координатними осями.
- 2 Провести горизонтальну і вертикальну осі, біля кінців осей поставити позначення відмірених уздовж осей величин і одиниць виміру цих величин. Аргументу повинна відповідати горизонтальна вісь, а функції - вертикальна.
- 3 Початок відліку на обох осях вибрати таким чином, щоб найменші значення величин відклалися поблизу точки перетинання координат.
- 4 Масштаби відліку аргументу і функції вибрати такими, щоб максимальне значення аргументу довелось на кінець горизонтальної, а максимальне значення функції на кінець вертикальної осі. Позначити масштаби на осях двома чи трьома відрізками однакової довжини (2-3 мм).^{12.1}

^{12.1} Виконувати правила 3 і 4 необхідно для того, щоб графік займав всю частину координатного поля. Грубою помилкою є прагнення обов'язково зробити початками відліку нулі аргументу і функції. У багатьох випадках це змушує робити масштаб занадто дрібним. Тоді графік перетворюється в пряму лінію, рівнобіжну осі, і не несе ніякої інформації. Або ж він займає тільки невелику частину координатного поля в правому верхньому куті, що знижує його інформативну цінність.

- 5 Відкласти на координатному полі всі точки, що відповідають обмірюваним значенням аргументу і функції. Зробити їх добре помітними. Не можна з'єднувати точки з осями прямими лініями, перпендикулярними осям. Вони не несуть інформації і тільки порушують наочність графіка.
- 6 Позначити біля кожної точки абсолютні похибки аргументу і функції. Абсолютна похибка аргументу позначається горизонтальним відрізком, у середині якого знаходиться експериментальна точка. Довжина відрізка дорівнює подвоєній абсолютній похибці у даному масштабі. Краї відрізка чітко позначити перпендикулярними до нього рисками. Абсолютна похибка функції позначається таким же, але вертикальним відрізком. Якщо одна з похибок, чи обидві, настільки малі, що в даному масштабі не можуть бути зображені відрізком, їх на графіку не позначають.
- 7 Якщо відомий закон, що задає залежність функції від аргументу, і положення точок не суперечить закону, то відповідно до нього варто проводити криву графіка. Якщо ж залежність заздалегідь не відома, варто побудувати гладку криву, що повинна пройти максимально близько до всіх точок.
- 8 Проведення кривої через всі точки не обов'язково, але бажано, щоб вона перетнула відрізки абсолютних похибок всіх точок. При неможливості сполучити, ця умова може бути порушена. Точки повинні розділятися кривою таким чином, щоб з обох сторін від неї знаходилося приблизно рівна кількість точок.
- 9 Найгрубішою помилкою є побудова графіка ламаною лінією, що з'єднує всі точки. У цьому випадку крива здобуває численні деталі, що не мають фізичного змісту і заважає розумінню графіка.

13 ДОДАТОК Б

ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ВИМІРІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ПАКЕТА «MATHCAD»

Пакет «MATHCAD» поєднує можливості математичного процесора, текстового і графічного редакторів і є зручним засобом для обробки результатів вимірів і їхнього оформлення. Нижче викладаються основні прийоми роботи з цією програмою.

13.1 Виконання простих обчислень

Пакет «MATHCAD» є потужним калькулятором, за допомогою якого можна легко обчислити громіздкі математичні вирази, що містять як елементарні, так і спеціальні функції. Для цього досить за допомогою клавіатури ввести числа і позначення функцій, розділені знаками математичних операцій, і натиснути клавішу “=”. Після чого Ви відразу одержите результат. Наприклад:

$$2 \cdot 4 + 3 \cdot (5 - 9) = -4 \quad a \cos\left(\frac{1}{2}\right) \cdot 3 = 3,142 \quad \frac{2 \cdot 4 + 3 \cdot (5 - 9) = -4}{a \cos\left(\frac{1}{2}\right) \cdot 3} = -1,273$$

Для введення складних виразів зручно використовувати панелі інструментів і кнопку вставки функції (див. Рисунок 13.1).

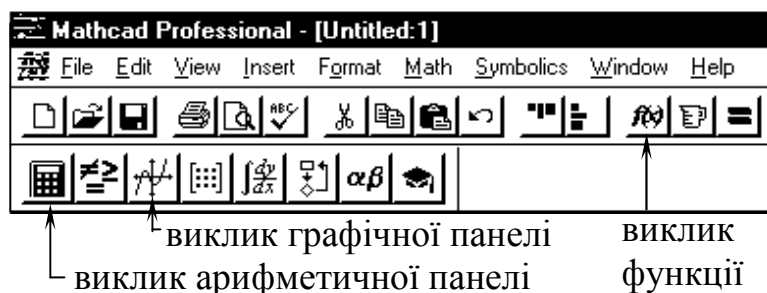


Рисунок 13.1 – Панель задач «MATHCAD»

При натисканні кнопки розвертається відповідна панель і Ви одержуєте можливість вводити складні математичні вирази. При натисканні на кнопку «Вставка функції» з'являється діалогове вікно, у якому Ви можете вибрати потрібну функцію.

Для виконання часто повторюваних виразів зручно задати функцію користувача. Для цього необхідно:

- 1 задати ім'я функції;
- 2 у дужках через кому, як це прийнято в математиці, вказати аргументи функції;
- 3 поставити знак присвоювання “:=” (у MATHCAD для цього необхідно натиснути клавішу із символом двокрапки “:” при натиснутій клавіші **Shift**);
- 4 ввести символи математичних операцій і функцій. Наприклад:

$$f(x, y) := \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}.$$

Щоб одержати значення функції, тепер досить ввести її ім'я, а в дужках вказати фактичні значення аргументів функції:

$$f(1, 0,5) = 0,894 \qquad f(0,1, 5,6) = 0,018.$$

В якості аргументів функції можна використовувати і параметри, але їхні значення повинні бути визначені або обчислені до виклику функції, інакше Ви одержите повідомлення, що функція або змінні не визначені:

$$f(X, Y) = \dots \quad X := 2 \quad Y := 4 - \textit{This variable or function is not defined above}.$$

При роботі в MATHCAD варто пам'ятати, що програма переглядає документ з ліва на право, а потім зверху вниз. У попередньому прикладі значення функції не обчислюється саме з цієї причини. Визначимо параметри X і Y до звертання до функції:

$$X := 2 \quad Y := 4 \qquad f(X, Y) = 0,447$$

Тепер функція обчислюється.

13.2 Робота з масивами

Масив – це упорядкована множина однотипних елементів. Надалі ми обмежимося розглядом одномірних масивів, елементи яких є дійсними числами. Елемент масиву характеризується своїм чисельним значенням і номером, що прийнято записувати у виді індексу, наприклад: a_5 . Результати багаторазових вимірів якої-небудь фізичної величини – природний приклад одномірного масиву. У цьому випадку індекс елемента відповідає номерові виміру, а значення елемента – результатів виміру.

При роботі з масивами в MATHCAD варто мати на увазі, що початкове значення індексу за умовчужанням має значення 0 (початкове значення індексу можна зробити і ненульовим, перевизначивши змінну MATHCAD «ORIGIN» у меню **Math-Options**).

Розглянемо тепер питання, пов'язані з введенням елементів масиву, і операції з масивами. Масив можна вводити окремими елементами. Для цього необхідно ввести ім'я масиву, індекс (номер) елемента і після оператора присвоювання “:=” ввести значення елемента масиву. Наприклад:

$$a_0:=1, \quad a_1:=2, \quad a_2:=3, \quad a_3:=4.$$

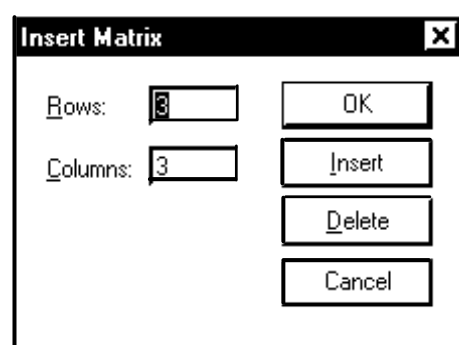
Для введення індексу необхідно натиснути клавішу “[” , після чого маркер введення опуститься вниз, ввести значення індексу і клавішею “→” (клавіша керування курсором) повернути маркер у нормальне положення. Наприклад:

$$\underline{a} | \quad a_{\underline{1}} \quad a_{\underline{1}} | \quad a_1 := \underline{1}$$

Якщо тепер набрати ім'я масиву і натиснути клавішу “=”, то одержимо:

$$a = \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \end{bmatrix}.$$

Тобто MATHCAD розглядає одномірний масив як вектор-стовпець. Інший спосіб введення масиву – це використання панелі інструментів або головного меню (див. Рисунок 13.2,а).



а)

$$a := \begin{bmatrix} \square \\ \square \\ \square \\ \square \\ \square \end{bmatrix}$$

б)

Рисунок 13.2 – Меню «Insert Matrix»

а) - діалогове вікно; б) маска введення масиву;

Вводимо ім'я масиву, потім у меню **Insert** (Вставка) вибираємо пункт **Matrix**, після чого з'являється діалогове вікно, у якому необхідно вказати розмірність масиву. Якщо необхідно ввести одномірний масив, то задаємо кількість стовпців (**Columns**) рівним 1, а кількість рядків (**Rows**) – дорівнює кількості елементів масиву. Після виконання зазначених дій ми одержимо маску введення масиву (див. Рисунок 13.2,б), у яку необхідно послідовно ввести елементи масиву.

Розглянемо на конкретних прикладах операції з масивами.

$$b := 2a \quad c := a + 2b \quad d := b + 2a^2$$

$$b = \begin{bmatrix} 2 \\ 4 \\ 6 \\ 8 \end{bmatrix} \quad c = \begin{bmatrix} 5 \\ 10 \\ 15 \\ 20 \end{bmatrix} \quad d = \begin{bmatrix} 4 \\ 12 \\ 24 \\ 40 \end{bmatrix} .$$

Для цього будемо використовувати масив a , визначений вище. Наведені приклади в особливих поясненнях не мають потреби. Відзначимо деякі статистичні функції MATHCAD, зручні для обробки результатів вимірів:

mean(a) – повертає середнє арифметичне значення елементів масиву, обчислене за формулою:

$$\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} a_i ;$$

var(a) – повертає середньоквадратичне відхилення елементів масиву a від середнього арифметичного (дисперсія величини a):

$$\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} |a_i - \text{mean}(a)| ;$$

stdev(a) - повертає квадратний корінь дисперсії елементів масиву a :

$$\text{stdev}(a) = \sqrt{\text{var}(a)} .$$

У MATHCAD є ще один тип масивів – так називані ранжирувані змінні. Ці змінні зручні для обчислення функцій, побудови графіків тощо. Для завдання ранжируваної змінної необхідно ввести ім'я змінної, знак присвоювання, після якого вводиться початкове значення змінної, потім після коми вводиться наступне значення, змінене на величину кроку, і після символу “..” (дві крапки, що вводяться натисканням клавіші “;”) – кінцеве значення змінної:

$x := 0, 0.1.. 1$ - змінна x , що змінюється від 0 до 1 із кроком 0,1.

Якщо друге значення змінної не задане, то за замовчуванням крок зміни приймається рівним 1. Якщо тепер задати функцію від ранжируваної змінної, увести її ім'я і натиснути клавішу "=", то одержимо таблицю значень функції:

$$\begin{aligned} z &:= 0..3, & u(z) &= z^2, \\ z &= 0, 1, 2, 3, \\ u(z) &= 0, 1, 4, 9. \end{aligned}$$

Відзначимо, що до ранжированих змінних незастосовні матричні та векторні операції.

13.3 Побудова графіків

Для побудови графіка функції необхідно розкрити графічну панель, що у розгорнутому виді показана на Рисунку 13.3. Далі вибираємо (натиском миші на відповідній піктограмі) тип графіка й одержуємо заготівлю для побудови графіка. У заготівлю графіка вводимо ім'я змінної й ім'я функції, після чого клацаємо мишею поза полем графіка й одержуємо графік. Якщо необхідно змінити розмір графіка, то підводимо курсор миші до крапок зміни розмірів (курсор при цьому приймає форму двосторонньої стрілки) і розтягуємо або стискаємо графік до потрібних розмірів. Подвійний натиск миші на графіку викликає діалогове вікно, за допомогою якого можна вибрати потрібний масштаб осей координат, масштабну сітку, тип і колір ліній, вид точок тощо.

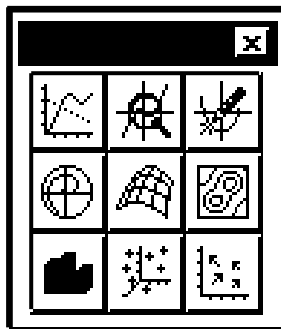


Рисунок 13.3 – Графічна панель

Розглянемо конкретний приклад. Нехай нам необхідно визначити опір ділянки ланцюга постійного струму. Для цього проводяться виміри сили

струму на цій ділянці при заданих значеннях напруги:

$i := 0..5$ - номер виміру (i – ранжирувана змінна);

$\Delta U = 0,2$ – крок зміни напруги;

$U_i := i \Delta U$ – значення напруги в i – му вимірі;

$I_0 = 0$, $I_1 = 0,11$, $I_2 = 0,19$, $I_3 = 0,23$, $I_4 = 0,41$, $I_5 = 0,48$ - результати виміру сили струму.

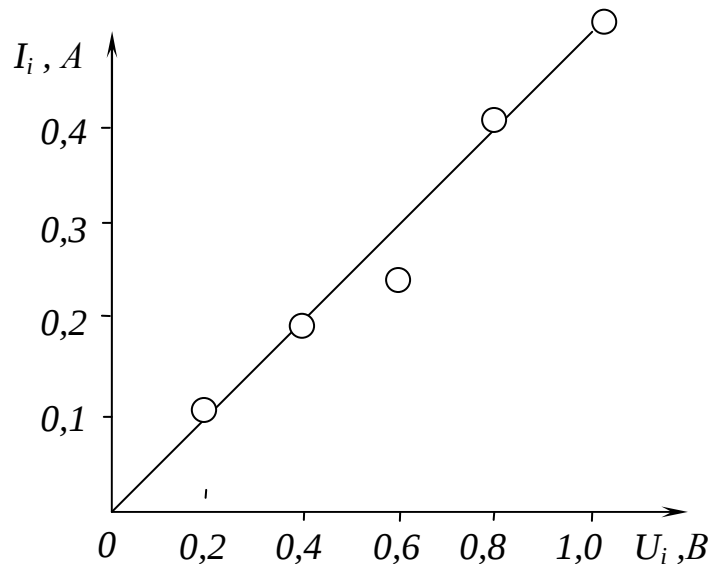


Рисунок 13.4 – Графік залежності $I(U)$

Експериментальні результати представлені на Рисунку 13.4 кружечками. Добре відомо, що залежність сили струму від напруги для однорідної ділянки ланцюга лінійна. Використовуємо для обробки експериментальних результатів метод лінійної регресії. У MATHCAD для цього є цілий ряд функцій:

slope(vx,vy) - повертає скаляр: тангенс кута нахилу прямої, що найкраще наближає набір даних, представлених у векторах vx і vy , у змісті найменших квадратів.

intercept(vx,vy) - повертає скаляр: зсув за віссю ординат прямої, що найкраще наближає набір даних, зображених у векторах vx і vy , у змісті найменших квадратів.

Аргументи цих функцій: vx - дійсний вектор, елементи якого повинні йти в порядку зростання, вони відповідають значенням x ; vy - дійсний вектор однієї розмірності з vx , його елементи відповідають значенням y .

Наступний фрагмент ілюструє наявність лінійної регресії. У цьому

прикладі U і I – імена приведених вище одномірних масивів значень сили струму і напруги, а величина R – опір ділянки ланцюга, що було потрібно визначити. Графік лінійної функції $aU_i + b$ представлений на Рисунку 13.4 суцільною лінією. Для відображення на одному графіку декількох функцій потрібно послідовно ввести їхні імена в поле введення імені функції, використовуючи як роздільник кому.

На закінчення відзначимо, що MATHCAD містить багатий арсенал вбудованих функцій для статистичної обробки експериментальних результатів, а також для їхнього графічного відображення. Докладну інформацію про вбудовані функції можна знайти у файлах Допомоги (**Help**), а приклади використання цих функцій - у Шпаргалках (**QuickSheets**).

14 ДОДАТОК В

УНІВЕРСАЛЬНІ ФІЗИЧНІ КОНСТАНТИ

Тиск атмосферний нормальний

$$p_0 = 1 \text{ атм} = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$$

Заряд елементарний

$$e = (1,60220 \pm 0,00013) \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

Заряд питомий електрона

$$\frac{e}{m} = (1,758796 \pm 0,000019) \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot \text{кг}^{-1}$$

Довжина хвилі Комптона протона

$$\lambda_p = (1,32140 \pm 0,00004) \cdot 10^{-15} \text{ м}$$

Довжина хвилі Комптона електрона

$$\lambda_e = (2,42621 \pm 0,00006) \cdot 10^{-12} \text{ м}$$

Магнетон Бора

$$\mu_B = (9,2732 \pm 0,0006) \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}$$

Маса покою нейтрона

$$m_n = (1,67482 \pm 0,00008) \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Маса покою нейтрона

$$m_p = (1,67252 \pm 0,00008) \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Маса покою електрона

$$m_e = (9,10965 \pm 0,00014) \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

Швидкість світла у вакуумі

$$c = (2,997925 \pm 0,000003) \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$$

Об'єм одного кіломолу ідеального газу за нормальних умов

$$V_0 = (22,4136 \pm 0,0030) \text{ м}^3$$

Стала Больцмана

$$k = (1,38054 \pm 0,00018) \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot (^\circ\text{K})^{-1}$$

Стала газова універсальна

$$R = (8,3143 \pm 0,0012) \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot (^\circ\text{K})^{-1}$$

Стала гравітаційна

$$\gamma = (6,670 \pm 0,015) \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$$

Стала Планка

$$h = (6,62628 \pm 0,00024) \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$\hbar = (1,05460 \pm 0,000024) \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Стала Віна

$$b_1 = (2,8978 \pm 0,0004) \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{°K}$$

$$b_2 = (1,2882 \pm 0,0004) \cdot 10^{-5} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{°K}^{-5}$$

Стала Рідберга

$$R_\infty = (1,0973731 \pm 0,0000003) \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$$

Стала магнітна

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} = 12,5664 \cdot 10^{-7} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$$

Стала електрична

$$\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$$

Стала Стефана-Больцмана

$$\sigma = (5,66971 \pm 0,0029) \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot (\text{°K})^{-4}$$

Радіус першої Борівської орбіти

$$a_0 = (5,29167 \pm 0,00007) \cdot 10^{-11} \text{ м}$$

Прискорення вільного падіння

$$g = 9,80665 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$$

Число Авогадро

$$N_A = (6,02214 \pm 0,00015) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$$

Енергія спокою нейтрона

$$m_n c^2 = (939,550 \pm 0,015) \cdot \text{MeV}$$

Енергія спокою протона

$$m_p c^2 = (938,256 \pm 0,015) \cdot \text{MeV}$$

Енергія спокою електрона

$$m_e c^2 = (0,511006 \pm 0,000005) \cdot \text{MeV}$$

Електрон-вольт (eV)

$$1 \text{ eV} = (1,60220 \pm 0,00013) \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

Атомна одиниця маси (а.о.м.)

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,6597 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Уніфікована атомна одиниця маси (у.а.о.м.)

$$1 \text{ у.а.о.м.} = 1,6603 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

15 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Детлаф А.А. Курс фізики. / А.А. Детлаф, Б.М. Яворський. - М.: Висш. шк., 1989. - 607 с.
- 2 Савельєв І.В. Курс загальної фізики. - М.: Наука, 1986. -Т.2.- 432 с.
- 3 Євграфова Н.Н. Керівництво до лабораторних робіт з фізики. / Євграфова Н.Н., Коган В.Л.-М.: Висш. шк., 1970. - 348 с.
- 4 Гольдін Л.Л. Керівництво до лабораторних робіт з фізики. - М.: Висш. шк., 1973. - 688 с.
- 5 Бушок Г.Ф. Курс фізики. / Г.Ф. Бушок, В.В. Левандовський, Г.Ф. Півень. – К.: Либідь, 2001.- Кн.1. - 346 с.
- 6 Бушок Г.Ф. Курс фізики. / Г.Ф. Бушок, Е.Ф. Венгер. – К.: Либідь, 2001. - Кн.2. - 428 с.
- 7 Яворський Б.М. Довідник з фізики. – М.: Наука, 1985. - 512 с.