

Міністерство освіти і науки України
Донбаська державна машинобудівна академія

МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК

до лабораторних робіт з дисципліни "Фізика"
(для студентів усіх спеціальностей вузу)

Електростатика
Електромагнетизм
Коливання і хвилі

Затверджено на
засіданні
вченої ради ДДМА
Протокол №10 від
24.06.05

Краматорськ 2005

ББК 22.33

УДК 535

Э-45

Рецензенти:

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

Наливайко А.М., доцент, зав. кафедрою електротехніки Донбаської державної машинобудівної академії

Э-45. Методичний посібник до лабораторних робіт з дисципліни "Фізика". Електростатика. Електромагнетизм. Коливання і хвилі. (для студентів усіх спеціальностей вузу). / Укл.: В.М.Костенко В.М.Тулупенко, Р.В.Баржесв, В.Г.Білих, А.В.Тишкевич, О.С.Фоміна, Т.Л.Богданова. - Краматорськ: ДДМА, 2005.-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.

ISBN

ББК 22.33

© В.М.Костенко,
В.М.Тулупенко,
Р.В.Баржесв,
В.Г.Білих,
А.В.Тишкевич,
О.С.Фоміна,
Т.Л.Богданова, 2005
© ДДМА, 2005

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

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

- 1) ознайомлення з приладами і методами виміру різних фізичних величин;
- 2) експериментальне вивчення фізичних законів і явищ;
- 3) 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:

- 1) має екземпляр протоколу дослідження (див. нижче);
- 2) знає мету роботи, може розкрити зміст понять, що відтворюють мету роботи;
- 3) 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:

- 1) номер і назва лабораторної роботи, прізвище, ім'я і по батькові виконавця, шифр академічної групи, дата виконання (ці дані приводяться на титульній сторінці протоколу);
- 2) мета роботи;
- 3) схематичне зображення експериментальної установки або робочі схеми;
- 4) основні розрахункові формули;
- 5) таблиці для результатів вимірів і розрахунків;

6) 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 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 кресляться 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).

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 31

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОТЕНЦІАЛЬНОГО ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ

Мета роботи: вивчити закони електростатики, одержати еквіпотенціальні поверхні електричних полів, створюваних електродами різної форми.

1.1 Короткі теоретичні відомості

Багато часток і тіл у природі здатні взаємодіяти між собою силами, що, як і сили тяжіння, обернені пропорційно квадрату відстані між ними, але в багато разів більше сил тяжіння. Цей вид взаємодії часток називають електромагнітним. Прийнято говорити, що частки і тіла, які здатні до електромагнітних взаємодій, мають електричний заряд. Отже, електричний заряд є фізична величина, що визначає здатність тіл до електромагнітних взаємодій.

Електричний заряд має наступні властивості:

- 1) Існує два види електричних зарядів, що умовно називають позитивними і негативними. Різноміненні заряди взаємно притягаються, а однойменні – відштовхуються.
- 2) У природі існує найменший заряд, що називається елементарним. Носієм елементарного негативного заряду є електрон, а позитивного – протон. Величина елементарного електричного заряду – $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.
- 3) Електричні заряди дискретні – заряд будь-якого тіла кратний цілому числу елементарних зарядів $Q = \pm Ne$, де N – ціле число, яке дорівнює числу надлишкових або недостатніх електронів.
- 4) Електричні заряди підкоряються закону збереження електричного заряду – в ізольованій системі тіл алгебраїчна сума зарядів залишається

сталю:
$$\sum_{i=1}^n Q_i = \text{const};$$

Заряд є величиною релятивістсько-інваріантною, його величина, виміряна в різних інерціальних системах відліку, виявляється однаковою для всіх систем.

Найпростіше описується взаємодія точкових зарядів - заряджених тіл, розмірами яких можна знехтувати в порівнянні з відстанями між цими тілами.

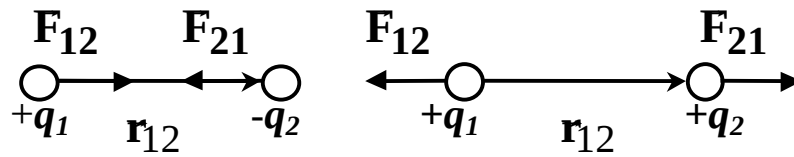


Рисунок 1.1

Взаємодія точкових зарядів описується законом Кулона - сила взаємодії двох нерухомих точкових зарядів пропорційна величині кожного з зарядів та обернено пропорційна квадрату відстані між ними і спрямована уздовж прямої, що з'єднує ці заряди (рис. 1.1):

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r}, \quad (1.1)$$

де k - коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору системи одиниць виміру, у системі СІ $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$ або $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} / \text{м}$ - електрична постійна), q_1 і q_2 – величини взаємодіючих зарядів, r - відстань між ними.

Будь-яке заряджене тіло можна розглядати як сукупність точкових зарядів. Експериментально встановлено, що заряди діють один на одного незалежно від інших зарядів. Тому силу, з якою діють на дане заряджене тіло інші заряджені тіла, можна знайти як геометричну (векторну) суму сил, що діють на кожен точковий заряд цього тіла з боку кожного точкового заряду інших тіл.

Взаємодія між нерухомими зарядами здійснюється через електричне поле. Усякий заряд змінює властивості оточуючого його середовища - створює в ньому електричне поле. Це поле виявляє себе в тому, що на поміщений у будь-яку його точку електричний заряд діє сила, пропорційна величині заряду. За характеристику електричного поля беруть відношення сили, що діє на точковий заряд, поміщений у дану точку поля, до величини цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (1.2)$$

Ця векторна величина називається напруженістю електричного поля в даній точці. З закону Кулона (1.1) випливає, що напруженість електричного поля точкового заряду пропорційна величині заряду q і обернено пропорційна квадрату відстані r від заряду до даної точки поля:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1.3)$$

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. У системі СІ одиницею виміру напруженості електричного поля є Вольт на метр [В/м].

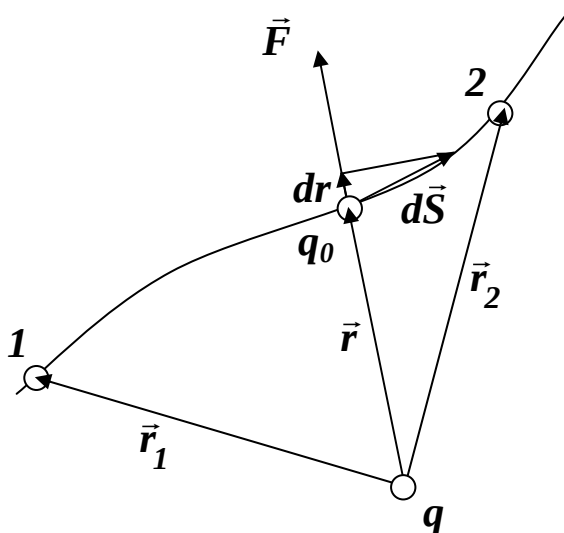


Рисунок 1.2

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

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i. \quad (1.4)$$

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 (1.4) обчислюється за формулою (1.3).

Сили електростатичного поля є потенціальними, тобто робота, що виконується силами поля при переміщенні заряду з однієї точки поля в іншу не залежить від форми траєкторії, а визначається початковим і кінцевим положенням цього заряду. Обчислимо роботу сил електричного поля, створюваного зарядом

q , при переміщенні в цьому полі заряду q_0 . Відповідно до визначення механічної роботи маємо:

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F} d\vec{S}.$$

З рисунка 1.2 і формули (1.1) знаходимо, що

$$\vec{F} d\vec{S} = F dr = k \frac{qq_0}{r^2} dr.$$

Отже,

$$A_{12} = kqq_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = kqq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (1.5)$$

Таким чином, сили електростатичного поля є консервативними. Робота консервативних сил зв'язана зі зміною потенціальної енергії співвідношенням:

$$A_{12} = -(W_{p2} - W_{p1}). \quad (1.6)$$

З формул (1.5) і (1.6) одержуємо, що потенціальна енергія заряду q_0 у полі заряду q описується формулою

$$W_p = k \frac{qq_0}{r}, \quad (1.7)$$

де r – відстань між зарядами.

Потенціалом електричного поля називається фізична величина, що дорівнює відношенню потенціальної енергії заряду до величини цього заряду:

$$\varphi = \frac{W_p}{q}. \quad (1.8)$$

З формули (1.7) одержуємо, що потенціал електростатичного поля, створюваного точковим зарядом q дорівнює:

$$\varphi = \frac{W_p}{q} = k \frac{q}{r}.$$

Якщо електричне поле створене декількома зарядами $q_1, q_2, q_3, \dots, q$, то потенціальна енергія заряду q_0 у полі цієї системи зарядів визначається співвідношенням:

$$W_p = \sum_{i=1}^N k \frac{q_i q_0}{r_i},$$

з якого випливає:

$$\varphi = \frac{W_p}{q_0} = \sum_{i=1}^N k \frac{q_i}{r_i} = \sum_{i=1}^N \varphi_i,$$

де φ_i - потенціал електричного поля, створюваного i -им зарядом у точці простору, у якій знаходиться заряд q_0 .

Отже, потенціал поля, створюваного системою зарядів, дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів, створюваних кожним зарядом окремо. У той час як напруженості поля складаються при накладенні полів векторно, потенціали складаються алгебраїчно. Тому обчислення потенціалів, у ряді випадків, виявляється більш простою задачею, ніж обчислення напруженості електричних полів. Як видно з формул (1.2) і (1.8), напруженість електричного поля дозволяє визначити силу, що діє на заряд в електричному полі, а потенціал - його потенціальну енергію в цьому полі $W_p = q\varphi$. Тому прийнято говорити, що напруженість електричного поля є силовою характеристикою поля, а потенціал - енергетичною. Ці дві фізичні величини зв'язані між собою. Дійсно, сила, що діє на тіло в потенціальному полі, зв'язана з потенціальною енергією цього тіла співвідношенням:

$$\vec{F} = -\text{grad}(W_p),$$

де $\text{grad} = (\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z})$ - диференціальний оператор

градієнта. Для сил електричного поля одержуємо:

$$q\vec{E} = -\text{grad}(q \cdot \varphi) = -q \cdot \text{grad}(\varphi), \quad \vec{E} = -\text{grad}(\varphi);$$

$$\vec{E} = -(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}), \quad (1.9)$$

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

Співвідношення (1.9) дозволяє за одною з характеристик електричного поля визначити іншу. Як відомо з математики, вектор градієнта дає напрямок найбільшого зростання функції. Отже, напрямок вектора напруженості $\vec{E}$ електричного поля збігається з напрямком убуття потенціалу цього поля.

На практиці електростатичне поле часто зображують графічно за допомогою силових ліній або екіпотенціальних поверхонь. Силкові лінії електричного поля - це уявні лінії, напрямок дотичних, до яких збігається з напрямком вектора напруженості $\vec{E}$. Силковим лініям електричного поля приписують

напрямок, що збігається з напрямком вектора напруженості в кожній точці поля. Густина ліній вибирається так, щоб кількість ліній, що пронизують одиницю площі поверхні, перпендикулярної силовим лініям, була пропорційна числовому значенню вектора $\vec{E}$. Тоді за картиною силових ліній можна судити про напрямок і величину вектора $\vec{E}$ в різних точках простору.

На рисунку 1.3 а,б суцільними лініями показані силові лінії точкових позитивного і негативного зарядів, а на рисунку 1.3 в,г - силові лінії нескінченної рівномірно зарядженої площини. Електричне поле, силові лінії якого - паралельні прямі, називається однорідним. В однорідному електричному полі - напрямок і величина вектора $\vec{E}$ однакові в усі точках простору.

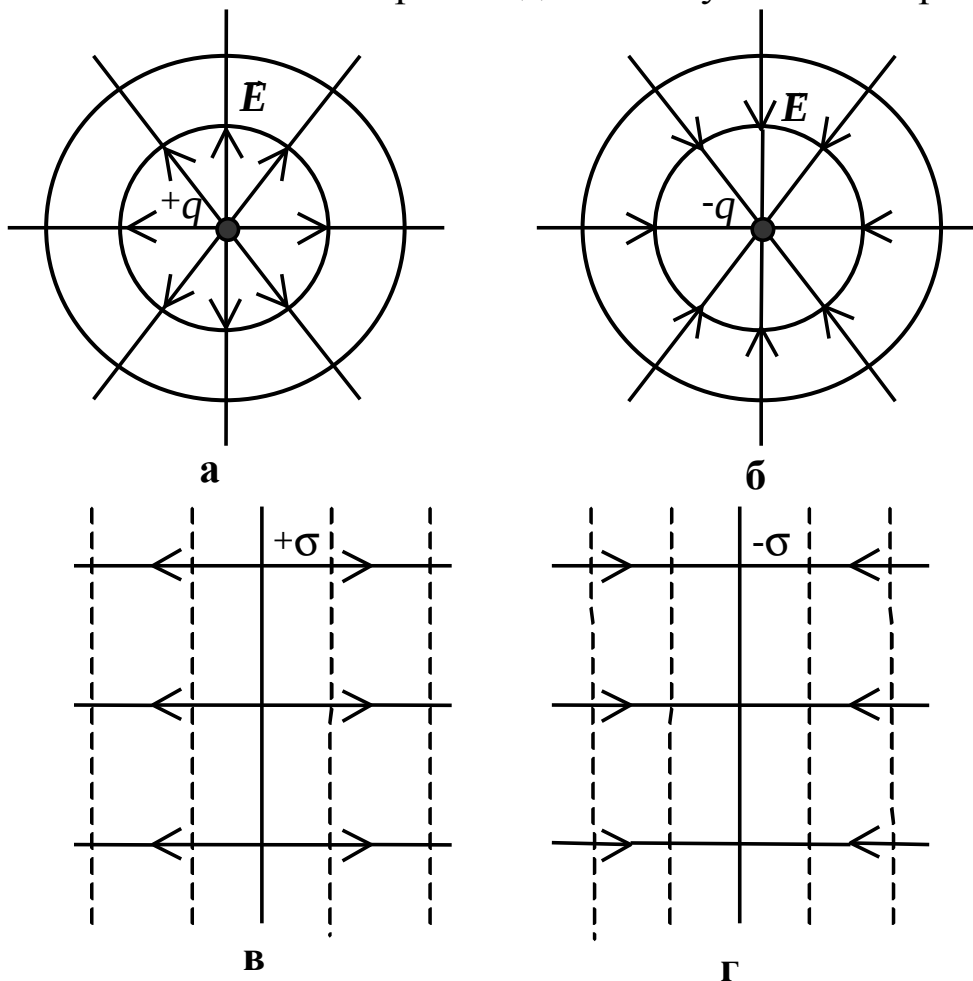


Рисунок 1.3

Еквіпотенціальною поверхнею називається уявна поверхня, усі точки якої мають однаковий потенціал. Її рівняння має вигляд $\varphi(x,y,z) = \text{const}$. На рисунку 1.3 штриховими лініями показані перетини еквіпотенціальних поверхонь. Силові лінії електричного поля в кожній точці ортогональні до еквіпотенціальних

1.2 Опис установки і методу

Основою установки є пластмасовий планшет **1**, покритий електропровідним папером. На папір нанесена координатна сітка. На планшеті закріплені шість шпильок **2** з різьбленням. За допомогою гайок до них прикріплюються металеві електроди **3** (див. рис. 1.4).



Джерело електричної енергії E створює на електродах $З$ різницю потенціалів $\Delta\varphi_{max}$. За допомогою дільника напруги (реостата) R_1 можна змінювати значення потенціалу від 0 до $\Delta\varphi_{max}$ на одному з кінців резистора R_2 . Це значення вимірюється вольтметром V . Потенціал на другому кінці опору R_2 визначається положенням щупа 4 на провідному папері. Гальванометр G фіксує струм, що протікає через опір R_2 , якщо потенціали на кінцях його не збігаються по величині.

Відсутність електричного струму в ланцюзі, показує, що потенціал точки на планшеті, до якої дотикається щуп, і потенціал, що показує вольтметр, однакові. Таким чином, переміщаючи щуп по провідному паперу, можна знайти безліч точок, що мають заданий потенціал. З'єднуючи ці точки, можна побудувати одну з екіпотенціальних ліній (перетин екіпотенціальної поверхні площиною планшета).

Для протікання струму через гальванометр, простір між електродами **3** і щупом **4** варто заповнити провідною речовиною. Його провідність повинна бути на кілька порядків нижче провідності металу, тоді всі точки металевого електрода будуть мати, як і у вакуумі, однаковий потенціал. Виконання цих умов забезпечує папір, що покриває планшет **1**. Сумарний електричний заряд будь-якого малого обсягу папера дорівнює нулю, незалежно від протікання струму по ньому. Електричне поле створюється тільки металевими електродами і не відрізняється по конфігурації від поля, створюваного цими ж електродами у вакуумі при такій же різниці потенціалів на них.

Щуп може вносити перекручування в розподіл потенціалу на провідному папері тільки, якщо через нього протікає струм. Використовуваний метод цілком виключає перекручування такого роду.

1.3 Порядок виконання роботи

- 1 Заготовити в звіті 3 копії координатної сітки, нанесеної на електропровідний папір.
- 2 Закріпити на шпильках два електроди прямокутної форми. На першу копію координатної сітки в звіті нанести положення і форму електродів.
- 3 Замкнути ключ **Кл**. Повзунок реостата **R₁** перевести в положення, що відповідає максимальному показу вольтметра $\Delta\varphi_{max}$. Записати це значення.
- 4 Перевести повзунок реостата в положення, відповідне $1/4 \Delta\varphi_{max}$.
- 5 Переміщаючи щуп по поверхні паперу уздовж прямої, що з'єднує центри електродів, знайти точку, в якій струм через гальванометр відсутній. Нанести положення знайденої точки на першу копію координатної сітки.

- 6 Переміщаючи щуп у різних напрямках знайти такі напрямки його руху, уздовж яких струм через гальванометр відсутній. Перенести на копію координатної сітки достатнє для побудови екіпотенціальної лінії число точок, дотик до яких щупа не приводить до появи струму.
- 7 За нанесеними точками побудувати екіпотенціальну лінію, що відповідає потенціалу $\varphi_1 = 1/4 \Delta\varphi_{max}$.
- 8 Виміри, описані в пунктах 5-7, повторити при показах вольтметра рівних $\Delta\varphi_{max}/2$ і $3\Delta\varphi_{max}/4$, побудувати відповідні екіпотенціальні лінії.
- 9 Виміри, описані в пунктах 2-8, повторити для двох круглих шайб і для прямокутного електрода і шайби.

1.4 Контрольні питання

- 1 Які властивості мають електричні заряди? Сформулюйте закон збереження заряду.
- 2 Сформулюйте і запишіть закон Кулона.
- 3 Що таке електричне поле? Як його можна знайти?
- 4 Що називається напруженістю електричного поля? Яке електричне поле називається однорідним?
- 5 Сформулюйте принцип суперпозиції електричних полів.
- 6 Сформулюйте теорему Гауса для електричного поля у вакуумі. Застосуйте її для розрахунку напруженості зарядженої площини, нитки, кулі.
- 7 Що називається потенціалом електричного поля?
- 8 Який зв'язок між силовою та енергетичною характеристиками поля?
- 9 Що називається силовими лініями електричного поля? Екіпотенціальними поверхнями? Екіпотенціальними лініями?

ВИЗНАЧЕННЯ БАЛІСТИЧНОЇ СТАЛОЇ ГАЛЬВАНОМЕТРА І ЄМНОСТІ КОНДЕНСАТОРА

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

2.1 Короткі теоретичні відомості

Багато часток і тіл в природі здатні взаємодіяти між собою силами, що, як і сили тяжіння, обернено пропорційні квадрату відстані між ними, але в багато разів більше сил тяжіння. Цей вид взаємодії часток називають електромагнітним. 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. Різнойменні заряди взаємно притягаються, а однойменні – відштовхуються.
- 2 Електричні заряди дискретні - заряд будь-якого тіла кратний цілому числу елементарних зарядів $q = ne$, де n - ціле число, яке дорівнює числу надлишкових чи відсутніх електронів. Носієм елементарного негативного заряду є електрон, а позитивного - протон. Величина елементарного електричного заряду - $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.
- 3 Електричні заряди підкоряються закону збереження: в ізольованій системі тіл алгебраїчна сума зарядів залишається постійною.

Найбільш простіше описується взаємодія точкових зарядів - заряджених тіл розмірами, яких можна зневажити в порівнянні з відстанями між цими тілами (рис.2.1).

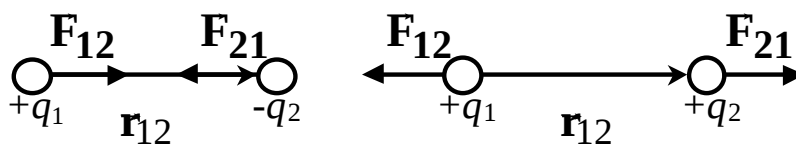


Рисунок 2.1

Взаємодія точкових зарядів описується законом Кулона - сила взаємодії двох нерухомих точкових зарядів пропорційна величині кожного з зарядів, та обернено пропорційна квадрату відстані між ними і спрямована уздовж прямої, що з'єднує ці заряди:

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r}. \quad (2.1)$$

де k - коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору системи одиниць виміру, у системі СІ $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Нм}^2 / \text{Кл}^2$ чи $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ - електрична стала), q_1 і q_2 - величини, взаємодіючих зарядів, r - відстань між ними.

Взаємодія між статичними зарядами здійснюється через електричне поле. Усякий заряд змінює властивості навколишнього 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 характеристику електричного поля беруть відношення сили, що діє на точковий заряд, поміщений у дану точку поля, до величини цього заряду

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (2.2)$$

Ця векторна величина називається напруженістю електричного поля в даній точці. З закону Кулона (1.1) випливає, що напруженість електричного поля точкового заряду пропорційна величині заряду q та обернено пропорційна квадрату відстані r від заряду до даної точки поля

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (2.3)$$

де $\vec{r}$ - радіус-вектор, проведений у розглянуту точку поля з точки простору, у якій знаходиться заряд q . Спрямовано вектор уздовж радіальної прямої, що проходить через заряд і дану точку поля, від заряду, якщо він позитивний, і до заряду, якщо він негативний. В СІ 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

напруженостей полів, що створює кожний із зарядів системи окремо:

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i. \quad (2.4)$$

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 (2.4) обчислюється за формулою (2.3).

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 поле заряду q описується формулою

$$W_p = k \frac{qq_0}{r}, \quad (2.5)$$

де r - відстань між зарядами.

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

$$\varphi = \frac{W_p}{q}. \quad (2.6)$$

Потенціал електростатичного поля, створюваного точковим зарядом q дорівнює:

$$\varphi = \frac{W_p}{q_0} = k \frac{q}{r}.$$

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

Напруженість електричного поля зв'язана з потенціалом співвідношенням у розгорнутому виді

$$\vec{E} = -(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}), \quad (2.7)$$

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

Провідниками є речовини, які мають вільні заряди, здатні переміщатися по всьому обсязі провідника під дією як завгодно

малої сили. Тому для рівноваги зарядів у провіднику необхідне виконання наступних умов:

а) напруженість поля усередині провідника має дорівнювати нулю;

б) 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 маються 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 за його поверхнею так, щоб виконувати 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

$$q = C \cdot \varphi.$$

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

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (2.8)$$

Електроємність провідника, чисельно дорівнює заряду, який потрібно помістити на провідник, щоб змінити його потенціал на одиницю. За одиницю ємності в системі СІ беруть Фарад (Ф): $1\text{Ф}=1\text{Кл}/1\text{В}$. 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

$$C = \frac{Q}{U}, \quad (2.9)$$

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.

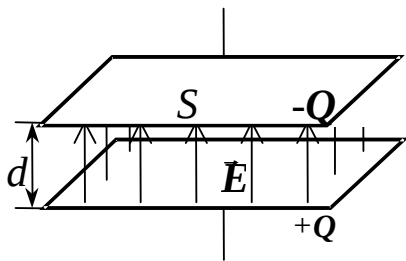


Рисунок 2.2

Обчислення ємності конденсаторів зводиться до визначення різниці потенціалів між обкладками конденсатора при відомому заряді на обкладках. Ємність плоского конденсатора (рис.2.2)

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}, \quad (2.10)$$

де Q - заряд на обкладках; ϵ - діелектрична проникність діелектрика; ϵ_0 - електрична стала; S - площа однієї з пластин, d - відстань між пластинами.

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 затискачах 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 щільністю

$$w = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}, \quad (2.11)$$

де E - напруженість електричного поля. Відзначимо, що рівняння (2.11) виявляється вірним і для неоднорідного електричного поля. У цьому випадку щільність 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 (2.9) необхідно виміряти заряд на обкладках конденсатора і напругу між ними. На рисунку 2.3 зображена схема установки.

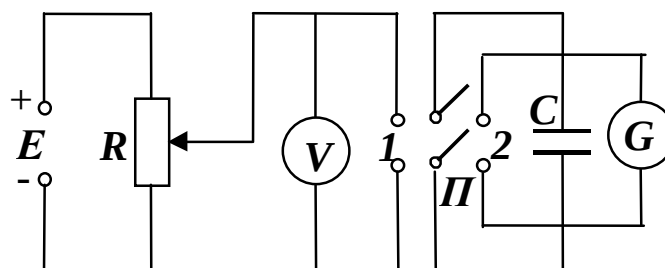


Рисунок 2.3

Тут E - джерело постійного струму; R - потенціометр; V - вольтметр; G - дзеркальний гальванометр; Π - двополісний перемикач; C - конденсатор. При установці перемикача в положення 1 на досліджуваний конденсатор подається напруга U , величина якої регулюється потенціометром R і вимірюється

вольтметром V . Вольтметр і потенціометр можуть бути вмонтовані в джерело постійного струму. У цьому випадку перемикач Π з'єднують 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 клемми двополусного перемикача і конденсаторів.

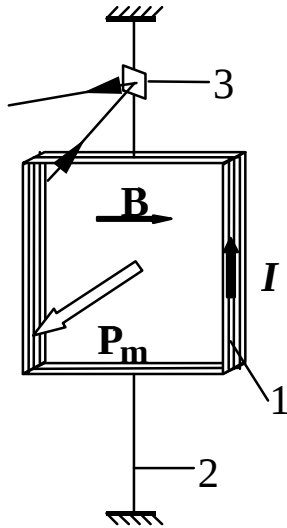


Рисунок 2.4

Гальванометрами називають прилади, що призначені для виміру малих електричних величин (сила струму, напруга, заряд) менших, чим мільйонна частка ампера, вольта, кулона. Це досить чуттєві прилади, і, як правило, їхній вимірник струму магнітоелектричної системи, тобто, рамка 1 (рис.2.4) з вимірюваним струмом, утримується в положенні рівноваги кварцовою ниткою 2, і має можливість обертатися в магнітному полі постійного магніту. У положенні рівноваги рамки (тобто під час відсутності вимірюваного струму) вектор індукції магнітного поля паралельний площині рамки (рис.1.5). Рамка з вимірюваним струмом I має магнітний момент $\vec{P}_m = ISN$, де S - площа одного витка, а N - кількість витків на рамці. 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 призводить 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 проградуйований. 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 "зайчик" гальванометра при повороті рамки

$$\beta = \frac{q}{n_0}. \quad (2.12)$$

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

$$q_0 = C_0 \cdot U_0. \quad (2.13)$$

Якщо цей конденсатор розрядити на гальванометр, то заряд викликає відхилення "зайчика" гальванометра на деяке число поділок n_0 . Тоді

$$\beta = \frac{C_0 \cdot U_0}{n_0}. \quad (2.14)$$

Знаючи балістичну сталу гальванометра (заряд, що викликає відхилення "зайчика" гальванометра на одну поділку), можна визначити величину будь-якого заряду, що пройшов через гальванометр

$$q = \beta n, \quad (2.15)$$

де n - кількість поділок, на яку відхиляється "зайчик" гальванометра. Якщо зарядити конденсатор невідомої ємності при напрузі U і розрядити його на гальванометр, то, помітивши максимальне відхилення n_x "зайчика" гальванометра, можна визначити ємність досліджуваного конденсатора

$$C = \frac{\beta \cdot n_x}{U}. \quad (2.16)$$

2.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1. Визначення балістичної сталої гальванометра

- 1 За схемою (див. рис. 2.3) зібрати електричне коло, підключити еталонний конденсатор C_0 .
- 2 Включити освітлювач гальванометра й установити "зайчик" на нуль шкали.
- 3 Установити напругу $U_0 = 20$ В, подану на конденсатор, і зарядити його (переключити Π 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 у таблицю 2.1.

Таблиця 2.1

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

- 5 Обчислити п'ять значень балістичної сталої гальванометра β , підставивши у формулу (2.14) значення обмірюваних величин.
- 6 Визначити середнє значення β і методом середнього арифметичного обчислити абсолютну похибку $\Delta\beta$ величини β , заповнивши відповідні поля таблиці 2.1.
- 7 Визначити відносну похибку ε у процентах для середніх значень β і $\Delta\beta$ за формулою:

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

- 8 Результат записати в стандартній формі:

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

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 $U = 60$ В і розрядивши на гальванометр, зафіксувати максимальне відхилення "зайчика" гальванометра n_1 .
- 3 Вимір зробити 5 разів і результати занести до таблиці 2.2.
- 4 Аналогічні виміри зробити для другого невідомого конденсатора C_2 . Результати вимірів n_2 записати у таблицю 2.2.
- 5 З'єднати досліджувані конденсатори C_1 і C_2 послідовно і повторити в п. 2 - 3. Значення n_{noc} записати у таблицю 2.2.

Таблиця 2.2

№	$n_{1,под}$	$\Delta n_{1,под}$	$n_{2,под}$	$\Delta n_{2,под}$	$n_{нар,под}$	$\Delta n_{нар,под}$	$n_{noc,под}$	$\Delta n_{noc,под}$
1								
2								
3								
4								
5								
Сер.								

- 6 Досліджувані конденсатори з'єднати паралельно, зарядити при $U=60$ В, розрядити на гальванометр, визначити $n_{нар}$. Дослід повторити 5 разів.
- 7 Обчислити середні значення n_1 , n_2 , n_{noc} , $n_{нар}$, їхні абсолютні похибки і занести до таблиці 2.2.
- 8 Визначити ємності невідомих конденсаторів, їхні ємності при послідовному і паралельному з'єднанні за формулою (2.16). Обчислення кожного значення ємності провести один раз, використовуючи середні значення n_1 , n_2 , n_{noc} , $n_{нар}$.
- 9 Обчислити відносні похибки обумовлених ємностей за формулою:

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

Абсолютну похибку напруги ΔU визначити як похибку вольтметра.

10 Обчислити абсолютні похибки ємностей:

$$\Delta C_x = C_x \varepsilon_x.$$

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

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

$$C_{\text{п\ddot{н}}} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}, \quad C_{\text{п\ddot{д}}} = C_1 + C_2,$$

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 20В, 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 (2.15) обчислити і записати в таблицю 2.3 значення зарядів конденсаторів при кожній напрузі.

Таблиця 2.3

N_0	$U, \text{В}$	$n_1, \text{под}$	$q_1, \text{Кл}$	$n_2, \text{под}$	$q_2, \text{Кл}$
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

$$C = \sum_{i=1}^5 Q_i \cdot U_i / \sum_{i=1}^5 (U_i)^2,$$

$$\Delta C = \frac{1}{5} \cdot \left(\frac{\Delta \beta}{\beta} + \frac{\Delta U}{U} \right) \cdot \sum_{i=1}^5 \frac{Q_i}{U_i},$$

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.

ВИМІР ОПОРІВ ЗА ДОПОМОГОЮ МІСТКА УІТСТОНА

Мета роботи: вивчити закони постійного струму, навчитися визначати опір провідників за допомогою містка Уітстона.

3.1 Короткі теоретичні відомості

Електричним струмом називається упорядкований рух електричних зарядів. Для виникнення електричного струму в середовищі необхідне виконання двох умов : перше - наявність у речовині середовища вільних зарядів, здатних переміщатися по всьому обсязі тіла під дією як завгодно малої сили, і друге - дія на вільні заряди сил, що можуть створити упорядкований рух зарядів. Тіла, що володіють вільними зарядами, прийнято називати провідниками, а частки, що беруть участь у переносі заряду - носіями струму. Ці частки можуть бути як мікроскопічними - іони, електрони, так і макроскопічними - порошини, крапельки рідини. Джерелом сили, здатної створити упорядкований рух зарядів може бути електричне поле. При внесенні провідника в електричне поле на носії струму буде діяти сила, що викличе їх упорядкований рух:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} ,$$

де q - заряд носія струму, $\vec{E}$ - напруженість електричного поля.

Для характеристики електричного струму вводиться поняття сили струму. Силою струму I називається скалярна фізична величина, рівна кількості заряду, перенесеного через поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$I = \frac{dq}{dt} ,$$

де dq - заряд, що проходить через поперечний переріз провідника за час dt . Якщо сила струму не змінюється з часом , то струм називається постійним. У цьому випадку через будь-який поперечний переріз провідника за однакові проміжки часу t протікає однакова кількість заряду q . Тому сила постійного струму дорівнює:

$$I = \frac{q}{t} .$$

Вектор густини струму, напрямком якого збігається з напрямком руху позитивних зарядів, характеризує розподіл струму по поверхні, через яку він протікає. Величина густини струму визначається формулою

$$j = \frac{d^2 q}{dt \cdot dS_{\perp}} = \frac{dI}{dS_{\perp}},$$

де $dS_{\perp}$ - елементарна ділянка перпендикулярна до напрямку руху зарядів. Таким чином, вектор густини струму чисельно дорівнює заряду, перенесеному в одиницю часу через одиничну ділянку, розташовану перпендикулярно до напрямку руху зарядів. Спрямовано вектор густини струму у бік руху позитивних зарядів.

Сила струму I , що тече по ділянці однорідного провідника, задовольняє, як показує досвід, закону Ома:

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

тут U - напруга на кінцях ділянки провідника, а R - величина, що характеризує дану ділянку провідника і названа його опором. Опір провідника залежить від його геометричних розмірів, матеріалу з якого він виготовлений і температури. Для однорідного провідника при постійній температурі опір може бути розрахований за формулою

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S},$$

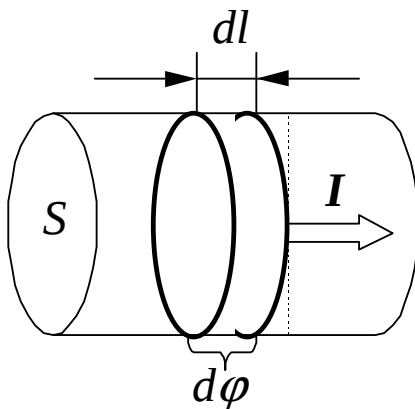


Рисунок 3.1

де ρ - питомий опір матеріалу, з якого виготовлений провідник, l - довжина провідника, S - площа його поперечного перерізу.

Розглянемо ділянку циліндричного провідника, по якому тече струм (рис. 3.1). Виділимо два перетини цього провідника віддалених один від одного на відстань dl . Різниця потенціалів між цими перетинами $d\phi$. Опір виділеного елемента провідника :

$$dR = \frac{\rho dl}{S}.$$

Застосовуючи до розглянутої ділянки провідника закон Ома , одержимо

$$I = \frac{d\varphi}{dR} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\varphi}{S \cdot dl}, \quad j = \frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\varphi}{dl}.$$

Похідна $d\varphi / dl$ - дорівнює напруженості поля E усередині провідника. Тому одержуємо

$$j = \frac{1}{\rho} \cdot E.$$

Вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$ задає напрямок руху позитивних зарядів і спрямований також як і вектор густини струму $\vec{j}$, тому

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \cdot \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E},$$

де $\sigma = 1/\rho$ - питома провідність провідника. Отримане співвідношення називається законом Ома в диференціальній формі.

Розглянемо електричний струм у металах. Відповідно до класичної електронної теорії, при утворенні кристала металу з окремих атомів, валентні електрони відокремлюються від атомів. Утворювані при цьому позитивні іони займають місця у вузлах кристалічної ґратки. Валентні електрони, що відокремилися від атомів, заповнюють весь простір між позитивними іонами, компенсуючи їхнє кулонівське відштовхування. Позитивні іони у вузлах кристалічної ґратки здійснюють тільки коливальний рух. Електрони здійснюють тепловий хаотичний рух, подібно молекулам ідеального газу. Правда, на відміну від молекул газу, електрони зіштовхуються переважно не між собою, а з іонами у вузлах кристалічної ґратки. Завдяки цим зіткненням установлюється тепла рівновага між газом вільних електронів і кристалічною ґраткою.

При прикладанні електричного поля в металі починається спрямований рух електронів, тобто з'являється електричний струм густина якого дорівнює

$$\vec{j} = n \cdot e \cdot \vec{u}_{\text{сеп}},$$

де n - концентрація електронів, $\vec{u}_{сер}$ - середня швидкість спрямованого руху електронів. Сила, що діє на електрони з боку електричного поля, надає їм прискорення

$$\vec{a} = \frac{e \cdot \vec{E}}{m},$$

і до кінця пробігу швидкість упорядкованого руху досягає в середньому значення

$$\vec{u}_{max} = \vec{a} \cdot \tau = \frac{e \cdot \vec{E}}{m} \cdot \tau,$$

де τ - середній час між двома послідовними зіткненнями електрона. Цей час визначається хаотичним тепловим рухом електронів і може бути оцінений за формулою

$$\tau = \frac{\lambda}{v},$$

де λ - середня довжина вільного пробігу (за порядком величини рівна постійній кристалічній ґратки), а v - середня швидкість теплового хаотичного руху. Тому

$$\vec{u}_{max} = \frac{e \cdot \vec{E} \cdot \lambda}{m \cdot v}.$$

Середнє значення швидкості упорядкованого руху дорівнює половині максимального

$$\vec{u}_{сер} = \frac{1}{2} \vec{u}_{max} = \frac{e \cdot \vec{E} \cdot \lambda}{2 \cdot m \cdot v}.$$

Тоді співвідношення для густини струму в металі набуває вигляду:

$$\vec{j} = \frac{n \cdot e^2 \cdot \lambda}{2 \cdot m \cdot v} \cdot \vec{E}.$$

Отже, електропровідність металу визначається формулою

$$\sigma = \frac{n \cdot e^2 \cdot \lambda}{2 \cdot m \cdot v}.$$

Таким чином, відповідно до класичної електронної теорії, опір металу обумовлений зіткненнями вільних електронів з іонами кристалічної ґратки. Зіштовхнувшись з іоном, електрон передає придбану від електричного поля додаткову кінетичну енергію

кристалічною ґраткою. Надана ґратці енергія йде на збільшення внутрішньої енергії металу, що виявляється в нагріванні провідника.

3.2 Вивчення роботи установки і методу вимірів

На рисунку 3.2 зображена електрична схема установки, що називається "містком Уїтстона". Тут E - джерело електричного струму, K - вимикач, R_m - магазин опорів, R_x - невідомий опір, що визначається в ході виконання роботи. До вузлів ланцюга A і B підключається реохорд, що представляє собою тонкий дріт, натягнутий на лінійку. По дроті може переміщатися рухливий контакт (повзунок) D , що з'єднується з гальванометром G . R_1 і R_2 - опір частин дроту, розділені повзунком. Довжини цих частин позначимо l_1 і l_2 .

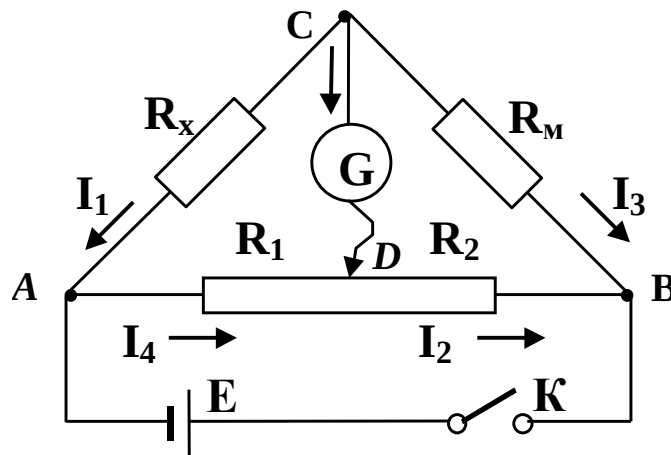


Рисунок 3.2

"Місток Уїтстона" вважається збалансованим, якщо струм I_5 через гальванометр дорівнює нулю. Ця умова означає, що напруга між точками C і D дорівнює нулю: $U_{CD} = 0$. Це можливо тільки в тому випадку якщо напруги U_{AC} , U_{AD} , U_{CB} і U_{DB} рівні:

$$U_{AC} = U_{AD} ; \quad U_{CB} = U_{DB} ;$$

або

$$I_1 R_x = I_2 R_1 ; \quad I_3 R_m = I_4 R_2 .$$

Відсутність струму через гальванометр призводить до того, що на ділянках AC і CB , AD і BD – однакові значення сили струму

$$I_1 = I_3 ; \quad I_2 = I_4 .$$

Використовуючи ці співвідношення, одержуємо рівняння для R_x :

$$\frac{R_x}{R_M} = \frac{R_1}{R_2}; \quad R_x = \frac{R_1}{R_2} \cdot R_M$$

Опір R_1 і R_2 частин реохорда запишемо у вигляді $R_1 = \rho l_1 / S$, $R_2 = \rho l_2 / S$, де ρ - питомий опір провідника реохорда, S - площа поперечного перерізу провідника реохорда. Тоді остаточно одержуємо:

$$R_x = \frac{l_1}{l_2} \cdot R_M.$$

Балансування "моста Уїтстона" досягається за допомогою магазину опорів R_M . Для цього варто спочатку установити мінімальне значення R_M і помітити напрямок відхилення стрілки при короткочасному замиканні ключа K . Потім повертається ручка, що дає найбільшу зміну R_M , після повороту її на один розподіл замикається ключ K . Таким чином знаходиться мінімальне значення R_M . Після цього ручка повертається на розподіл менший на одиницю й залишається у такому положенні. Далі ці ж дії повторюються з іншими ручками магазину опорів строго в порядку убуття ціни розподілу.

3.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1. Визначення величини невідомого опору

- 1 Зібрати ланцюг за схемою, зображеної на рисунку 2.
- 2 Установити повзунок реохорда в положення, що відповідає $l_1 = 30$ см, $l_2 = 70$ см.
- 3 За допомогою магазину опорів R_M зробити балансування містка Уїтстона. За отриманим значенням R_M розрахувати величину невідомого опору R_x :

$$R_x = \frac{l_1}{l_2} \cdot R_M.$$
Значення R_x і R_M записати в таблицю 3.1.
- 4 Встановити отримані значення R_x на магазині опорів і, пересуваючи повзунок реохорда D , збалансувати схему.
- 5 Виміряти за допомогою лінійки значення l_1 і l_2 і записати їх у таблицю 3.1. За новими значеннями R_M , l_1 , l_2 розрахувати величину R_x і записати її в таблицю 3.1.

6 Вимір опору буде найбільш точним, якщо $l_1=l_2$, при цьому $R_x = R_M$. Для досягнення цієї рівності, дії, описані в пунктах 4 і 5, робити доти, поки l_1 стане рівним l_2 .

7 За формулами:

$$\varepsilon = \frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta R_M}{R_M} + \frac{\Delta l_1}{l_2} + \frac{\Delta l_2}{l_2}, \quad \Delta R_x = \varepsilon \cdot R_x,$$

розрахувати абсолютну і відносну похибки визначення величини R_x . Записати отримане значення R_x у стандартній формі.

Таблиця 3.1

<i>№</i>	<i>L₁, м</i>	<i>l₂, м</i>	<i>R_M, Ом</i>	<i>R_x, Ом</i>
1				
2				
3				

Завдання 2. Визначення питомого опору ніхрому

- 1 Замінити в ланцюзі (див. рис. 3.2) опір R_x котушкою з ніхромового дроту. Записати в таблицю 3.2 зазначені на котушці довжину L і її діаметр D .
- 2 Поставити повзунок D на середину реохорда ($l_1 = l_2$). Збалансувати місток Уїтстона за допомогою магазину опорів R_M і записати в таблицю 3.2, отримані значення опору R_x (опір котушки).
- 3 Дії, описані в п.1 і п.2 повторити ще для двох котушок ніхромового дроту. Записати в таблицю 3.2 відповідні значення L , d і R_x .
- 4 Обчислити і записати в таблицю 3.2, площі перетину використаних дротів.
- 5 За формулою $\rho = R_x S / L$ обчислити і записати у таблиці 3.2 три значення питомого опору ніхрому.
- 6 Обчислити і записати в таблицю 3.2 середнє значення ρ , абсолютну похибку кожного виміру і середню абсолютну похибку.

- 7 Обчислити відносну похибку ρ . Записати остаточний результат у стандартній формі.

Таблиця 3.2

<i>№</i>	<i>L, м</i>	<i>D, 10⁻³м</i>	<i>S, 10⁻⁶м²</i>	<i>R_x, Ом</i>	<i>ρ Ом·м</i>	<i>$\Delta\rho$, Ом·м</i>
1						
2						
3						
<i>Сер.</i>						

3.3 Контрольні питання

- 1 Що таке електричний струм ?
- 2 При яких умовах виникає струм провідності.
- 3 Якими фізичними величинами описується електричний струм.
- 4 Сформулювати закон Ома в диференціальній і інтегральній формах для однорідної, неоднорідної ділянки і замкнутого ланцюга.
- 5 Що таке опір провідника? Від чого він залежить ?
- 6 Опис будови металу з погляду класичної електронної теорії.
- 7 Що є носіями струму в металах ? Як пояснюється опір металу класичною електронною теорією.
- 8 Що являє собою "місток Уїтстона" ?
- 9 Яким чином відбувається визначення невідомих опорів за допомогою "містка Уїтстона" ?

ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОРУШІЙНОЇ СИЛИ ДЖЕРЕЛА СТРУМУ

Мета роботи: визначити невідому величину електрорушійної сили елемента методом компенсації.

4.1 Короткі теоретичні зведення

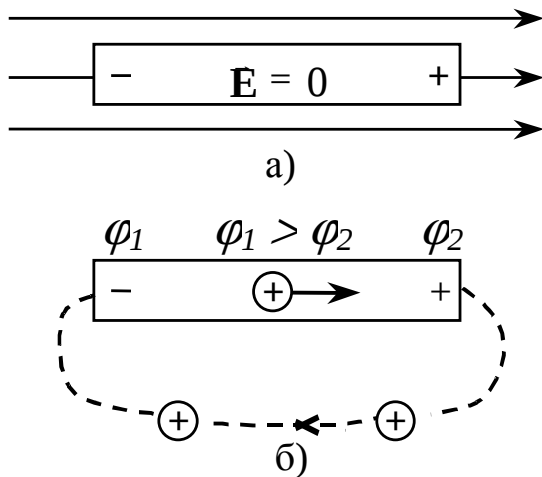


Рисунок 4.1

Якщо в провіднику створити електричне поле, то переміщення носіїв струму дуже швидко призведе до того, що поле усередині провідника зникне і струм припиниться (рис. 4.1,а). Для підтримки струму протягом тривалого часу необхідно, щоб у провіднику існувало електричне поле. Цього можна домогтися, якщо постійно порушувати рівноважний розподіл зарядів у

провіднику: наприклад, переносити заряди з областей з меншим потенціалом (носії струму передбачаються позитивними) до областей з більш високим потенціалом (рис. 4.1,б). Іншими словами, необхідно здійснити круговорот зарядів, при якому вони рухалися б за замкнутим шляхом.

Циркуляція вектора напруженості електростатичного поля за замкнутим шляхом дорівнює нулю. Тому в замкнутому ланцюзі поряд з рухом позитивних зарядів під дією сил електростатичного поля у бік зменшення потенціалу, повинні бути ділянки ланцюга, де перенос позитивних зарядів відбувався б у напрямку зростання потенціалу, тобто проти сил електростатичного поля. Переміщення носіїв струму проти сил електростатичного поля, можливо тільки під дією сил не електростатичного походження - сторонніх сил. Ці сили породжуються хімічними процесами, дифузією носіїв струму в неоднорідному середовищі, електричними полями, породжувані змінними в часі магнітними полями. Пристрій, що є джерелом сторонніх сил, прийнято називати джерелом струму.

Основна характеристика джерела струму - електрорушійна сила (е.р.с.). е.р.с. джерела - це фізична величина, яка чисельно дорівнює роботі сторонніх сил по переміщенню позитивного одиничного заряду по ланцюгу. Отже, якщо робота сторонніх сил над зарядом q дорівнює A , тоді

$$E = \frac{A}{q}.$$

е.р.с. вимірюється у Вольтах.

Величина сторонньої сили $\vec{F}_{CT}$, що діє на заряд дорівнює

$$\vec{F}_{CT} = \vec{E}^* \cdot q,$$

де $\vec{E}^*$ - напруженість поля сторонніх сил. Робота сторонніх сил над зарядом q на ділянці ланцюга 1-2 дорівнює

$$A_{12} = \int_1^2 \vec{F}_{CT} d\vec{l} = q \cdot \int_1^2 \vec{E}^* d\vec{l}.$$

Розділивши цю роботу на q , одержимо е.р.с., що діє на даній ділянці:

$$E_{12} = \int_1^2 \vec{E}^* d\vec{l}.$$

Аналогічний інтеграл, обчислений для замкнутого ланцюга, дає е.р.с., що діє в цьому ланцюзі:

$$E = \oint \vec{E}^* d\vec{l}.$$

Таким чином, е.р.с. діюча в замкнутому ланцюзі, може бути визначена як циркуляція вектора напруженості поля сторонніх сил.

Зважаючи на те, що на заряд у кожній точці ланцюга діють електростатичні і сторонні сили, то сумарна сила дорівнює:

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_{CT} = q \cdot (\vec{E} + \vec{E}_{CT}).$$

Робота, що здійснена цією силою над зарядом q на ділянці 1-2, визначається формулою

$$A_{12} = q \cdot \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} + q \cdot \int_1^2 \vec{E}^* d\vec{l} = q \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) + q \cdot E_{12}. \quad (4.1)$$

Фізична величина, яка чисельно дорівнює роботі, що здійснена при переміщенні одиничного заряду електростатичними і сторонніми силами, називається спаданням напруги або просто напругою на даній ділянці ланцюга. Відповідно до формули (4.1)

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + E_{12}. \quad (4.2)$$

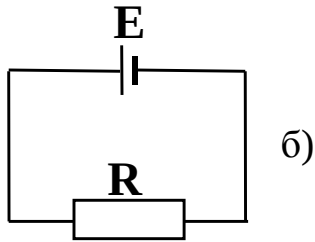
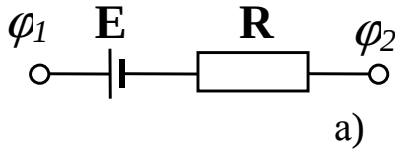


Рисунок 4.2

Ділянка ланцюга, на якому не діють сторонні сили, називається однорідною. Якщо на носії струму діють і сторонні сили, то така ділянка ланцюга називається неоднорідною. Використовуючи формулу (4.2), закон Ома для неоднорідної ділянки ланцюга (рис. 4.2,а) можна записати у вигляді:

$$I = \frac{U_{12}}{R} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + E}{R}. \quad (4.3)$$

Необхідно пам'ятати, що, якщо е.р.с. сприяє рухові позитивних зарядів в обраному напрямку, тоді $E > 0$, якщо перешкоджає, тоді $E < 0$.

Поклавши у формулі (4.3) $\varphi_1 = \varphi_2$, одержимо закон Ома для замкнутого ланцюга (див. рис. 4.2,б):

$$I = \frac{E}{R}. \quad (4.4)$$

У формулах (4.3) і (4.4) R - це повний опір ланцюга, що містить у собі внутрішній опір джерела струму, опір з'єднувальних проводів і опір споживачів електричної енергії.

Формули (4.3), (4.4) використовуються для розрахунку простих ланцюгів. Розрахунок складних ланцюгів спрощується, якщо користуватися правилами Кірхгофа. Перше з них відноситься до вузлів ланцюга. Вузол це точка, у якій сходиться більш, ніж два провідники. Перше правило Кірхгофа говорить, що алгебраїчна сума струмів, що сходяться у вузлі дорівнює нулю:

$$\sum_{k=0}^N I_k = 0. \quad (4.5)$$

Друге правило відноситься до будь-якого замкнутого контуру, виділеному в цьому ланцюзі. Відповідно до другого правила Кірхгофа, алгебраїчна сума падінь напруг на кожній ділянці обраного замкнутого контуру дорівнює алгебраїчній сумі е.р.с., включених у цей контур:

$$\sum_{k=1}^N I_k \cdot R_k = \sum_{k=1} E_k. \quad (4.6)$$

Рішення системи рівнянь (4.5),(4.6) дозволять знайти всі струми в ланцюзі, а також розрахувати напруги на окремих ділянках ланцюга.

4.2 Опис методу виміру й установки

Завдання 1. Вимір Е.Р.С. за допомогою вольтметра

Якщо джерело струму замкнути на зовнішній опір R , то в ланцюзі з'явиться електричний струм. На зовнішній ділянці ланцюга позитивні заряди від "+" до "-" переміщуються під дією електричних сил. На внутрішній ділянці - під дією сторонніх (наприклад, хімічних) сил.

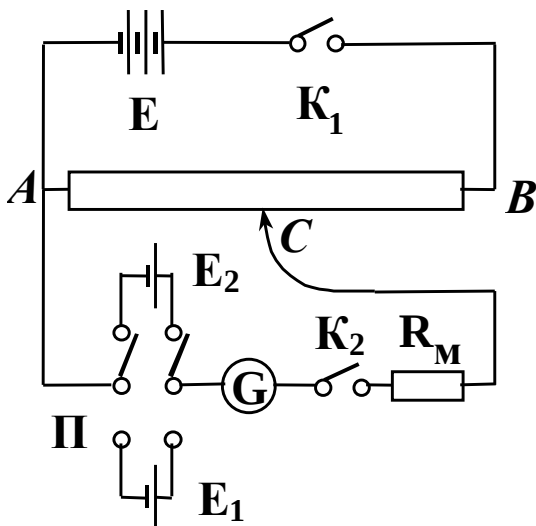


Рисунок 4.3

З закону Ома для замкнутого ланцюга (4.4) випливає, що величина е.р.с. у ланцюзі

$$E = IR + Ir,$$

де IR і Ir - спадання напруги на зовнішній і внутрішній ділянках ланцюга. Найпростішим методом виміру е.р.с. є метод вольтметра. Вольтметр, підключений до джерела, буде служити зовнішнім опором і його показаннями $U = E - Ir$ будуть відрізнятися від е.р.с. лише на величину Ir . Звідси

випливає, що точність виміру е.р.с. залежить від величини опору R самого вольтметра - чим воно більше, тим ближче показання вольтметра до значення е.р.с. джерела.

Завдання 2. Компенсаційний метод виміру е.р.с.

Найбільш точний результат дає компенсаційний метод. Нехай джерела з е.р.с. E_1 і E_2 включені в ланцюг за схемою зображеною на рисунку 4.3. У цій схемі E -акумулятор, що живить ланцюг, величина е.р.с. якого задовольняє умовам $E > E_1$ і $E > E_2$; E_1 - еталонне джерело (елемент Вестона $E_1 = 1,0183$ В при 20^0 С); E_2 - досліджуване джерело; G - гальванометр високої чутливості; AB - реохорд (тонкий дріт, натягнутий на метрову лінійку з повзунком C); R_m - магазин опорів, за допомогою якого можна збільшувати опір гальванометра і тим самим запобігти його від великих струмів на початку експерименту; Π - двополюсний перемикач; K_1 і K_2 однополюсні ключі.

Компенсаційний метод полягає в тім, що е.р.с. E_1 і E_2 компенсуються різницею потенціалів на ділянці AC реохорда AB , створюваної живильним джерелом E . Інакше кажучи, якщо E_1 і E_2 будуть рівні за величиною різниці потенціалів U_{AC} , створюваної джерелом, то в ланцюзі гальванометра струму не буде, гальванометр покаже нуль. У першому випадку

$$E = U_{AC_1} = IR_1 ,$$

де R_1 - опір ділянки реохорда AC_1 ; I - струм, створюваний джерелом живлення E в реохорді.

Компенсація е.р.с., що визначається, можлива у тому випадку, якщо спадання напруги на всьому реохорді U_{AB} буде більше E_1 , тобто повинна виконуватися умова $E > E_1$. Враховуючи на те, що $R_1 = \rho \cdot l_1 / S$, одержимо:

$$E_1 = I \cdot \rho \cdot \frac{l_1}{S} . \quad (4.7)$$

Переключивши ключ Π на досліджуване джерело і домігшись компенсації, подібним чином одержимо: $E_2 = U_{AC_2} = IR_2$ і, відповідно:

$$E_2 = I \cdot \rho \cdot \frac{l_2}{S} . \quad (4.8)$$

Зауважуючи, що величини I , ρ , S у рівняннях (4.7) і (4.8) однакові, можна одержати співвідношення

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{l_1}{l_2}; \quad E_2 = E_1 \cdot \frac{l_2}{l_1}. \quad (4.9)$$

4.3 Порядок виконання роботи

- 1 Зібрати ланцюг за схемою, зображений на рисунку 4.3, строго дотримуючи полярності підключення джерел струму. Приступати до проведення вимірів з неперевіреною викладачем схемою категорично забороняється.
- 2 На магазині опорів набрати 10 000 Ом.
- 3 Замкнути перемикач **П** на еталонний елемент E_1 .
- 4 Замкнути ключ K_1 .
- 5 На короткий час замикаючи і розмикаючи ключ K_2 (кнопку), пересувати повзунок доти, поки стрілка гальванометра установиться на нуль.
- 6 Розімкнути ключ K_2 .
- 7 На магазині опорів установити нуль, цим самим підвищуючи чутливість схеми, знову домогтися відсутності струму в ланцюзі гальванометра.
- 8 Визначити лінійкою реохорда довжину $l_1 = AC_1$.
- 9 Переключити ключ **П** на досліджуваний елемент E_2 і повторити дії пунктів 2 - 7.
- 10 Визначити за допомогою лінійки довжину $l_2 = AC_2$.
- 11 Досвід повторити три рази і результати вимірів записати у таблицю 4.1.

Таблиця 4.1

<i>№</i>	$E_1, В$	$l_1, см$	$\Delta l_1, см$	$l_2, см$	$\Delta l_2, см$	$E_2, В$	$\Delta E_2, В$	ϵ
1								
2								
3								
<i>Сер.</i>								

4.4 Обробка результатів вимірів

- 1 Знайти середні значення I_1 і I_2 , абсолютні похибки вимірів цих величин і середні абсолютні похибки I_1 і I_2 .
- 2 За формулою (4.9) обчислити E_2 , використовуючи середні значення величин I_1 і I_2 .
- 3 Вивести формулу для розрахунку відносної похибки E_2 .
- 4 Враховуючи, що $E_1 = 0,00005$ В, визначити абсолютну похибку E_2 .

4.5 Контрольні питання

- 1 При яких умовах у провіднику буде струм?
- 2 Що називається е.р.с. джерела струму.
- 3 Що таке сторонні сили і як обчислити їхню роботу на ділянці ланцюга?
- 4 Як обчислити роботу за переміщенням заряду на ділянці ланцюга?
- 5 Яку ділянку ланцюга називають однорідною, неоднорідною?
- 6 Сформулюйте закон Ома для однорідної і неоднорідної ділянок ланцюга.
- 7 У чому подібність і розходження між е.р.с., спаданням напруги і різницею потенціалів на ділянці ланцюга?
- 8 Сформулюйте правила Кірхгофа.
- 9 Опишіть спосіб визначення е.р.с. джерела методом вольтметра, укажіть його достоїнства і недоліки.
- 10 У чому суть методу компенсації для виміру е.р.с.? Виведіть розрахункову формулу.
- 11 Чи завжди можна використовувати метод компенсації для визначення е.р.с.?
- 12 Яку роль у схемі грають гальванометр і магазин опорів?
- 13 Виведіть формулу для розрахунку відносної й абсолютної похибок визначеної е.р.с.

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 за довжиною осі соленоїда при постійному значенні струму в колі.

5.1 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 змінюючись в 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

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}; \quad (5.1)$$

де μ - магнітна проникність середовища;
 μ_0 - магнітна стала ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).
 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 $\vec{B}$

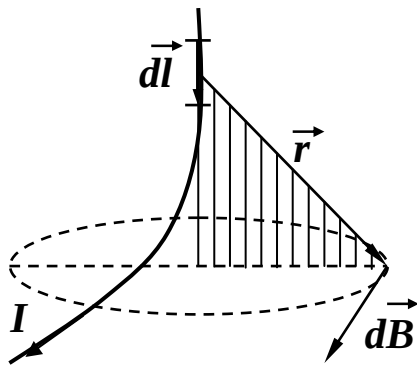


Рисунок 5.1

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

створеного елементом струму в точці, положення якої відносно елемента визначається радіус-вектором $\vec{r}$ (рис. 5.1).

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{[Id\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (5.2)$$

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

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}, \quad (5.3)$$

де інтегрування проводиться за всією довжиною провідника. У випадку прямолінійного, нескінченно довгого провідника використання законів (5.2) і (5.3) призводить до співвідношення

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{r_0}, \quad (5.4)$$

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

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

$$\oint_{(L)} \vec{B}_l dl,$$

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

$$\oint_{(L)} \vec{B}_l dl = \mu\mu_0 I_{ox}. \quad (5.5)$$

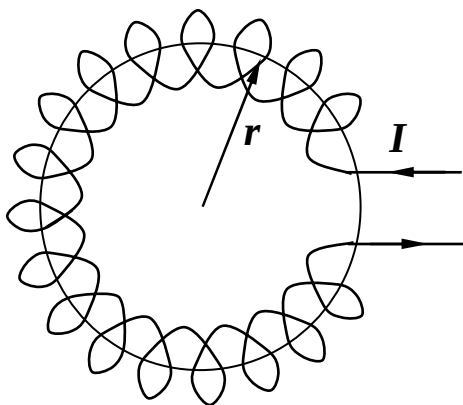


Рисунок 5.2

де I_{ox} - алгебраїчна сума струмів у провідниках, охоплених контуром L .

У фізиці і техніці широко використовуються для створення магнітного поля котушки тороїдальної форми - тороїди (рис. 5.2). Закон повного струму (5.5) дозволяє легко визначити індукцію магнітного поля в тороїді, по витках якого протікає струм I .

Для всіх точок окружності радіуса r , центр якої збігається з центром соленоїда, вона дорівнює

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{NI}{r}, \quad (5.6)$$

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

На основі формул (5.2) і (5.3) можна визначити індукцію магнітного поля, створюваного на осі кругового витка зі струмом і на осі соленоїда - котушки циліндричної форми (рис. 5.3).

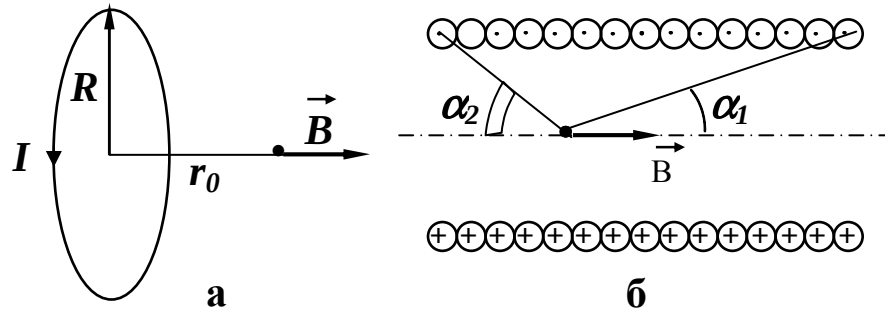


Рисунок 5.3

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

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} \cdot \frac{I \cdot R}{(R^2 + r_0^2)^{3/2}}, \quad (5.7)$$

де r_0 - відстань від центра витка до точки спостереження. На осі соленоїда зі струмом I маємо

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2} \cdot n \cdot I \cdot (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2), \quad (5.8)$$

де n - кількість витків соленоїда, що припадає на одиницю його довжини ($n = N/l$). Якщо довжину соленоїда спрямувати до нескінченності, формула (5.8) перетвориться в

$$B = \mu\mu_0 nI; \quad (5.9)$$

при цьому поле в нескінченному соленоїді виявляється однорідним, магнітна індукція його у всіх точках усередині соленоїду однакова. Формулу (5.9) можна одержати також з формули (5.6), якщо спрямувати радіус тороїда r до нескінченності.

Можливе використання формули (5.9) для опису поля в реальному соленоїді, довжина якого багато більше його діаметра, і тороїді за умови, що його радіус багато більше радіуса витків обмотки.

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

$$d\Phi_m = B dS \cos(\vec{B}, \vec{n}), \quad (5.10)$$

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

$$\Phi_m = \int_{(S)} d\Phi_m = \int_{(S)} B_n dS, \quad (5.11)$$

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

Явище електромагнітної індукції – виникнення е.р.с. $\mathcal{E}_{ind}$ в провіднику при його переміщені в магнітному полі або в замкнутому провідному контурі внаслідок його руху в магнітному полі чи зміні самого поля. Закон Фарадея для електромагнітної індукції

$$\mathcal{E}_{ind} = -\frac{d\Phi_m}{dt}, \quad (5.12)$$

де Φ_m - магнітний потік через поверхню, обмежену контуром.

5.2 Опис установки і методу вимірювань

На рисунку 5.4 зображена електрична схема установки.

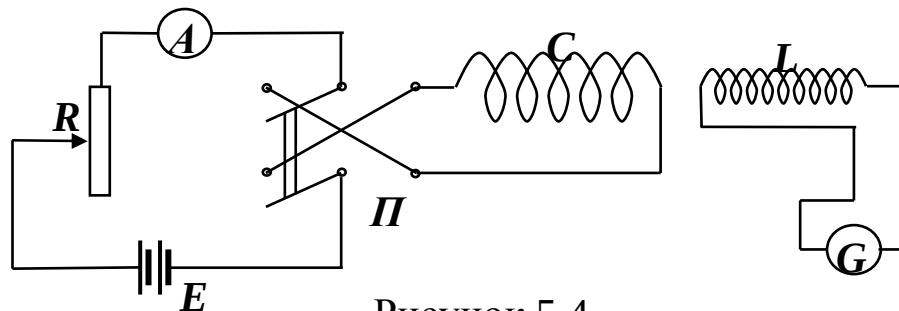


Рисунок 5.4

Основним елементом її є соленоїд C , з'єднаний через двополюсний перемикач P 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 слід виміряти. Магнітний потік, що проходить через вимірювальну котушку,

$$\Phi_L = BS_L N_L, \quad (5.13)$$

де S_L - площа перетину обмотки котушки; N_L – кількість витків у ній. Вектор магнітної індукції спрямований уздовж осі котушки, тому наявний у формулі (5.10) $\cos(\vec{B}, \vec{n}) = 1$. 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

$$\Delta\Phi_L = 2\Phi_L = 2BS_L N_L. \quad (5.14)$$

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, максимальне відхилення його „зайчика” пропорційно величині заряду q , що пройшов через гальванометр:

$$q = \beta \cdot a, \quad (5.15)$$

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

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

де R - повний опір кола вимірювальної котушки і гальванометра. Підстановка в цю формулу закону (2.12) приводить до наступного вираження:

$$q = \frac{1}{R} \int d\Phi_m = \frac{1}{R} \Delta\Phi_L = \frac{2BS_L N_L}{R}. \quad (5.16)$$

Порівняння формул (5.15) і (5.16) дозволяє визначити величину магнітної індукції

$$B = \frac{\beta R}{2S_L N_L} a, \quad (5.17)$$

і перейти за допомогою формули (5.1) до вираження, що дозволяє обчислити напруженість магнітного поля:

$$H = \frac{\beta R}{2\mu\mu_0 S_L N_L} a. \quad (5.18)$$

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

5.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1. Вивчення розподілу напруженості магнітного поля за віссю соленоїда при постійному струмі в обмотці

- 1 Зібрати установку за схемою, зображеної на (див. рис. 5.4.) Установити вимірювальну котушку в центрі соленоїда ($X = 0$).
- 2 Після перевірки включити джерело постійного струму й установити реостатом струм $I = 1,5$ 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 „зайчика” гальванометра, виразивши її в числі найменших розподілів 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 у таблицю 5.1.

Таблиця 5.1

<i>№</i>	<i>X, см</i>	<i>a, под</i>	<i>H, А/м</i>
1	0		
2	2		
3	4		
...	...		
8	14		

Завдання 2. Вивчення залежності напруженості магнітного поля в соленоїді від сили струму в обмотці

- 1 Вимірювальну котушку установити в центрі соленоїда ($X=0$), понизити реостатом струм у соленоїді до значення $I = 0,5$ А.
- 2 Змінити перемикачем Π напрямок струму в соленоїді і помітити величину максимального відхилення „зайчика” гальванометра за шкалою приладу. Записати результат виміру в таблицю 5.2.

Таблиця 5.2

<i>№</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 5.2.

5.4 Обробка результатів вимірів

- 1 Перенести до таблиці 5.3 з установки значення β , R , S_L і N_L .

Таблиця 5.3

<i>β, Кл/под</i>	<i>R, Ом</i>	<i>$S_L, м^2$</i>	<i>N_L</i>	<i>C, А/(м·под)</i>

За формулою
$$C = \frac{\beta R}{2\mu_0 S_L N_L}$$

обчислити і записати в таблиці 5.3 значення коефіцієнта C .

- 2 За формулою $H = Ca$ обчислити і записати в таблицю 5.1 значення напруженості магнітного поля, що відповідають усім значенням координати котушки X .

- 3 Побудувати графік залежності напруженості магнітного поля від координати X .
- 4 За формулою $H = Ca$ обчислити і записати в таблицю 5.2 значення напруженості магнітного поля, що відповідають усім значенням сили струму I .
- 5 Побудувати графік залежності напруженості магнітного поля H від сили струму I .

5.5 Додаткове завдання

- 1 Мета завдання - перевірка відповідності результатів вимірів теоретичній формулі (5.8) для розподілу напруженості магнітного поля уздовж осі соленоїда кінцевої довжини.
- 2 Зробити обмірювання соленоїда - вимірити і записати його довжину і діаметр витків обмотки.
- 3 Порахувати кількість витків соленоїда, які припадають на 1 см. Обчислити і записати повну кількість витків соленоїда і витків, які припадають на одиницю його довжини (1 метр).
- 4 Перетворити формулу (5.8) таким чином, щоб виразити в явному виді напруженість магнітного поля, як функцію відстані від точки на осі соленоїда до його центра X .
- 5 Скласти за допомогою пакета **MATHCAD** програму обчислення значень цієї функції для всіх точок осі соленоїда. Зробити обчислення й одержати графік залежності $H(X)$.
- 6 Зробити доповнення до програми для порівняння теоретичної й експериментальної залежностей H від X . Увести у комп'ютер результати вимірів і роздрукувати отриманий графік.
- 7 Зробити висновок про відповідність теорії експерименту.

5.6 Контрольні питання

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

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.

6.1 Короткі теоретичні відомості

Силову характеристикою магнітного поля є вектор магнітної індукції $\vec{B}$. Він може бути обмірюваний 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

$$\vec{F}_L = q [\vec{v}, \vec{B}]. \quad (6.1)$$

Величина сили Лоренца

$$F_L = qvB \sin \alpha. \quad (6.2)$$

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

$$\frac{v^2}{R} = a_n = \frac{qvB}{m}. \quad (6.3)$$

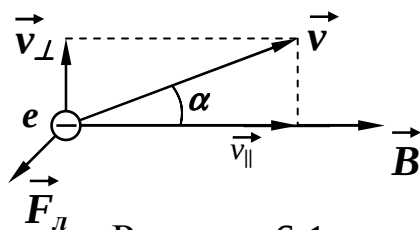


Рисунок 6.1

Період обертання частки по окружності $T = 2\pi R/v$ з урахуванням співвідношення (6.3) дорівнює

$$T = \frac{2\pi \cdot m}{eB}, \quad (6.4)$$

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 $\vec{B}$ (рис. 6.1). 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 (6.2) видно, що сила Лоренца визначається тільки поперечною складовою швидкості v . Дія сили Лоренца також змінює тільки поперечну складову швидкості, повертає її в площині, перпендикулярній напрямку поля. Така зміна швидкості відповідає руху частки за гвинтовою лінією (рис. 6.2).

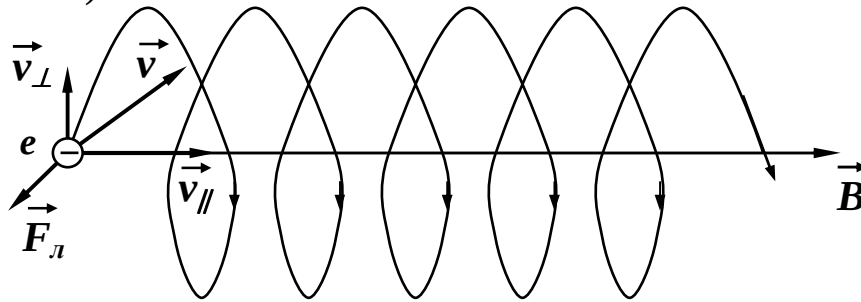


Рисунок 6.2

При цьому радіус гвинтової лінії R зв'язаний з поперечною швидкістю $v_{\perp}$ співвідношенням (6.3), тоді, виходить, період обертання електрона T теж визначається формулою (6.4). Відповідно крок гвинтової лінії $h = v_{\parallel} T$ можна обчислити за формулою

$$h = \frac{2\pi \cdot m \cdot v \cdot \cos \alpha}{eB}. \quad (6.5)$$

При малих кутах $\alpha \cos \alpha \approx 1$, тоді крок гвинтової лінії, за яким рухається частка,

$$h = \frac{2\pi \cdot m \cdot v}{eB}. \quad (6.6)$$

не залежить від кута між векторами швидкості і магнітної індукції. 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 їхньої швидкості.

Співвідношення (6.3) можна використовувати для визначення питомого заряду частки, рівного відношенню її електричного заряду до маси:

$$\frac{q}{m} = \frac{v}{RB}. \quad (6.7)$$

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

Магнетрон, використовуваний у даній роботі, являє собою електронну вакуумну лампу-тріод, поміщену усередину соленоїда - котушки, 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

$$B = \mu_0 n I, \quad (6.8)$$

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

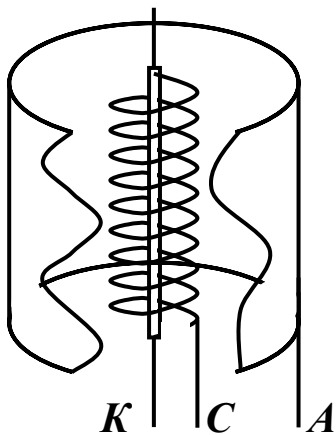


Рисунок 6.3

На рисунку 6.3 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 дрітова 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 минувши від катода до сітки, здобуває кінетичну енергію

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (6.9)$$

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 за формулою (6.10)

$$v_{min} = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (6.10)$$

Для визначення питомого заряду електрона можна також використовувати співвідношення (6.6). 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.

6.2 Опис установки і методу вимірів

На рисунку 6.4 зображена електрична схема тієї частини установки, у якій використовується магнетрон.

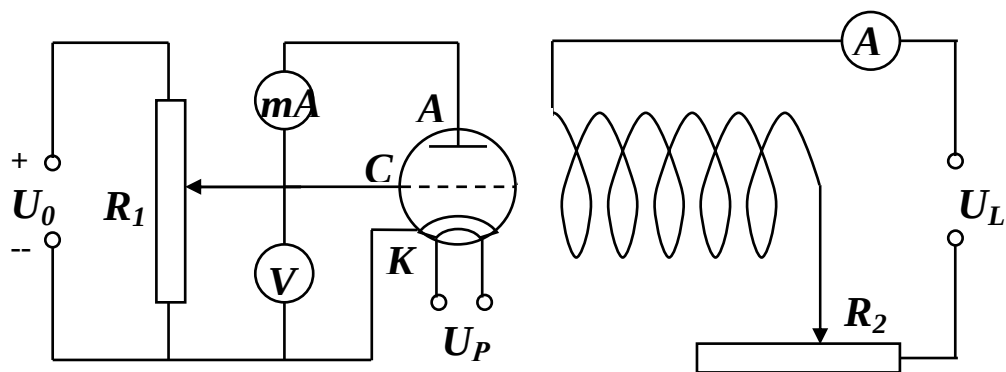


Рисунок 6.4

Ліва її частина служить для створення між сіткою C і катодом K різниці потенціалів U , величина якої регулюється реостатом R_1 і вимірюється 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 вимірюється амперметром A . Напруга U_P створює струм розжарення в катоді. Анодний струм I_A створюється потоком електронів, що випускається катодом, які прискорюються електричним полем у просторі між катодом і сіткою, потім рухаються з постійною

швидкістю $\vec{v}$ від сітки до анода. Цей рух відбувається в магнітному полі з величиною індукції $\vec{B}$, причому швидкість перпендикулярна вектору магнітної індукції. Дія сили Лоренца на електрони призводить до того, що траєкторія його руху перетворюється в окружність, радіус якої R визначається за формулою (6.3)

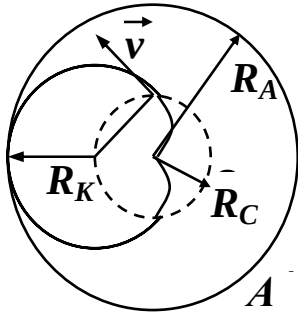


Рисунок 6.5

$$R = \frac{mv}{eB}. \quad (6.11)$$

На рисунку 6.5 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. 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 яким рухається електрон, залежить від його швидкості і величини магнітної індукції за формулою (6.11), 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.

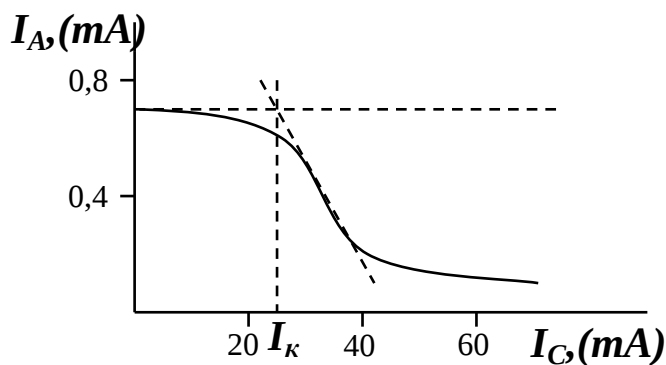


Рисунок 6.6

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 . Типовий вид цієї залежності

наведений на рисунку 6.6. Збільшення сили струму в обмотці

соленоїда I_C викликає збільшення магнітної індукції B за законом (6.8). З формули (6.11) випливає, що при цьому зменшується радіус окружності, за якою рухається електрон:

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

Поки радіус траєкторії, за яким 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

$$R_K = \frac{mv_{min}}{e\mu_0 n I_K}. \quad (6.12)$$

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, великі 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 (6.12) співвідношення (6.10) - одержати робочу формулу для обчислення питомого заряду електрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{(\mu_0 n I_K R_K)^2}. \quad (6.13)$$

На рисунку 6.7 зображений пристрій електронно-променевої трубки осцилографа.

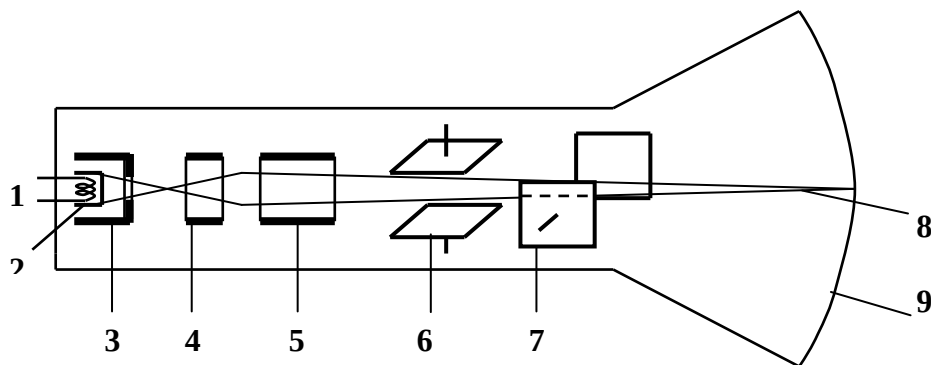


Рисунок 6.7

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 флюоресцированою 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 - катод 2, що розжарюється спіраллю 1. Циліндричний електрод з отвором 3 виділяє вузький пучок електронів. На нього подається негативний щодо 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 утворить 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 здобувають кінетичну енергію, що задається формулою (6.9). Прискорююча різниця потенціалів визначається конструкцією осцилографа, її значення наведене у таблиці параметрів на установці. 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 (6.8). Усі електрони, що змінили свій напрямок руху через дію електричного поля горизонтальних пластин, повинні пройти за гвинтовими лініями 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 (6.6) випливає:

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

Звідси з урахуванням співвідношень (6.8) і (6.9) одержуємо:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{(\mu_0 n I \cdot h)^2} \quad (6.14)$$

6.3 Порядок виконання роботи

Завдання 1. Визначення питомого заряду електрона за допомогою магнетрона

- 1 Зібрати коло за схемою, зображеної на (див. рис. 6.4) (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 6.1 на установці. Записати значення U до таблиці 6.1.

Таблиця 6.1

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

- 3 З таблиці параметрів на установці перенести до таблиці 6.1 значення кількості витків на одиницю довжини соленоїда і критичного радіуса траєкторії електрона R_k . Записати до таблиці 6.1 значення магнітної постійної 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 до таблиці 6.2
- 5 За даними таблиці 6.2 побудувати графік залежності I_A від I_C , керуючись при цьому правилами, викладеними в Додатку А даних методичних указівок.

Таблиця 6.2

I_C, A									
I_A, mA									

- 6 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. рис. 6.6).

Значення, що відповідає положенню перпендикуляра, вважати величиною I_K , записати його в таблиці 6.1.

- 7 Обчислити питомий заряд електрона, підставивши в формулу (6.8) значення величин з таблиці 6.1.
- 8 Обчислити питомий заряд електрона за табличним значенням e і m , і порівняти з результатами вимірів.

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

- 1 Приєднати до виводів обмотки соленоїда на передній панелі осцилографа джерело живлення, амперметр реостат відповідно до правої частини схеми на (див. рис. 6.4).
- 2 З таблиці параметрів на установці перенести до таблиці 6.3 значення прискорюючої напруги, кількість витків на одиницю довжини соленоїда і відстані від точки відхилення електронного пучка до екрана електронно-променевої трубки L . Записати у таблиці 6.3 значення магнітної постійної μ_0 .

Таблиця 6.3

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

- 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 у таблиці 6.4 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 у

таблиці 6.4 друге значення сили струму I і кроку гвинтової лінії $h=L/2$.

Таблиця 6.4

<i>№</i>	<i>I, А</i>	<i>h, м</i>	<i>e/m, Кл/кг</i>	<i>Δe/m</i>
1				
2				
3				
<i>Сер.</i>				

- 8 Продовжити збільшення сили струму в соленоїді поки лінія на екрані не перетвориться знову в точку. Записати в табл. 6.4 третє значення сили струму I і кроку гвинтової лінії $h=L/3$.
- 9 За формулою (6.14) обчислити три значення питомого заряду електрона і записати у таблиці 6.4.
- 10 Визначити середнє значення питомого заряду електрона, абсолютні похибки окремих вимірів, середню абсолютну і відносну похибки. Записати кінцевий результат у стандартній формі.

6.4 Контрольні питання

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

ПОБУДОВА КРИВОЇ НАМАГНІЧУВАННЯ ЗАЛІЗА

Мета роботи: ознайомитися з теорією намагнічування речовини, одержати криву намагнічування заліза $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ і криву залежності відносної магнітної проникності від напруженості магнітного поля $\mu = f(\mathbf{H})$.

7.1 Короткі теоретичні відомості

При внесенні в зовнішнє магнітне поле напруженістю $\vec{H}$ будь-яких речовин, вони намагнічуються, тобто набувають здатність створювати власне магнітне поле, що накладається на зовнішнє поле. Причина намагнічування полягає в тому, що у всіх речовинах існують кругові струми, що замикаються в межах кожного атома (молекулярні струми). Їхні магнітні властивості, як і магнітні властивості тіла в цілому, описуються за допомогою вектора магнітного моменту.

Для плоского замкнутого контуру, по якому тече струм сили I , вектор магнітного моменту

$$\vec{P}_m = IS\vec{n}, \quad (7.1)$$

де S - площа, обмежена контуром; $\vec{n}$ - одиничний вектор нормалі до контуру, напрямком якого зв'язано з напрямком струму в контурі правилом правого гвинта (рис. 7.1).

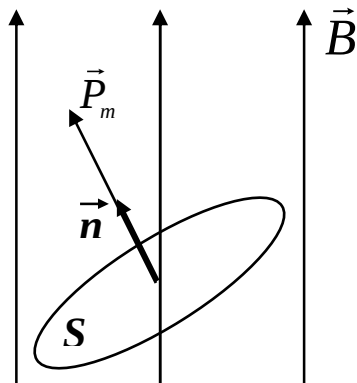


Рисунок 7.1

На контур зі струмом в однорідному магнітному полі діє обертаючий момент сил

$$\vec{M} = [\vec{P}_m, \vec{B}], \quad (7.2)$$

де $\vec{P}_m$ - вектор магнітного моменту контуру зі струмом; $\vec{B}$ - вектор індукції магнітного поля. Обертаючий момент $\vec{M}$ прагне привести контур зі струмом у положення стійкої рівноваги, при якому вектор $\vec{P}_m$ співпадає з напрямком вектора $\vec{B}$, і потенційна енергія мінімальна:

$$W_p = -\vec{P}_m \cdot \vec{B} \quad (7.3)$$

У зовнішньому магнітному полі відбувається упорядкування молекулярних струмів речовини, у результаті якого його сумарний магнітний момент стає відмінним від нуля. Ступінь намагнічування речовини характеризується векторною величиною - намагніченістю:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}, \quad (7.4)$$

де ΔV - макроскопічний малий обсяг речовини, у якому укладено N атомів. $\vec{P}_m$ - магнітний момент i -го атома, рівний сумарному магнітному моменту всіх електронів в атомі. Намагніченість речовини пропорційна напруженості зовнішнього магнітного поля $\vec{H}$:

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H}, \quad (7.5)$$

де χ - коефіцієнт пропорційності, безрозмірна величина, названа магнітною сприйнятливістю речовини.

Упорядкування молекулярних струмів речовини, що знаходиться в зовнішньому магнітному полі, приводить до виникнення власного магнітного поля з індукцією $\vec{B}'$. Таким чином, індукція результуючого магнітного поля $\vec{B}$ в макроскопічному малому обсязі речовини

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (7.6)$$

де $\vec{B}_0$ і $\vec{B}'$ - індукції зовнішнього магнітного поля і сумарного магнітного поля молекулярних струмів. Індукція магнітного поля в речовині зв'язана з напруженістю зовнішнього магнітного поля:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}, \quad (7.7)$$

де μ - магнітна проникність середовища (речовини), що зв'язана з магнітною сприйнятливістю χ співвідношенням:

$$\mu = 1 + \chi. \quad (7.8)$$

За магнітними властивостями речовини розділяються на діамагнетиків ($\mu < 1$, $\chi < 0$), парамагнетиків ($\mu > 1$, $\chi > 0$) і феромагнетиків ($\mu \gg 1$, $\chi \gg 1$). Діамагнетики - речовини, у яких власний магнітний момент усіх електронів атома під час відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнює нулю. При

внесенні такої речовини в магнітне поле магнітний момент кожного електрона в атомі (молекулярного струму) випробує дію обертаючого моменту $\vec{M}$. Ця дія змінює рух електрона таким чином, що орбіта його і магнітний момент $\vec{P}_m$ починають здійснювати процесію навколо напрямку вектора магнітної індукції $\vec{B}$ (вектор $\vec{P}$ при русі утворить конус, віссю якого є вектор $\vec{B}$ (рис. 7.2)). Додатковий рух електрона приводить до виникнення індукованого магнітного моменту $\vec{P}_m'$, завжди спрямованого протилежно магнітній індукції $\vec{B}$. Такий магнітний момент здобувають усі атоми речовини, у результаті діамagnetик намагнічується проти зовнішнього магнітного поля, зменшуючи його.

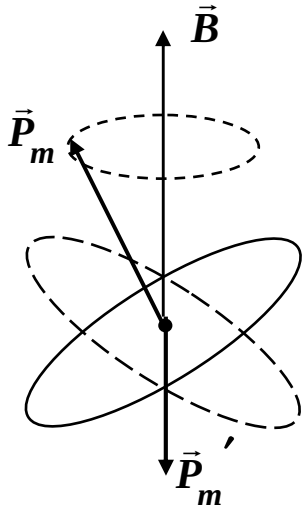


Рисунок 7.2

У парамагнетиках сумарний магнітний момент атома під час відсутності зовнішнього поля не дорівнює нулю. Але в результаті теплового руху і викликаних ним зіткнень між атомами магнітні моменти атомів орієнтовані в просторі зовсім безладно і речовина виявляється не намагніченою ($\vec{J} = 0$). При внесенні парамагнітної речовини в магнітне поле поворот магнітного моменту атома у напрямку поля в результаті зіткнення стає більш ймовірним, чим проти поля. Причина цього - мінімальність потенційної енергії при взаємодії магнітного моменту з полем, коли момент орієнтований уздовж поля (див. формулу 7.3). Кількість атомів, магнітні моменти яких спрямовані уздовж поля, починає перевищувати кількість атомів із протилежним магнітним моментом, а сумарний магнітний момент всіх атомів виявляється не дорівняним нулю і спрямованим уздовж поля. При цьому він на порядок перевищує протилежно спрямований магнітний момент, що виникає через прецесійний рух всіх електронів речовини. У результаті парамагнетик намагнічується уздовж поля, збільшуючи його.

Феромагнетики - тверді речовини, що можуть мати намагніченість при відсутності зовнішнього магнітного поля (залишкова індукція феромагнетика). Необхідною ознакою феромагнетиків є існування постійних, що не залежать від

зовнішнього поля, спінових чи орбітальних магнітних моментів електронних оболонок атомів, з яких складаються ці речовини.

Залежність від напруженості зовнішнього магнітного поля намагніченості $J=f(H)$ і магнітної індукції $B=f(H)$ для феромагнетиків має складний характер. На рисунку 7.3 показано, який вид має ця залежність для не намагніченого феромагнітного зразка (основна чи нульова крива намагнічування).

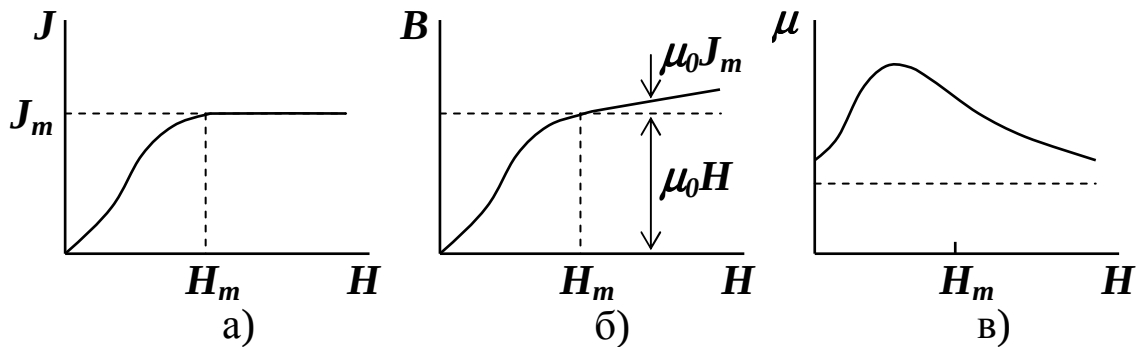


Рисунок 7.3

При деякій напруженості зовнішнього магнітного поля H_m намагніченість досягає насичення J_m , причому насичення настає в слабких магнітних полях. Основна крива намагнічування в координатах B і H наведена на рисунку 7.3,б.

Феромагнетики не можуть характеризуватися такими постійними величинами як χ і μ . Це пояснюється нелінійною залежністю J від H і B від H для феромагнетиків, а тому χ і μ залежать від напруженості зовнішнього магнітного поля. На рисунку 7.3,в наведена типова для феромагнетиків залежність μ від H . При $H=0$ магнітна проникність більше одиниці, це, так називана, початкова проникність. Зі збільшенням H функція $\mu(H)$ збільшується і досягає максимуму, а потім у сильних магнітних полях, коли досягнутий стан насичення, величина знову прагне до одиниці.

Залежність B від H і J від H крім нелінійності характеризується також неоднозначністю. Ця неоднозначність зветься магнітним гістерезисом і виявляється в тім, що магнітні властивості феромагнетика залежать від тих магнітних взаємодій, у яких він брав участь раніше. На рисунку 7.4 крива 0-1 відповідає намагнічуванню до насичення (точка 1 - вершина петлі гістерезиса) початково не намагніченого феромагнетика.

Якщо потім зменшувати зовнішнє магнітне поле H , то індукція B

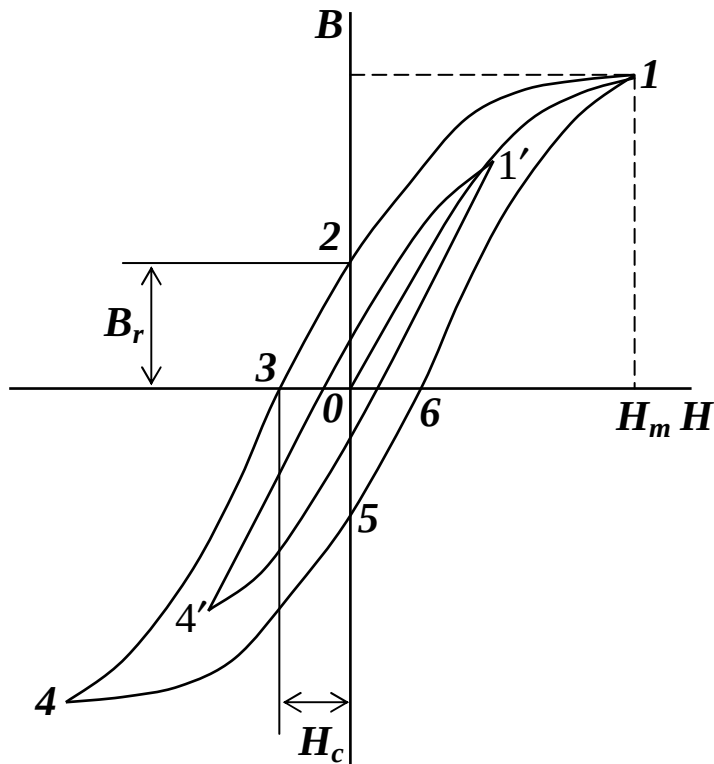


Рисунок 7.4

називається коерцитивною силою (точка 3). Якщо поле зворотного знаку і далі збільшувати, то намагніченість феромагнетика знову досягне насичення (точка 4). При подальшому зменшенні зворотного поля, а потім зміні його напрямку магнітна індукція B буде мінятися і її значення будуть відповідати іншій кривій - 4-5-6-1. Таким чином, при дії на феромагнетик перемінним магнітним полем індукція B в речовині змінюється, впливаючою замкнутою кривою 1-2-3-4-5-6-1. Ця крива називається петлею гістерезиса. Початкова і максимальна магнітні проникності, а також залишкова індукція B_r і коерцитивна сила H_c є основними характеристиками речовини феромагнетика. Ці характеристики залежать від хімічного складу і внутрішньої будови речовини.

Зміна напруженості зовнішнього поля H в межах, що не забезпечують насичення ($H < H_m$), веде до виникнення не максимальної петлі гістерезиса. Вона буде лежати усередині максимальної петлі і зватися частним циклом (див. рис. 7.4, крива 1-4-1'). При цьому вершина петлі гістерезиса - точка 1 буде завжди на основній (нульовій) кривій намагнічування 0-1.

Магнітні властивості феромагнетиків визначаються наявністю між електронами сусідніх атомів так називаної обмінної

поля у феромагнетиках буде набувати значення відповідно до кривої 1-2. При $H=0$ намагніченість не зникне, магнітне поле зразка характеризується індукцією B_r , що називають залишковою індукцією (їй відповідає остаточна намагніченість J_m). Для знищення залишкової індукції речовини і повного розмагнічування зразка необхідно помістити його в зовнішнє поле зворотного знака з напруженістю H_c , що

взаємодії, що має особливу квантово-механічну природу. Ця взаємодія виникає при накладенні один на одного електронних оболонок атомів і змушує магнітні моменти всіх атомів орієнтуватися в одному напрямку. У феромагнетику великого

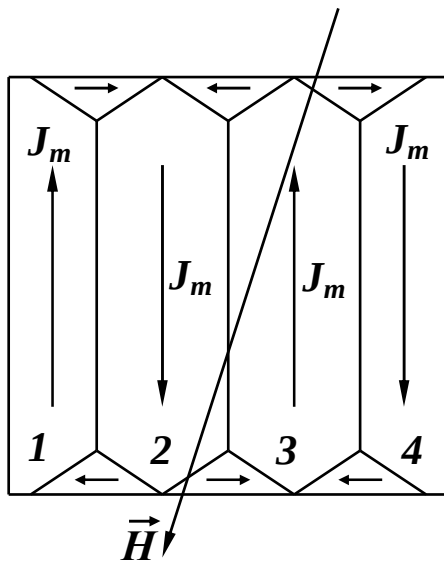


Рисунок 7.5

обсягу утворюються області мимовільного (спонтанного) намагнічування - домени, розміри доменів від 1 до 10 мкм. Феромагнетик у межах домена намагнічений до насичення J_m , тобто магнітні моменти всіх атомів мають один напрямок. У ненамагніченому стані, напрямки намагніченості сусідніх доменів протилежні, так що сумарний магнітний момент зразка дорівнює нулю (рис. 7.5).

Результуючі магнітні моменти сусідніх доменів зорієнтовані так, що утворюють замкнуте магнітне поле, енергія якого мінімальна. При намагнічуванні і перемагнічуванні феромагнетику в зовнішньому магнітному полі H відбуваються два процеси. Спочатку зростають домени, намагніченості яких J_m складають невеликий кут з полем H (домени 2 і 4 на Рис. 7.5). Зростання відбувається за рахунок тих доменів, у яких цей кут великий (домени 1 і 3). Це явище називається процесом зсуву, у слабких магнітних полях він є оборотним. Процес зсуву веде до зменшення енергії феромагнетику в зовнішньому магнітному полі, тому він енергетично вигідний. При подальшому збільшенні напруженості магнітного поля відбувається орієнтація векторів спонтанної намагніченості доменів J_m у напрямку зовнішнього поля. При цьому магнітні моменти атомів у межах домена повертаються одночасно, без порушення паралельності один одному. Це називається процесом обертання. Процес обертання доменів необоротний і служить причиною виникнення гістерезиса. Необоротність процесу намагнічування зв'язана також з "затримкою" у зсуві меж між доменами, що викликається різними перекручуваннями кристалічних ґрат (включення, неоднорідності, внутрішні напруження і тощо.).

7.2 Опис установки і методу вимірів

На рисунку 7.6 зображена електрична схема установки. Досліджуваною речовиною є залізо, з якого виготовлений сердечник тороїда T . Первинна обмотка тороїда має N_1 витків і з'єднується через двополісний перемикач Π з джерелом постійного струму E . Струм, створюваний в обмотці N_1 , регулюється реостатом R і вимірюється амперметром A . Вторинна обмотка тороїда має N_2 витків і з'єднується з балістичним гальванометром G .

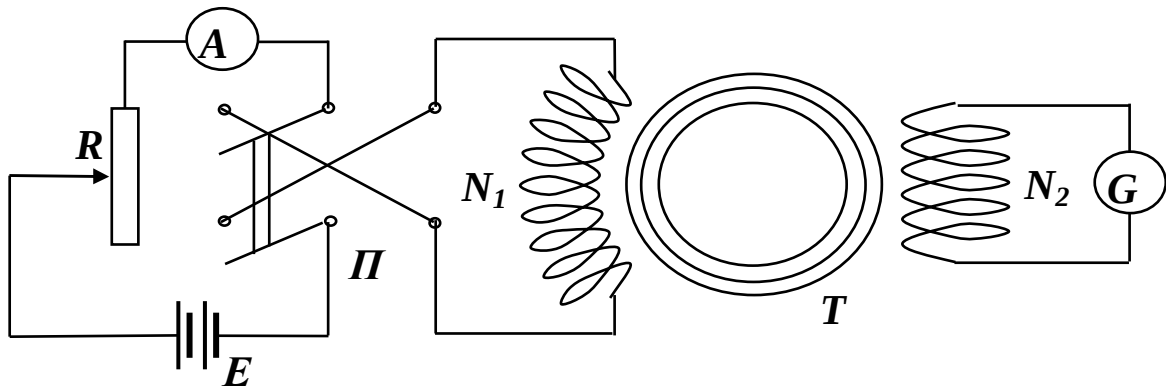


Рисунок 7.6

Зовнішнє магнітне поле напруженістю H усередині тороїда створюється струмом I_1 у первинній обмотці, причому

$$H = I_1 \frac{N_1}{L} = I_1 n_1, \quad (7.9)$$

де L - довжина осьової лінії тороїда; n_1 - кількість витків первинної обмотки, що приходить на одиницю довжини тороїда.

Для виміру індукції магнітного поля B у сердечнику тороїда використовується балістичний метод, що полягає в зміні за допомогою перемикача Π напрямку струму I_1 і вимірі супроводжуючого цю зміну відхилення „зайчика” гальванометра. Магнітний потік, що проходить через вторинну обмотку,

$$\Phi = BS \cos(\vec{B} \cdot \vec{n}) N_2, \quad (7.10)$$

де S - площа поперечного перерізу сердечника тороїда. Вектор магнітної індукції $\vec{B}$, спрямований у кожній точці за дотичною до осьової лінії тороїда і перпендикулярно до площини витка, тому у формулі (4.10) $\cos(\vec{B} \wedge \vec{n}) = 1$. При зміні напрямку струму в

первинній обмотці змінюється на протилежний напрямок вектора $\vec{B}$, тоді знак магнітного потоку $\vec{\Phi}$ теж змінюється.

У цьому випадку зміна магнітного потоку через вторинну обмотку:

$$\Delta\Phi_2 = 2\Phi_2 = 2BS_2N_2. \quad (7.11)$$

Зміна магнітного поля в тороїді приводить до появи е.р.с. індукції й електричного струму у вторинній обмотці. Короткочасний імпульс струму фіксується балістичним гальванометром - перше, максимальне відхилення його „зайчика” пропорційно величині заряду q , що пройшов через гальванометр:

$$q = \beta \cdot a, \quad (7.12)$$

де β - балістична стала гальванометра, a - максимальне відхилення зайчика гальванометра. Величина заряду q з визначення сили струму ($I = dq/dt$) і закону Ома для замкнутого кола ($I = \mathcal{E}/R$) може бути виражена через $\mathcal{E}_{ind}$:

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

де R - повний опір кола вторинної обмотки і гальванометра. Використавши закон Фарадея для електромагнітної індукції, знайдемо

$$q = \frac{1}{R} \int d\Phi_2 = \frac{1}{R} \cdot \Delta\Phi_2 = \frac{2BSN_2}{R}. \quad (7.13)$$

Порівняння формул (7.12) і (7.13) дозволяє визначити величину магнітної індукції:

$$B = \frac{\beta \cdot R}{2SN_2} a = Ca, \quad (7.14)$$

де C - постійна величина,

$$C = \frac{\beta \cdot R}{2SN_2} \quad (7.15)$$

7.3 Порядок виконання роботи

- 1 Записати у таблицю 7.1 паспортні дані установки.

Таблиця 7.1

β , Кл/под.	R , Ом	S , м ²	L , м	N_1	N_2	C Тл/под.

- 2 Зібрати установку за схемою, зображеної на рисунку 7.6, (реостат R і двополюсний перемикач Π можуть бути вмонтовані у корпус установки). Після перевірки електричного ланцюга викладачем підключити джерело постійної напруги E . Включити освітлювач гальванометра й установити „зайчик” на нулі шкали.
- 3 Замкнути перемикачем Π коло первинної обмотки і за допомогою реостата R установити струм $I_1 = 0,5$ А. Кілька разів перемикачем Π змінити напрямок струму в ланцюзі для того, щоб створити стійке намагнічування в залізі.
- 4 Дочекавшись установки „зайчика” на нулі шкали, швидким переключенням двополюсного перемикача Π змінити напрямок струму в первинній обмотці, помітити величину максимального відхилення „зайчика” гальванометра a , виразивши її серед найменших розподілів шкали.
- 5 Збільшуючи струм у первинній обмотці на 0,1 А, повторювати для кожного значення струму виміру, описані в п.п. 3, 4. Максимальне значення струму, при якому варто проводити виміри, - 1,5 А. Результати усіх вимірів записати у таблицю 7.2.

Таблиця 7.2

I_1 , А	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5
a , под.											
H , А/м											
B , Тл											
μ											

7.4 Обробка результатів вимірювань

- 1 Для всіх значень I_1 обчислити за формулою (7.9) і занести до таблиці 7.2 напруженості магнітного поля H .
- 2 За формулою (7.15) обчислити і занести до таблиці 7.1 значення постійної C .
- 3 Для всіх значень I_1 обчислити за формулою (7.14) і занести до таблиці 7.2 величини магнітної індукції B .
- 4 Для всіх значень I_1 обчислити за формулою

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}, \quad (7.16)$$

де магнітна постійна $\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7}$ Тл м/А, магнітні проникності заліза і занести їх до таблиці 7.2.

- 5 За даними таблиці 7.2 побудувати криву намагнічування заліза - графік залежності магнітної індукції B від напруженості магнітного поля H .
- 6 За даними таблиці 7.2 побудувати графік залежності магнітної проникності заліза від напруженості магнітного поля H .

7.5 Контрольні питання

- 1 Сформулюйте визначення магнітного моменту контура зі струмом. Як визначається напрямок магнітного моменту?
- 2 Як поводить ся контур зі струмом у зовнішнім магнітному полі?
- 3 Сформулюйте визначення намагніченості і магнітної проникності речовини. Поясніть причину намагнічування речовини.
- 4 Що варто розуміти під магнітним полем у речовині?
- 5 Який зв'язок індукції і напруженості магнітного поля в речовині?
- 6 Як зв'язані магнітна проникність і магнітна сприйнятливості речовини?
- 7 За якими ознаками речовини поділяють на діа-, пара-, феромагнетики?
- 8 Поясніть природу діамагнетизму.
- 9 Поясніть природу пара- і феромагнетизму.
- 10 Який вид повинна мати крива намагнічування феромагнетика і парамагнетика? Який вид повинна мати залежність $\mu = f(H)$ для феромагнетика і парамагнетика?

8 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 46

СПОСТЕРЕЖЕННЯ ПЕТЛІ ГІСТЕРЕЗИСА І ПОБУДОВА КРИВОЇ НАМАГНІЧУВАННЯ ЗАЛІЗА ЗА ДОПОМОГОЮ ОСЦИЛЛОГРАФА

Мета роботи: - одержати на екрані осцилографа сімейство петель гістерезиса, побудувати криву намагнічування заліза і графік залежності відносної магнітної проникності μ від напруженості магнітного поля H .

Короткі теоретичні відомості

Якщо ця робота виконується раніше лабораторної роботи №45, варто спочатку вивчити короткі теоретичні відомості з лабораторної роботи №45 даного методичного посібника.

Електронний осцилограф призначений для дослідження швидкозмінних електричних процесів. За його допомогою можна вимірювати силу струму і напруги, зміну їх у часі, зсув фаз їхніх коливань, порівнювати частоти й амплітуди різних змінних напруг. Крім того, осцилограф за допомогою відповідних перетворювачів дозволяє досліджувати неелектричні процеси, наприклад, вимірювати малі проміжки часу, короткочасні тиски, тощо.

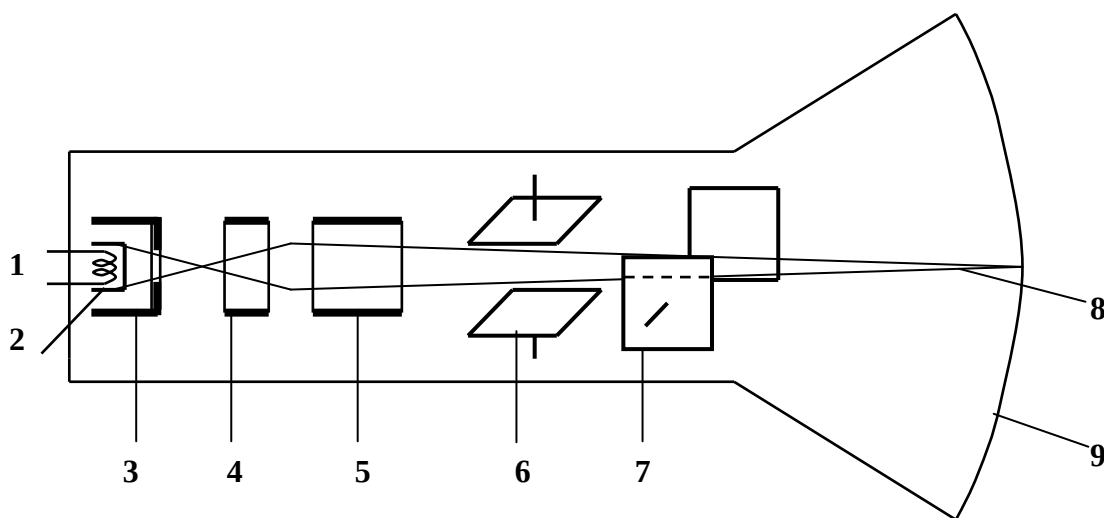


Рисунок 8.1

Основною частиною осцилографа є електронно-променева трубка (Рис. 8.1), що представляє собою скляний балон, з якого видаляється 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 рівнобіжних пластин 6 і 7 служать для відхилення електронного пучка у вертикальному і горизонтальному напрямках. Електронна гармата містить як джерело електронів катод 2, що розжарюється спіраллю 1. Циліндричний електрод з отвором 3 виділяє вузький пучок електронів. На нього подається негативний щодо катода потенціал, змінюючи величину якого можна регулювати число електронів у пучку і яскравість плями на екрані. Тому електрод 3 називається керуючим. На пустотілій циліндричний анод 5 подається великий позитивний потенціал, що прискорює електрони, анод називається прискорювальним. Другий анод 4 має більш низький потенціал, ніж анод 5. Він утворює електричне поле, яке фокусує електронний пучок на екрані і називається фокусним. Потенціали на всіх електродах надаються блоком живлення осцилографа і регулюються за допомогою ручок на передній панелі приладу. Якщо на пари горизонтально розташованих паралельних пластин 6 подати напругу U_Y , між ними виникне електричне поле, дія якого відхилить електронний пучок. У результаті світна точка на екрані зміститься у вертикальному напрямку, величина зсуву пропорційна U_Y . Якщо подавана напруга, залежить від часу за законом $U_Y(t)$, цим же законом буде описуватися рух світної точки у вертикальному напрямку. В осцилографі передбачене посилення змінної напруги $U_Y(t)$ спеціальним підсилювачем, величина посилення регулюється відповідною ручкою. Передбачене також ослаблення поданого на вхід осцилографа сигналу дільником. Вертикально розташовані паралельні пластини 7 дозволяють при подачі на них напруги U_X зміщати положення світної точки на екрані в горизонтальному напрямку. Залежність напруги від часу $U_X(t)$ буде задавати закон руху світної точки в горизонтальному напрямку. Напруга $U_X(t)$ може подаватися на осцилограф через вхід X і підсилюватися спеціальним підсилювачем. Регулювання посилення виробляється ручкою "Синхронізація". У цьому випадку рух світної точки по екрані є сума вертикального і горизонтального рухів.

В осцилографі є релаксаційний генератор, названий генератором розгорнення. Він виробляє пилкоподібну напругу (Рис. 8.2), що подається на горизонтальні відхилені пластини.

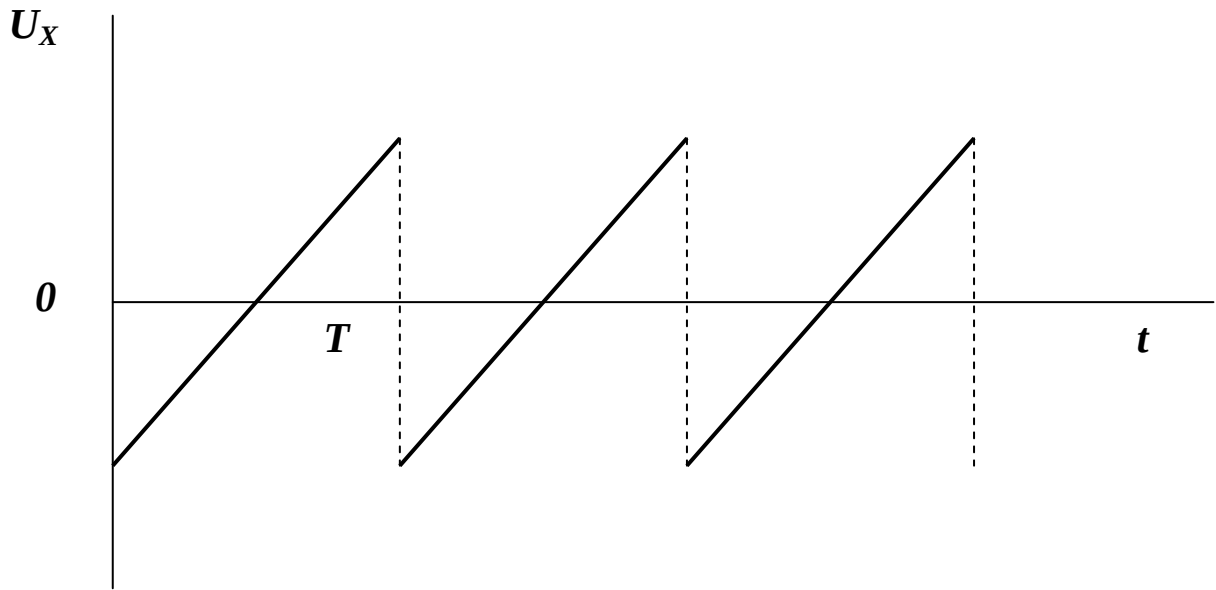


Рисунок 8.2

При такій залежності $U_X(t)$ у межах одного періоду T на екрані виникає графік залежності $U_Y(t)$. Якщо залежність $U_Y(t)$ періодична і період її збігається з T , графік буде нерухомий, при розбіжності періодів він буде переміщатися уздовж горизонтальної осі. Графік залежності $U_Y(t)$ спостерігається у вигляді безперервної лінії при частоті розгорнення $\nu = 1/T > 20$ Гц. При менших частотах по екрані буде рухатися світна точка.

Для вивчення коротких імпульсів передбачена робота осцилографа в режимі розгорнення, що чекає, із синхронізацією досліджуваного сигналу. У такому режимі генератор, який надає напругу U_X , що лінійно залежить від часу, включається з надходженням на вхід осцилографа імпульсу U_Y . На екрані з'являється графік залежності від часу напруги в імпульсі $U_Y(t)$. Процес узгодження роботи генератора розгорнення з надходженням до осцилографа сигналу називається синхронізацією.

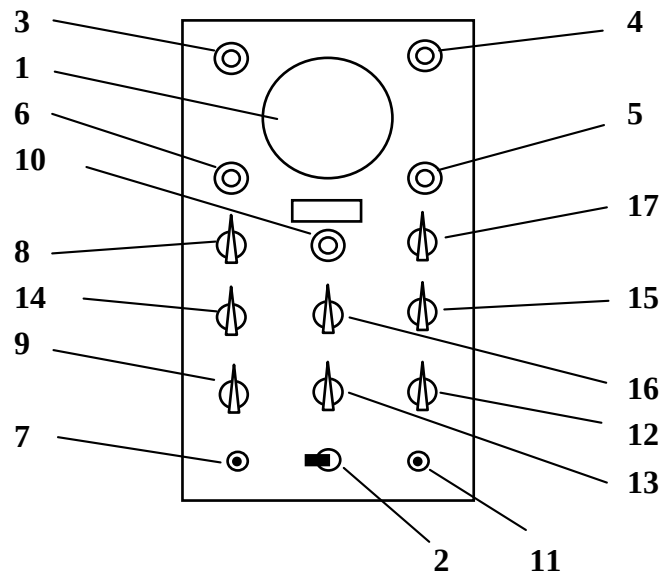


Рисунок 8.3

На рисунку 8.3 зображена лицьова панель осцилографа з усіма органами керування: 1 - екран; 2 - тумблер, що вмикає напругу; 3 - регулятор яскравості; 4 - регулятор фокусування електронного пучка; 5 - зсув по X ; 6 - зсув по Y (обертання ручок 5 і 6 дозволяє зміщати зображення на екрані в горизонтальному і вертикальному напрямках); 7 - вхід Y , місце підключення досліджуваної напруги $U_Y(t)$; 8 - регулятор посилення досліджуваної напруги $U_Y(t)$, дозволяє регулювати також вертикальний розмір зображення на екрані; 9 - ручка дільника, що дозволяє послабити досліджувану напругу $U_Y(t)$ у пропорції, зазначеної на шкалі, застосовується, якщо неможливо установити за допомогою регулятора 8 вертикальний розмір зображення в межах екрана (установка 8 у положення "калібр" викликає появу на екрані смужки, що відміряє відоме значення напруги U_Y); 10 - ручка, що регулює довжину смужки при роботі в режимі "калібр" (відповідне цій довжині значення напруги зчитується зі шкали, розташованої над ручкою 10, у такий спосіб виробляється калібрування амплітуди, - тобто визначення її величини); 11 - вхід X , місце підключення напруги $U_X(t)$, яких можна подати на горизонтальні відхилені пластини; 12 - ручка "Синхронізація", що регулює посилення поданого на горизонтальні пластини напруги, $U_X(t)$ і горизонтальний розмір зображення на екрані; 13 - перемикач "Рід роботи", що задає режим роботи генератора розгорнення - безперервного або чекаючого розгорнення, (положення перемикача "підсилити" дозволяє подати на

горизонтальні пластини, напругу з входу X); 14 - перемикач "Рід синхронізації", що встановлює синхронізацію з досліджуваним сигналом (положення "внутр."), із мережевою напругою, із зовнішнім сигналом, поданим на вхід X ; 15 - перемикач "Розгорнення", визначає діапазон частот пилоподібної напруги, наданого генератором розгорнення; 16 - регулятор, що дозволяє змінювати частоту плавно в межах встановленого діапазону, з його допомогою домагаються збігу частоти пилоподібної напруги $U_X(t)$ з частотою досліджуваного сигналу; 17 - перемикач "Мітки", що дозволяє розділити за допомогою світних міток горизонтальну довжину графіка на відрізки, що відповідають заданому проміжку часу.

Опис установки і методу вимірів

На рисунку 8.4 зображена електрична схема установки. Досліджуваною речовиною є сталь, з якого виготовлений сердечник тороїда T . Первинна обмотка тороїда має N_1 витків.

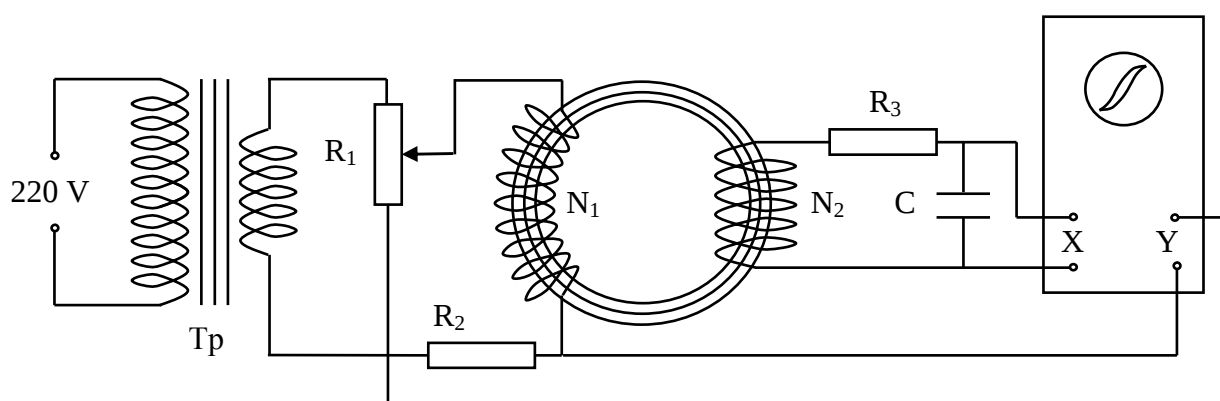


Рисунок 8.4

По ній тече струм I , що створюється у вторинній обмотці трансформатора T_p і регулюється потенціометром R_1 . Первинна обмотка трансформатора живиться від мережі змінного струму напругою 220 В, що змінюється за гармонійним законом з частотою 50 Гц. За таким самим гармонійним законом змінюється сила струму $I_1(t)$ у первинній обмотці тороїда. Цей струм створює в сердечнику тороїда магнітне поле, напруженість якого

$$H(t) = \frac{N_1}{L} I_1(t) = n_1 I_1(t), \quad (8.1)$$

де L - довжина осьової лінії тороїда; n_1 - кількість витків первинної обмотки, що приходить на одиницю довжини тороїда. З резистора R_2 знімається напруга $U_X(t) = R_2 I(t) = (R_2/n_1) H(t)$, що подається на вхід "X" осцилографа. Горизонтальне відхилення світної точки на екрані осцилографа (позначимо його X) буде пропорційно поданій напрузі:

$$X(t) = \frac{1}{a_X} U_X(t) = \frac{R_2}{a_X n_1} H(t), \quad (8.2)$$

де a_X - постійна величина, рівна напрузі, що викликає відхилення світної точки на екрані уздовж осі OX на 1 мм.

У результаті намагнічування стали, з якої зроблений сердечник тороїда, він починає створювати магнітне поле, індукція його $B(t) = \mu\mu_0 H(t)$. Це викликає появу залежних від часу магнітного потоку через витки вторинної (вимірювальної) обмотки, число яких N_2 . Величина потоку

$$\Phi_2(t) = N_2 S B(t), \quad (8.3)$$

де S - площа поперечного переріза сердечника тороїда. За законом Фарадея у вторинній обмотці виникає е.р.с. індукції

$$\varepsilon_2(t) = -\frac{d\Phi_2}{dt} = N_2 S \frac{dB}{dt}. \quad (8.4)$$

Ця е.р.с. викликає струм $I_2(t) = \varepsilon_2(t)/R_3$ у ланцюзі, що складається з вторинної обмотки N_2 , конденсатора C і резистора R_3 . Сила струму зв'язана з зарядом q на обкладках конденсатора співвідношенням $I_2(t) = dq/dt$, звідки:

$$q(t) = \int I_2 dt = \int \frac{\varepsilon_2}{R_3} dt = \frac{N_2 S}{R_3} \int \frac{dB}{dt} dt = \frac{N_2 S}{R_3} B(t).$$

З конденсатора знімається напруга U_Y , що подається на вхід "Y" осцилографа. Величина цієї напруги

$$U_Y(t) = \frac{q(t)}{C} = \frac{N_2 S}{CR_3} B(t), \quad (8.5)$$

де C - ємність конденсатора. Вона викликає відхилення світної точки на екрані осцилографа у вертикальному напрямку, величина якого:

$$Y(t) = \frac{1}{a_Y} U_Y(t) = \frac{N_2 S}{a_Y CR_3} B(t), \quad (8.6)$$

де a_Y - постійна величина, рівна напрузі, що викликає відхилення світної точки на екрані уздовж осі ОУ на 1 мм.

Одночасний зсув світної точки уздовж осі ОХ, пропорційний значенню напруженості магнітного поля H , і уздовж осі ОУ, пропорційний магнітній індукції B , приведе до появи на екрані осцилографа графік залежності $B=f(H)$, тобто петлі гістерезиса (див. рис. 7.4). Для побудови основної кривої намагнічування (Рис. 7.3,б) необхідно одержати на екрані осцилографа сімейство петель гістерезиса, вершини яких будуть лежати на кривій намагнічування 0 - 1 - 1 (див. рис. 7.4). Сімейство петель можна одержати змінюючи амплітудне значення сили струму $I_1(t)=I_m \cos(\omega t + \varphi_0)$ за допомогою змінного опору R_1' у ланцюзі первинної обмотки тороїда.

Для успішного виконання роботи уважно ознайомтеся з описом електронного осцилографа (підрозділ 8.1) і методикою визначення амплітудного значення досліджуваної осцилографом напруги (підрозділ 8.3). Амплітудні значення напруг U_X і U_Y необхідно вимірити для того, щоб обчислити коефіцієнти a_X і a_Y . Формули для їхнього обчислення наведено нижче (див. підрозділ 8.4).

Таким чином, задаючи максимальне відхилення світної точки в горизонтальному напрямку X (координати вершин сімейства петель гістерезиса), можемо визначити відповідні їм значення напруженості зовнішнього магнітного поля H з формули (8.2)

$$H=K_X X, \quad (8.7)$$

де

$$K_X = \frac{a_X n_1}{R_2}. \quad (8.8)$$

Вимірюючи отримані максимальні значення відхилення світної точки на екрані осцилографа у вертикальному напрямку Y (координати вершин сімейства петель гістерезиса) можемо визначити з формули (8.6) значення магнітної індукції

$$B=K_Y \cdot Y, \quad (8.9)$$

де

$$K_Y = \frac{a_Y R_3 C}{S \cdot N_2}. \quad (8.10)$$

Величини K_X і K_Y будуть відповідати масштабам при відкладанні значень B і H на осях координат.

8.3 Порядок виконання роботи

- 1) На лицьовій панелі осцилографа установити наступні значення перемикачів:
Дільник - 1:10 або за указівкою викладача;
Рід роботи - "підсилити";
Рід синхронізації - "зовнішн.";
Включити осцилограф і прогріти його 2 - 3 хв до появи на екрані світлої плями. Регулятором "Фокус" сфокусувати пляму в точку, регулятором "Яскравість" установити помірну яскравість точки.
- 2) За допомогою кабелів з'єднати вихідні клеми установки з входами X і Y осцилографа. Включити установку і перевести ручку регулятора R_1 у крайнє ліве положення.
- 3) Регуляторами "Зсув X " і "Зсув Y " перевести світлу точку в центр координатної сітки, нанесеної на екран осцилографа.
- 4) Ручку регулятора R_1 установки перевести у крайнє праве положення. За допомогою регуляторів осцилографа "Підсилення" і "Синхронізація" домогтися, щоб на екрані була правильна за формою петля гістерезиса, вершини якої повинні знаходитися в першій і третій чвертях екрану з координатами (20, 20) і (-20, -20) мм. Потім знову перевести регулятор R_1 у нульове положення і простежити стягування петлі у точку.
- 5) За допомогою регулятора R_1 домогтися, щоб координата X вершини петлі гістерезиса була рівна 2 мм. Помітити відповідне їй значення координати Y і записати у таблицю 8.1.

Таблиця 8.1

$X, \text{мм}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$H, \text{А/м}$										
$Y, \text{мм}$										
$B, \text{Тл}$										
μ										

- 6) За допомогою регулятора R_1 збільшувати координату X вершини петлі гістерезиса на 2 мм до максимального значення 20 мм. Вимірити і занести в табл. 8.1 координати Y , що відповідають кожному значенню X .
- 7) Після завершення вимірів залишити ручку регулятора R_1 у крайньому правому положенні. Перемикач "Дільник" перевести в положення "калібр.". Регулятором "Калібрування амплітуди" установити довжину вертикальної мітки, що з'явиться на екрані - 40 мм. При цьому не можна торкатися регулятор "Посилення". За шкалою, розташованою над регулятором "Калібрування амплітуди", установити значення напруги U_Y , що відповідає відхиленню світної точки на 20 мм, записати його в табл. 8.2. При неможливості установити довжину вертикальної мітки 40 мм варто установити її 20 або 10 мм, а показання шкали помножити відповідно на 2 або 4.
- 8) Перемикач "Дільник" перевести в положення 1:10. Перенести кабель із входу X на вхід Y . За допомогою регулятора "Посилення" установити довжину вертикальної мітки 40 мм. Потім повторити дії, описані в п. 7, виміливши напругу U_X , що відповідає відхиленню світної точки на 20 мм. Записати його у таблицю 8.2

Таблиця 8.2

$U_Y, В$	$a_Y, В/мм$	$R_3, Ом$	N_2	$S, м^2$	$C, Ф$
$U_X, В$	$a_X, В/мм$	$R_2, Ом$	$n_1, м^{-1}$	$K_X, А/м·мм$	$K_Y, Тл/мм$

- 9) Переписати у таблицю 8.2 паспортні дані установки.

8.4 Обробка результатів вимірів

- 1) За формули $a_X = U_X/20$, $a_Y = U_Y/20$ обчислити і записати у таблиці 8.2 значення коефіцієнтів a_X і a_Y .
- 2) За формулою (8.8) обчислити і записати у таблиці 8.2 значення коефіцієнта K_X .
- 3) За формулою (8.10) обчислити і записати у таблиці 8.2 значення коефіцієнта K_Y .

- 4) За формулою (8.7) обчислити для всіх значень X і записати у таблиці 8.1 напруженості магнітного поля H .
- 5) За формулою (8.9) обчислити для всіх значень Y і записати у таблиці 8.1 величини магнітної індукції B .
- 6) За формулою $\mu = B/(\mu_0 H)$, де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Тл} \cdot \text{м/А}$ - магнітна стала, обчислити для всіх значень H магнітну проникність і записати у таблиці 8.1.
- 7) За даними таблиці 8.1 побудувати криву намагнічування стали - графік залежності магнітної індукції B від напруженості магнітного поля H .
- 8) За даними таблиці 8.1 побудувати графік залежності магнітної проникності сталі μ від напруженості магнітного поля H .

Контрольні питання

- 1 Дайте визначення феромагнетиків. Чим вони відрізняються від парамагнетиків?
- 2 Яким чином залежить намагніченість і магнітна індукція феромагнетика від напруженості магнітного поля? У чому розходження між цими графіками?
- 3 Укажіть характерні властивості залежності магнітної проникності від напруженості магнітного поля для феромагнетиків.
- 4 Намалюйте вид петлі гістерезиса. Який зміст має петля гістерезиса?
- 5 Що таке залишкова намагніченість феромагнетика? Укажіть її характерну точку на петлі гістерезиса.
- 8 Що таке коерцитивна сила речовини магнетика? Укажіть її характерну точку на петлі гістерезиса.
- 7 У чому полягає зміст доменної структури феромагнетика?
- 8 Чим порозумівається намагнічування в межах одного домена?
- 9 Як пояснити намагнічування феромагнітної речовини на основі доменної структури?
- 10 Чим визначається величина U_X , що подається на вхід X осцилографа?
- 11 Чим визначається величина U_Y , що подається на вхід Y осцилографа?
- 12 Який фізичний зміст мають постійні a_X і a_Y у даній роботі?

ВИЗНАЧЕННЯ ПРИСКОРЕННЯ ВІЛЬНОГО ПАДІННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ОБОРОТНОГО МАЯТНИКА

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

9.1 Короткі теоретичні відомості

Коливаннями називають процеси, що володіють тим або іншим ступенем повторюваності в 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 гармонійні коливання. Довільний періодичний процес може бути представлений як суперпозиція (накладення) гармонійних коливань. Гармонійними називають коливання, у яких характеристики процесу змінюються за гармонійним законом синуса або косинуса:

$$x = A \cos(\omega t + \alpha), \quad (9.1)$$

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 гармонійно коливається. За допомогою рівняння руху (9.1) можна визначити швидкість і прискорення коливної точки:

$$V_x = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \alpha) = -V_{max} \sin(\omega t + \alpha), \quad (9.2)$$

$$a_x = \frac{dV_x}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \alpha) = -a_{max} \cos(\omega t + \alpha), \quad (9.3)$$

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

Порівняння співвідношень (9.3) і (9.1) приводить до висновку, що

$$a_x = \frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x. \quad (9.4)$$

За другим законом Ньютона з урахуванням співвідношення (9.4) одержуємо, що матеріальна точка здійснює гармонійні коливання уздовж осі O_x , якщо проекція на неї рівнодіючої сили підкоряється закону

$$F_x = ma_x = -m\omega^2 x = -kx, \quad (9.5)$$

тобто законові пружних сил. Якщо проекція сили підкоряється законові (9.5), але за своєю природою сила не пружна, то її називають квазіпружною. Таким чином, гармонійні коливання виникають під дією пружних або квазіпружних сил. Величину $k = m\omega^2$ називають коефіцієнтом пружності (твердості).

Рівняння (9.5) є диференціальним рівнянням другого порядку, рішеннями якого є гармонійні функції (9.1), і тому його називають диференціальним рівнянням гармонійних коливань. У звичайній формі воно записується так:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega^2 x = 0, \quad \text{або} \quad \ddot{x} + \omega^2 x = 0. \quad (9.6)$$

Матеріальна точка масою m , що здійснює гармонійні коливання, має кінетичну і потенціальну енергії:

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

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

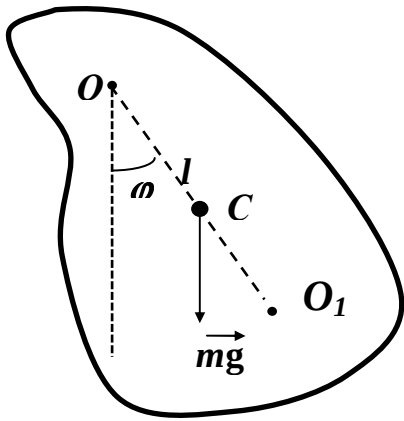


Рисунок 9.1

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

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

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 (рис. 9.1) - 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 mg 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:

$$J\ddot{\varphi} = -mgl \sin \varphi, \quad (9.7)$$

де $\ddot{\varphi} = \varepsilon$ - кутове прискорення маятника. При малих кутах відхилення φ маятника від положення рівноваги, коли $\sin \varphi \approx \varphi$ рівняння (9.7) набуває виду:

$$\ddot{\varphi} + \frac{mgl}{J} \varphi = 0, \quad \text{або} \quad \ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = 0, \quad (9.8)$$

де через ω^2 позначена наступна величина:

$$\omega^2 = \frac{mgl}{J}. \quad (9.9)$$

Рівняння (9.8) збігається з рівнянням гармонійних коливань (9.6) і його рішенням є функція

$$\varphi = \varphi_{\max} \cos(\omega t + \alpha), \quad (9.10)$$

де $\varphi_{\max}$ - амплітуда кута відхилення маятника, а α - початкова фаза коливань. Таким чином, при малих кутах відхилення фізичний

маятник здійснює гармонійні коливання (9.10) з частотою, обумовленою формулою (9.9), і періодом

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}}. \quad (9.11)$$

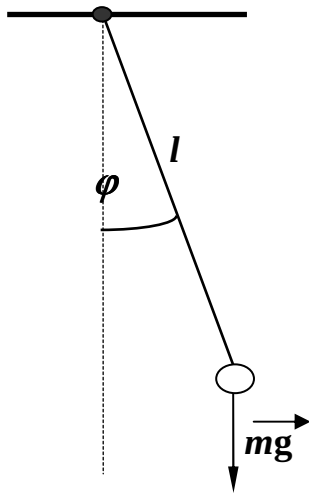


Рисунок 9.2

У випадку математичного маятника, що являє собою матеріальну точку, підвішену на невагомій нерозтяжній нитці (рис. 9.2), момент інерції $J = ml^2$, і формула для періоду коливань набуває виду

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (9.12)$$

де l - довжина маятника, а g - прискорення вільного падіння. Формули (9.11) і (9.12)

можна використовувати для визначення прискорення вільного падіння g .

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:

$$\vec{F} = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (9.13)$$

де m_1 , m_2 - маси матеріальних точок; $\vec{r}$ - радіус-вектор точки, наприклад 2, відносно точки 1 (рис. 9.3); r - модуль цього вектора, а $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ - гравітаційна стала.

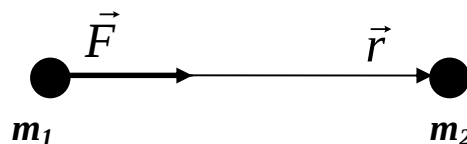


Рисунок 9.3

Формула (9.13) 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

$$F = G \frac{mM}{(R+h)^2}, \quad (9.14)$$

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:

$$g = \frac{F}{m} = G \frac{M}{(R+h)^2}. \quad (9.15)$$

Так як в більшості важливих випадків виконується умова $h \ll R$ ($R=6,4 \cdot 10^6$ м), у формулі (9.15) можна знехтувати h , і формула для g прийме вид

$$g = \frac{F}{m} = G \frac{M}{R^2}. \quad (9.16)$$

З формули (9.16) випливає, що прискорення вільного падіння не залежить від маси падаючого тіла, тобто для всіх тіл однакове.

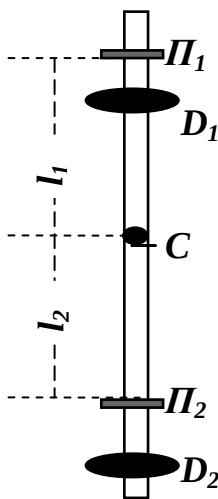


Рисунок 9.4

При виведенні формули (9.16) 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 $9,780 \text{ м/с}^2$ на екваторі і до $9,931 \text{ м/с}^2$ на полюсах. З огляду на все вищесказане, можна стверджувати, що прискорення вільного падіння для даної місцевості є величина постійна. Експериментальне визначення його значення є однієї з цілей даної роботи.

9.2 Опис методу вимірів

Метод виміру прискорення вільного падіння заснований на використанні залежності періоду T власних коливань фізичного маятника від прискорення вільного падіння g . Безпосереднє використання співвідношення (9.11) 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 (рис. 9.4), 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 (рис. 9.4) 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 (9.11) мають вигляд:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{J_1}{mgl_1}} \quad \text{і} \quad T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{J_2}{mgl_2}}, \quad (9.17)$$

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

$$J_1 = J_0 + ml_1^2 \quad \text{і} \quad J_2 = J_0 + ml_2^2, \quad (9.18)$$

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 (9.18) у формули періодів коливань (9.17) дає результат:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{J_0 + ml_1^2}{mgl_1}} \quad \text{і} \quad T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{J_0 + ml_2^2}{mg l_2}}. \quad (9.19)$$

Рішення системи рівнянь (9.19) відносно прискорення вільного падіння g дає розрахункову формулу

$$g = \frac{4\pi^2(l_1^2 - l_2^2)}{T_1^2 l_1 - T_2^2 l_2}, \quad (9.20)$$

в яку входять величини, що легко піддаються прямим вимірам.

9.3 Порядок виконання роботи

- 1) Зняти маятник і, зрівноваживши його на тригранній призмі, визначити положення його центра ваги. За допомогою вимірної лінійки визначити відстані l_1 і l_2 від центра ваги до точок підвісу (опорних призм). Результати вимірів занести у таблицю 9.1.

Таблиця 9.1

N_0	$l_1, м$	$l_2, м$	$t_1, с$	$\Delta t_1, с$	$t_2, с$	$\Delta t_2, с$
1						
2						
3						
<i>Середнє</i>						

- 2) Підготувати до роботи електронний секундомір.
- 3) Підвісити маятник на опорній призмі Π_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 у таблицю 9.1. Досвід повторити три рази.
- 5) Зняти запобіжник і, перевернувши маятник, підвісити його на опорній призмі Π_2 . Повторити дії п. 3. Результати вимірів часу t_2 занести у відповідні графи таблиці 9.1.

9.4 Обробка результатів вимірів

- 1) Визначити середні значення величин l_1, l_2, t_1, t_2 і занести їх у таблицю 9.1.
- 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 у таблицю 9.1.
- 3) Визначити періоди коливань маятника: $T_1 = \frac{t_1}{10}$ і

$$T_2 = \frac{t_2}{10}.$$

- 4) Визначити прискорення вільного падіння за формулою (9.20).
- 5) Обчислити абсолютні похибки періоду коливань:

$$\Delta T_1 = \frac{(\Delta t_1)_{\text{сер}}}{(t_1)_{\text{сер}}} T_1 \quad \text{і} \quad \Delta T_2 = \frac{(\Delta t_2)_{\text{сер}}}{(t_2)_{\text{сер}}} T_2.$$

Обчислити відносну похибку для прискорення вільного падіння:

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

Якщо значення π узяті з обчислювальної машини або калькулятора, то $\Delta \pi = 0$.

- 6) Обчислити абсолютну похибку визначення прискорення вільного падіння:

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

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

9.5 Контрольні питання

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

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА РЕЗОНАНСУ НАПРУГ В КОЛИВАЛЬНОМУ КОНТУРІ

Мета роботи: познайомитися з теорією вільних і змущених коливань у послідовному коливальному контурі, побудувати резонансні криві, визначити резонансну частоту, індуктивність, добротність, омичний і хвильовий опори контура.

10.1 Короткі теоретичні відомості

Найпростіший чи ідеальний коливальний контур складається з конденсатора електроємністю C і з'єднаної з ним послідовно котушки індуктивністю L (рис. 10.1). Вважається, що опір R ідеального контура дорівнює нулю. При включенні в контур зарядженого конденсатора він починає розряджатися за допомогою котушки. При цьому

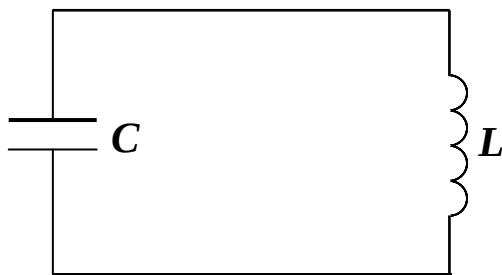


Рисунок 10.1

явище самоіндукції в котушці не дозволяє току миттєво досягти максимального значення. Збільшуючись поступово, струм досягає максимального значення в момент повної розрядки конденсатора. Надалі е.р.с. самоіндукції підтримує існування струму до повного перезарядження конденсатора, після чого знову починається процес розрядки. Величина заряду на обкладках конденсатора і сила струму в котушці змінюються за законами гармонійних коливань:

$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$; $I = I_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi/2)$, де q_0 - амплітуда заряду конденсатора, $I_0 = \omega_0 q_0$ - амплітуда сили струму, φ_0 - початкова фаза коливань заряду конденсатора. Циклічна частота і період вільних коливань у коливальному контурі задовольняють формулі Томсона

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (10.1)$$

Різниця потенціалів обкладок конденсатора U також змінюється за гармонійним законом

$$U = q / C = U_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0),$$

де $U_0 = q_0 / C$ - амплітуда різниці потенціалів.

Амплітуда струму

$$I_0 = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (10.2)$$

Величина $\sqrt{L/C}$ називається хвильовим опором коливального контуру.

При гармонійних коливаннях в ідеальному коливальному контурі відбувається перетворення енергії електричного поля конденсатора в енергію магнітного поля котушки і зворотнє перетворення, але сумарна енергія не змінюється. У реальному контурі, що має опір R , енергія витрачається на виділення тепла в провідниках, вільні коливання в ньому будуть загасаючими. Загасаючі коливання заряду на пластинах конденсатора описуються формулою

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

де e - підстава натуральних логарифмів, q_0 і f_0 - постійні величини, що залежать від початкових умов, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, ω_0 називається власною частотою контуру і визначається формулою (10.1), β - коефіцієнт загасання, для коливального контура

$$\beta = \frac{R}{2L}. \quad (10.3)$$

Загасаючі коливання не є періодичними. Але при виконанні умови $\beta^2 \ll \omega_0^2$ для них може бути введений умовний період

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (10.4)$$

Характеристиками реального коливального контура є також час релаксації t , логарифмічний декремент загасання β і добротність контура Q . τ - проміжок часу, за який амплітуда коливань зменшується в e раз.

$$\tau = \frac{1}{\beta}. \quad (10.5)$$

δ - натуральний логарифм відношення значень амплітуди загасаючих коливань у моменти часу t і $t+T$.

$$\delta = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N}, \quad (10.6)$$

де N - кількість коливань, протягом яких амплітуда зменшується в e раз.

Q - добротність коливального контура:

$$Q = \frac{2\pi}{1 - e^{-2\beta T}} = \frac{2\pi}{1 - e^{-2\delta}} \quad (10.7)$$

При малих значеннях δ добротність коливального контура

$$Q = \frac{\pi}{\delta} = \pi N = \frac{\omega_0}{2\beta} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (10.8)$$

Змушеними називаються коливання, що відбуваються при дії на коливальну систему зовнішньої, що періодично змінюється, сили. Для здійснення змушених коливань в електричному коливальному контурі до нього потрібно приєднати джерело електричної енергії, е.р.с. якого періодично змінюється з часом (рис. 10.2). Якщо змушуюча е.р.с. змінюється за гармонійним

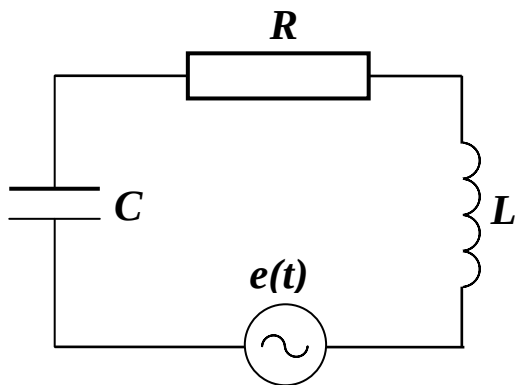


Рисунок 10.2

законом $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$, то при сталих змушених коливаннях заряд конденсатора коливається з тією же циклічною частотою ω :

$$q = q_0 \cos(\omega t + \varphi_0).$$

При цьому амплітуда коливань q_0 і початкова фаза φ_0 залежать від частоти коливань

змушуючої е.р.с. відповідно до формул:

$$q_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} = \frac{\mathcal{E}_0}{L \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (10.9)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{R}{\omega L - \frac{1}{\omega C}} = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (10.10)$$

Сила струму при сталих змушених коливаннях у контурі

$$I = q_0 \omega \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t - \varphi), \quad (10.11)$$

де φ_0 – початкова фаза.

Для амплітудного значення сили струму I_0 і початкової фази можна записати співвідношення:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}; \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (10.12)$$

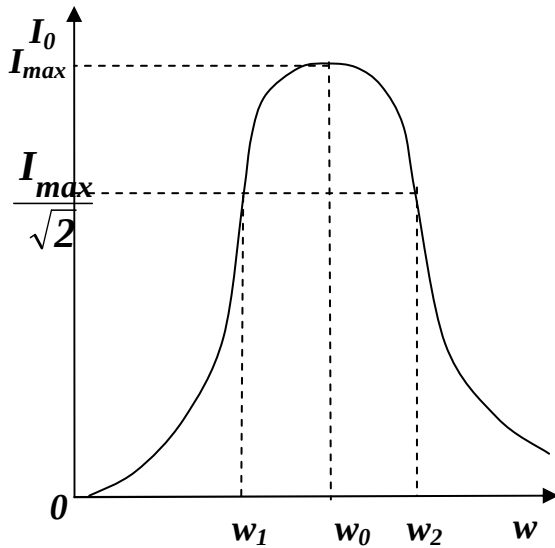


Рисунок 10.3

На рисунку 10.3 наведений типовий графік залежності амплітуди коливань сили струму від частоти. Для нього характерна наявність максимуму при значенні $\omega = \omega_0$. Явище досягнення амплітудою при деякій частоті максимуму називається резонансом, що відповідає значенню частоти, яка називається резонансною, а графік на рисунку 10.3 називається резонансною кривою. Слід

зазначити, що резонансна частота для коливань сили струму дорівнює власній частоті контуру. На рисунку 10.3 показано, як визначається ширина резонансного максимуму $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$.

У коливальному контурі відбуваються не тільки коливання сили струму за гармонійним законом (10.11), але також коливання різниці потенціалу на всіх елементах контура - ємності, індуктивності й активному опорі:

$$u_C = U_C \cos(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}),$$

$$u_R = U_R \cos(\omega t - \varphi),$$

$$u_L = U_L \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}).$$

Коливання u_R відбуваються в одній фазі з коливаннями сили струму в колі, u_L випереджає струм за фазою на $\pi/2$, а u_C відстає за фазою на $\pi/2$.

Сума цих величин повинна дорівнювати змушуючій е.р.с.:

$$u_C + u_R + u_L = \varepsilon_0 \cos \omega t.$$

При цьому підсумовування величин, що роблять гармонійні коливання з різними початковими фазами, виробляється за

законами векторного додавання. У відповідній векторній діаграмі вектори u_L і u_C мають протилежний напрямок, а вектор u_R спрямований стосовно них під кутом 90° . Амплітудні значення коливань різниці потенціалу

$$U_C = x_C I_0, U_L = x_L I_0, U_R = R I_0,$$

де $x_C = 1/\omega C$ - ємнісний опір кола, $x_L = \omega L$ - індуктивний опір ланцюга. Величина

$$x = x_L - x_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

називається реактивним опором кола, R називається активним опором ланцюга, а

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} -$$

її повним опором. Формулу (10.12) для амплітуди синусоїдального струму в ланцюзі і його початковій фазі з використанням уведених позначень можна переписати у виді

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{Z}; \operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{R}.$$

Безумовно, що при збігу частоти коливань змушуючої е.р.с. ω із власною частотою контуру ω_0 , обумовленою формулою (10.1) активний опір контуру стає дорівнюваним нулю, а повний опір здобуває мінімальне своє значення, рівний активному опору. Таким чином, максимальне значення сили струму при резонансі у контурі

$$I_{\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}. \quad (10.13)$$

Це співвідношення виконується не тільки для амплітудних, але також для діючих значень сили струму і змушуючої е.р.с. Значення ж різниці потенціалу на індуктивності і ємності дорівнюють

$$U_C = U_L = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{\varepsilon_0}{R}.$$

Цей факт можна використовувати для визначення величини ω_0 з максимальною точністю. Вона буде відповідати перетинанню резонансних кривих для величин u_L і u_C .

8.2 Опис установки і методу вимірювань

Досліджується закритий коливальний контур (рис. 10.4), що складається з конденсатора ємністю C , дроселя з індуктивністю L і омичним опором R і амперметра mA , що є активним елементом контуру зі своїми індуктивністю L_A й омичним опором R_A . Джерелом змушуючої е.р.с. є звуковий генератор $ЗГ$. Вимір напруг на індуктивності і ємності робляться за допомогою лампового вольтметра $ЛВ$ із перемикачем Π .

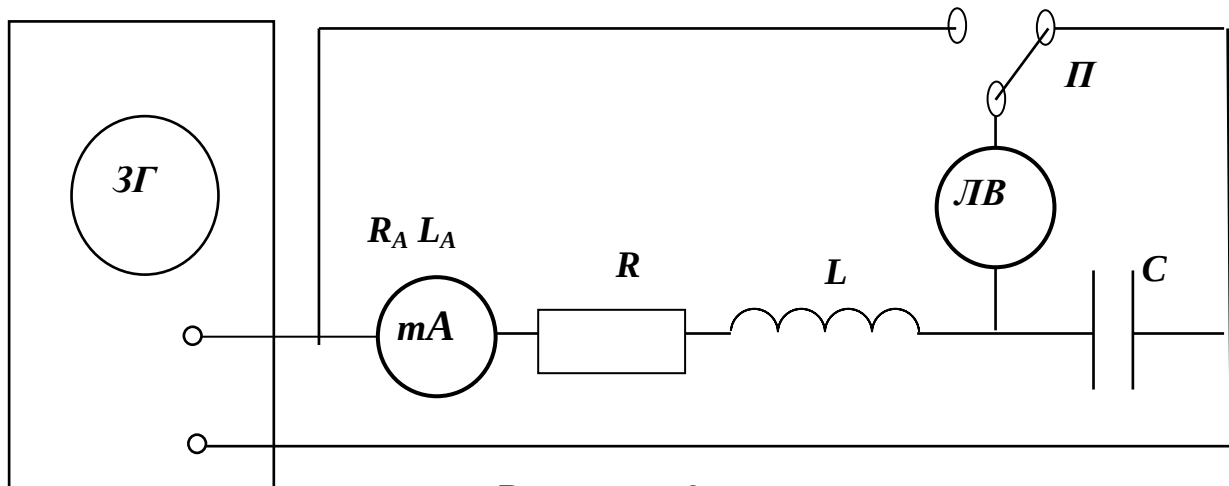


Рисунок 10.4

За допомогою звукового генератора в контур подається змушуюча е.р.с. з фіксованим значенням ν частоти коливань. Ця частота змінюється і через визначений інтервал частот вимірюється сила струму I , напруг на конденсаторі U_C і на котушці U_{RL} . Амплітудне значення е.р.с. звукового генератора визначається за допомогою приладів генератора чи за допомогою лампового вольтметра, що підключається до виходу генератора. За даними вимірів будуються резонансні криві $I = I(\nu)$, $U_C = U_C(\nu)$, $U_L = U_L(\nu)$. Усі прилади вимірюють ефективні значення відповідних величин і для визначення амплітудних значень їх необхідно було б помножити на $\sqrt{2}$, однак така операція приведе тільки до пропорційної зміни масштабів, не змінюючи суті картини. Амплітудне значення різниці потенціалів на ємності U_C можна безпосередньо визначати як результат виміру напруги на конденсаторі. Але для дроселя ми одержуємо сумарну напругу на індуктивному і на активному опорах U_{RL} , з нього варто виділити амплітудне значення різниці потенціалів на індуктивності за допомогою обчислень.

Обчислення проводяться на основі методу векторних діаграм. Оскільки зсув фази коливань u_R і u_L складає 90° і це відповідає куту між векторами, співвідношення між амплітудами коливань задовольняє теоремі Піфагора:

$$U_{RL}^2 = U_R^2 + U_L^2.$$

Звідси амплітуда різниці потенціалів на індуктивності визначається за формулою

$$U_L = \sqrt{U_{RL}^2 - U_R^2}. \quad (10.14)$$

Значення U_R для підстановки у формулу (10.14) при всіх значеннях частоти можна знайти як добуток сили струму й активного опору

$$U_R = RI. \quad (10.15)$$

Значення активного опору R у свою чергу знаходиться зі співвідношення (10.13)

$$R = \frac{\varepsilon_0}{I_{\max}}. \quad (10.16)$$

За графіками знаходиться резонансна частота ν_0 і розраховується ω_0 . Ємність конденсатора відома. Використовуючи формули (10.1), (10.2), (10.8), обмірювані й обчислені раніше величини, можна визначити індуктивність, добротність і хвильовий опір контуру.

10.3 Порядок виконання роботи

- 1) Зібрати електричне коло по схемі (рис. 10.6).
- 2) Увімкнути звуковий генератор і ламповий вольтметр у мережу.
- 3) Встановити на виході звукового генератора напругу, вказану викладачем, і занести його значення у таблицю 10.1.

Таблиця 10.1

$E_0, \text{В}$	$C, \text{Ф}$	$L_A, \text{Гн}$	$R_A, \text{Ом}$	$I_{\max}, \text{А}$	$U_{I_0}, \text{В}$	$U_{C_0}, \text{В}$	$\nu, \text{Гц}$

- 4) Визначити ємність конденсатора C . Прочитати на шкалі амперметра значення його індуктивності L_a і омичного опору R_a . Результати занести у таблицю 10.1.

- 5) Плавню змнюючи частоту генератора, стежити за показами амперметра і визначити орієнтоване значення резонансної частоти. Одночасно визначитися в діапазоні частот, прийнятих для вимірів: мінімальне і максимальне значення частот повинні приблизно відповідати мінімальним показанням регулярної частини шкали чи амперметра, міліамперметра. Розділити встановлений інтервал частот на 10...12 частин з інтервалами 200, 500 чи 1000 Гц за умовою, щоб резонансна частота хоча б орієнтовно увійшла в перелік частот, призначених для вимірів. Занести призначені для вимірів частоти у таблицю 10.2.

Таблиця 10.2

$\nu, \text{кГц}$											
$I, \text{мА}$											
$U_C, \text{В}$											
$U_{RL}, \text{В}$											
$U_R, \text{В}$											
$U_L, \text{В}$											

- 6) Встановлюючи призначені для вимірів частоти зробити виміри сили струму I , напруги на індуктивності U_C , спільної напруги на індуктивності і на омичному опорі U_{RL} . Результати занести у таблицю 10.2.
- 7) За даними таблиці 10.2 побудувати резонансні криві $I = I(\nu)$ і $U_C = U_C(\nu)$ на одному графіку, сполучаючи осі I і U (з різними масштабами).
- 8) За графіком визначити резонансну частоту ν_0 і резонансне значення струму I_{max} . Результати занести у таблицю 10.1.
- 9) Визначити активний опір контуру R по формулі (10.16). Значення E_0 і I_{max} взяти з таблиці 10.1.
- 10) Розрахувати і занести до таблиці 10.2 значення напруги на активному опорі контура для всіх значень частот по формулі $U_R = IR$, де I - значення струму в контурі, що відповідає даній частоті, з цієї ж таблиці.
- 11) Розрахувати значення напруги на індуктивності контуру U_L за формулою (10.14). Результати занести в останній рядок таблиці 10.2.

12) Побудувати криву залежності $U_L = U_L(\nu)$ на тому ж графіку, що будувався для сили струму I і напруги на ємності U_C .

13) Уточніть значення резонансної частоти ν_0 , використовуючи той факт, що при резонансній частоті $U_L = U_C$. Для цього знайдіть частоту, яка відповідає перетинанню кривих залежності $U_L(\nu)$ і $U_C(\nu)$. Визначити індуктивність контуру за формулою, яка впливає із співвідношення (10.1). Тут враховано, що $\omega_0 = 2\pi\nu_0$.

$$L = \frac{1}{4\pi^2\nu_0^2 C}.$$

15) Визначити добротність контуру Q за формулою (10.8). За графіком залежності сили струму I від частоти ν знайти значення частот ν_1 і ν_2 , що відповідають перетинанню з графіком горизонтальної прямої, проведеної на рівні $I_{\max}/\sqrt{2}$. Переконатися, що значення Q близьке до

$$Q = \frac{\nu_0}{\nu_2 - \nu_1}.$$

16) Визначити активний опір і індуктивність дроселя за формулами

$$R_L = R - R_A; \quad L_L = L - L_A.$$

Опір та індуктивність амперметра взяти з таблиці 10.1.

17) Зробити висновки, в яких необхідно констатувати факт досягнення чи не досягнення мети роботи, і відобразити значення визначених вами величин.

10.4 Контрольні питання

- 1) Що таке коливальний контур? З яких елементів він складається? Який коливальний контур називається ідеальним?
- 2) Як відбуваються коливання в ідеальному коливальному контурі? Які величини змінюються і яким чином вони залежать від часу? Чому дорівнює власна частота коливального контуру?
- 3) Яким чином позначається на вільних коливаннях у коливальному контурі наявність електричного опору. Які величини характеризують реальний коливальний контур?
- 4) Які коливання називаються змушеними, і що служить змушуючою силою, у досліджуваному випадку?
- 5) Яким чином залежить від частоти амплітуда коливань сили струму в коливальному контурі при дії періодичної е.р.с., що змінюється?
- 6) Що таке резонанс і які значення резонансних характеристик ви можете назвати? Що таке резонансна крива? Що таке добротність коливального контуру?
- 7) Як визначаються активний опір, індуктивність і добротність контуру? Як визначаються параметри дроселя?
- 8) Як визначається напруга на індуктивності і на активному опорі контуру?

11 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 55

ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ЗВУКУ В ПОВІТРІ МЕТОДОМ СКЛАДАННЯ ВЗАЄМНО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНИХ КОЛИВАНЬ

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

11.1 Короткі теоретичні вказівки

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 роблять 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 гармонійного аналізу, складний хвильовий процес може бути поданий як суперпозиція найпростіших гармонійних хвиль. З цієї причини самі загальні закономірності хвильових процесів можуть бути отримані при вивченні гармонійних хвиль.

Гармонійні хвилі є результат поширення гармонійних 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 змушуючої сили, то поступово всі точки середовища будуть робити ті ж коливання, що і центр, але з затримкою в часі $\Delta t = x / v$, 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 й володіючою визначеними пружними

властивостями. Під часткою такого середовища, що робить змушені коливання, розуміють малий елемент її обсягу, 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 зрушення 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 чи рівноваги три його проекції на осі координат. Для характеристики подовжніх хвиль у газі чи рідині звичайно користуються надлишковим тиском коливного середовища, рівним різниці між її перемінним 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 один одному. 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 зрушені за часом на Δt . Рівняння плоскої синусоїдальної хвилі, що поширюється в непоглинаючому середовищі уздовж позитивного напрямку осі OX ,

$$S = A \cos(\omega(t - \Delta t) + \varphi_0) = A \cos(\omega t - \frac{2\pi}{Tv} x + \varphi_0), \quad (11.1)$$

де $A = \text{const}$ - амплітуда коливань, названа 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

$$l = vT, \quad (11.2)$$

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:

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

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, 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 - щільність не обуреного середовища, K - модуль об'ємної пружності середовища. Для звукових хвиль, частоти яких $\nu > 16$ Гц, процес деформації газового середовища можна вважати адіабатичним, відповідно

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

Тут береться похідна тиску газу за обсягом при адіабатичному процесі. Швидкість звуку в ідеальному газі

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma R T}{\mu}}, \quad (11.3)$$

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

11.2 Опис установки і методу вимірів

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

$$v = \lambda \nu, \quad (11.4)$$

яка випливає з визначення довжини хвилі (11.2). Частота звуку ν задається генератором звукових коливань, і проблема зводиться до визначення довжини хвилі? Саме довжина хвилі визначається методом додавання взаємно перпендикулярних коливань.

Для реалізації методу використовується експериментальна установка, схема якої подана на рисунку 11.1.

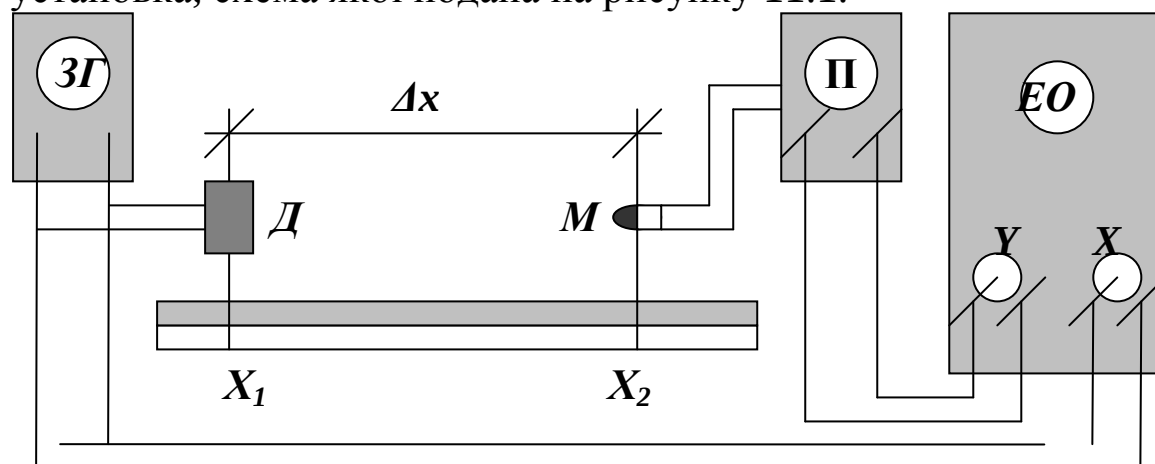


Рисунок 11.1

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 **ПНЧ** 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 пластинках відбуваються в однаковій фазі. На мікрофоні тому, на вертикально відхиляючих пластинках, 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 (6.1) випливає, що

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} x. \quad (11.5)$$

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

$$x = A_1 \cos \omega t, \quad (11.6)$$

$$y = A_2 \cos(\omega t + \Delta\varphi), \quad (11.7)$$

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

Рівняння (11.6) і (11.7) 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 (11.6):

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

і підставимо в рівняння (11.7), перетворене як косинус суми двох кутів:

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

або

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

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

$$x^2 / A_1^2 + y^2 / A_2^2 - 2xy / A_1 A_2 \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi \quad (11.8)$$

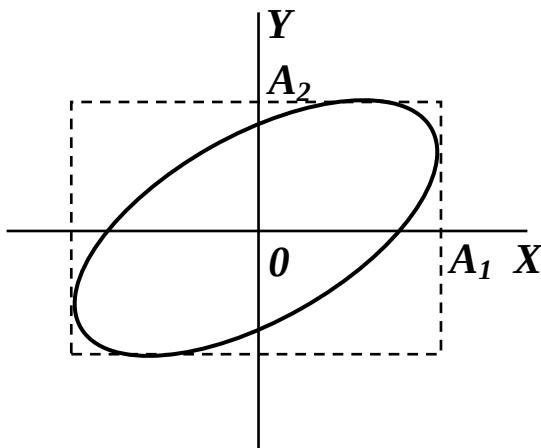


Рисунок 11.2

Рівняння (11.8) являє собою рівняння еліпса, осі якого повернені щодо 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 подвоєним амплітудам (див. рис. 11.2).

Розглянемо окремі випадки.

1) Різниці $\Delta\varphi = 0, 2\pi, \dots, 2m\pi$, $m=0, 1, 2, \dots$ Рівняння (11.8) являє собою рівняння прямої, що проходить у першій і третій чвертях (рис. 11.3 ,а):

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

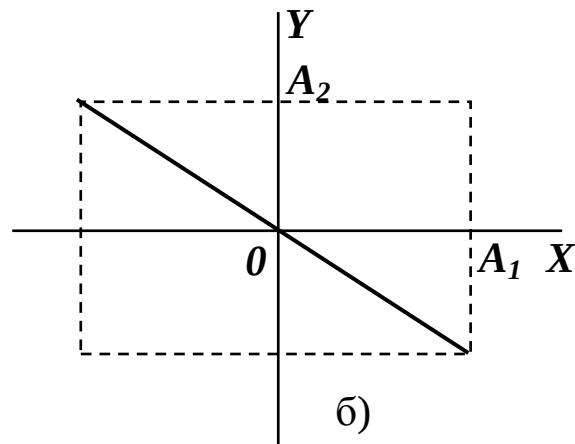
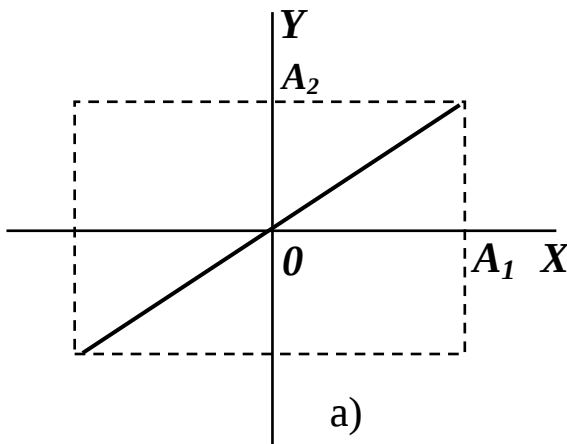


Рисунок 11.3

2) Різниця фаз $\Delta\varphi = \pi; 3\pi, \dots, (2m-1)\pi; m=1,2,3,\dots$ Рівняння (11.8) переходить у рівняння прямої, що проходить у другій і четвертій чвертях (рис. 11.3, б):

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

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

3) Різниці фаз $\Delta\varphi = \pi/2, 3\pi/2, \dots, (2m+1)\pi/2, m=1,2,3,\dots$ Рівняння (11.8) переходить у рівняння еліпса, симетричного щодо осей координат, з півосями, рівними відповідним амплітудам коливань, що складаються (рис. 11.4).

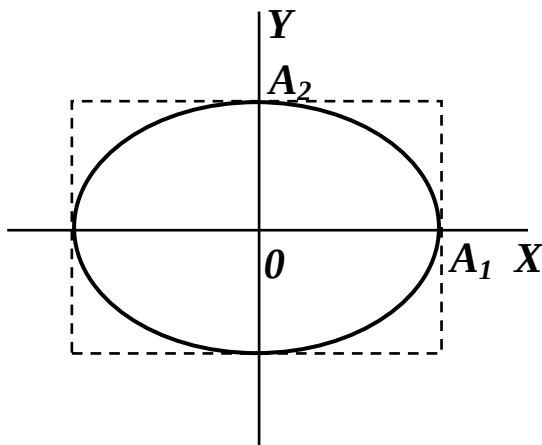


Рисунок 11.4

За умови рівності амплітуд еліпс переходить в окружність.

Електронний промінь осцило-графа, 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 ΔX_{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:

$$\lambda = \Delta X_{min}. \quad (11.9)$$

11.3 Порядок виконання роботи

- 1) Зібрати установку за схемою (див. рис.11.1).
- 2) Включити звуковий генератор **ЗГ**, підсилювач **П** і осцилограф. **ЕО**.
- 3) Встановити на **ЗГ** частоту 2000 Гц.
- 4) Ручками "Рег. напруги" на звуковому генераторі **ЗГ** і "Посилення" 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** 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.
- 8) За формулою (11.9) визначити довжину хвилі, вважаючи

$$\Delta X_{min} = X_{2\tilde{n}\delta} - X_{1\tilde{n}\delta}.$$

- 9) Результати досвіду і розрахунків занести до табл. 11.1.

Таблиця 11.1

№	$\nu, \text{Гц}$	$x_1, \text{м}$	$x_2, \text{м}$	$\Delta x_{min}, \text{м}$	$V, \text{м/с}$	$\Delta V, \text{м/с}$	$\varepsilon, \%$
1	2000						
2	2500						
3	3000						
				Середнє			

- 10) Установити частоту 2500 Гц і повторити дослід, описаний у пп.5-9.
- 11) Установити частоту 3000 Гц і повторити дослід, описаний у пп.5-9.

- 12) Обчислити середнє значення швидкості $V_{сер}$; абсолютні похибки вимірів $\Delta V = |V - V_{сер}|$ для кожного з отриманих значень швидкості, а також їхнє середнє значення $\Delta V_{сер}$; відносну похибку. Результати обчислень занести до табл.11.1.
- 13) Записати відповідь у стандартній формі.

11.4 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 складаються в даній роботі? Як можна змінити різницю фаз складаючих коливань?
- 10) Як визначити за допомогою пристрою довжину хвилі λ , її половину $\lambda/2$, її чверть $\lambda/4$?

ДОДАТОК А

ПРАВИЛА ПОБУДОВИ ГРАФІКІВ ЗА РЕЗУЛЬТАТАМИ ВИМІРІВ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

Виконання більшості лабораторних робіт, описаних у дійсних методичних вказівках, передбачає побудову графіків залежності різних фізичних величин один від одного, і побудову графіків за результатами вимірів. При цьому за допомогою вимірювальних приладів і регуляторів установлюється 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 стандартного розміру 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. Цьому аргументу повинна відповідати горизонтальна вісь, а функції - вертикальна.
- 3) Початок відліку на обох осях вибрати таким, щоб найменші значення аргументу 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.

Виконувати правила 3 і 4 необхідно для того, щоб графік займав велику частину координатного поля. Грубою помилкою є прагнення обов'язково початками відліку зробити 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 використаному масштабі. Краї відрізка чітко позначити перпендикулярними до нього рисками. Абсолютна похибка функції позначається таким же, але вертикальним відрізком. Якщо одна з погрішностей 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.

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.

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.

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.

Виконання простих обчислень

Пакет «MATHCAD» є могутнім калькулятором, за допомогою якого можна легко обчислити громіздкі математичні вираження, 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.

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

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

Для введення складних виражень зручно використовувати панелі інструментів і кнопку вставки функції (рис. Б.1).

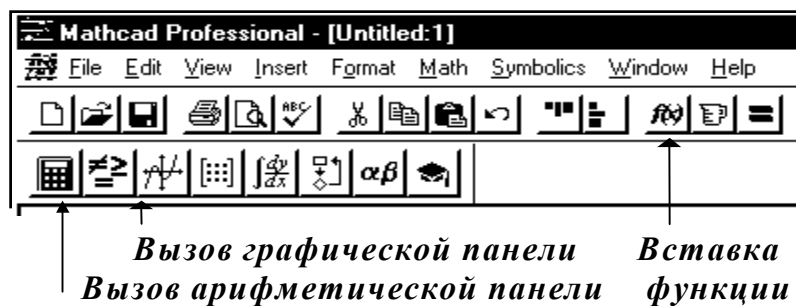


Рисунок Б.1

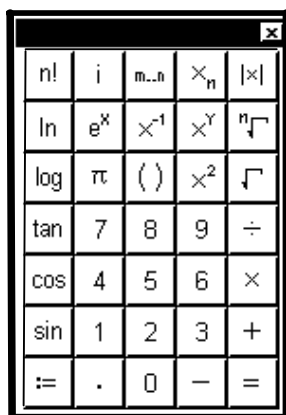


Рисунок Б.2

При натисканні кнопки розвертається відповідна панель (рис. Б.2) і Ви одержуєте можливість вводити складні математичні вираження. При натисканні на кнопку «Вставка функції» з'являється діалогове вікно, у якому Ви можете вибрати потрібну функцію. На рисунку Б.2 показана арифметична панель у розгорнутому виді.

Для виконання часто повторюваних виражень зручно задати функцію користувача. Для цього необхідно: 1) задати ім'я функції; 2) потім у дужках через кому, як це прийнято в математиці, вказати аргументи функції; 3) поставити знак присвоювання “:=” (у MATHCADі для цього необхідно натиснути клавішу із символом двокрапки “:” при натиснутій клавіші **Shift** або скористатися арифметичною панеллю інструментів); 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 указати 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)=.. X:=2 Y:=4 This variable or function is not defined above

При роботі в MATHCADі 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:

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

Тепер порядок – функція обчислюється.

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 MATHCADі варто мати на увазі, що початкове значення індексу за замовчуванням має значення 0.

(Початкове значення індексу можна зробити і ненульовим, перевизначивши убудовану змінну MATHCADA «ORIGIN» у меню **Math-Options.**)

Розглянемо тепер питання, зв'язані з введенням елементів масивів, і операції з масивами. Масив можна вводити поелементно. Для цього необхідно ввести ім'я масиву (рис. Б.3), індекс (номер) елемента і після оператора присвоювання ($:=$) ввести значення елемента масиву.

$$\underline{a} \quad a_1 \quad a_{11} \quad a_{11} \quad a_1 := 1$$

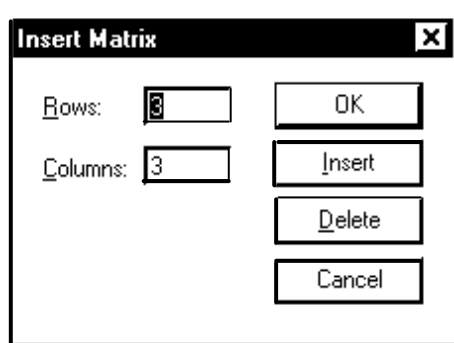
Рисунок Б.3

Для введення індексу необхідно натиснути клавішу [, після чого маркер введення опуститься вниз (див. рис. Б.3), ввести значення індексу і клавішею $\rightarrow$ (клавіша керування курсором) повернути маркер у нормальне положення. Наприклад:

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

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

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



a

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

b

Тобто MATHCAD розглядає одномірний масив як вектор-стовпець. Інший спосіб введення масиву – це використання панелі інструментів або головного меню. Вводимо ім'я масиву, потім у меню **Insert**

Рисунок Б.4

(Вставка) вибираємо пункт **Matrix**, після чого з'являється діалогове вікно (рис. Б.4,а), 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 (рис. Б.4,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 використовуємо масив ***a***, визначений вище.

Наведені приклади в особливих поясненнях не мають потреби. Відзначимо деякі статистичні функції MATHCADa, 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 MATHCADi є ще один тип масивів – так називані ранжировані змінні. Ці змінні зручні для обчислення функцій, побудови графіків тощо. Для завдання ранжированої змінної необхідно ввести ім'я змінної, знак присвоєння, 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 ранжированої змінної, увести її ім'я і натиснути клавішу “=”, то одержимо таблицю значень функції:

$$z := 0..3 \quad u(z) = z^2$$

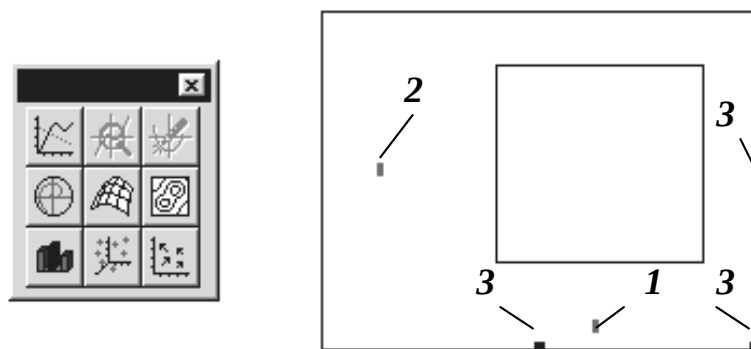
$$z = 0, 1, 2, 3$$

$$u(z) = 0, 1, 4, 9$$

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

Побудова графіків

Для побудови графіка функції необхідно розкрити графічну панель, що у розгорнутому виді показана на рис. Б.5. 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.



1 – маркер вводу імені змінної; 2 – маркер вводу імені функції; 3 – точки змінення розміру графіка

Рисунок Б.5

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 – ранжирована змінна);

$\Delta U = 0.2$ – крок зміни напруги;

$U_i := i \Delta U$ – значення напруги в i – ому 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.

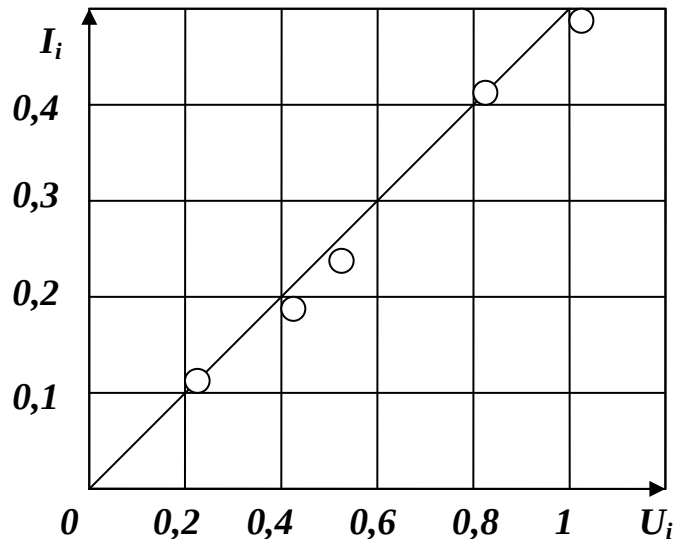


Рисунок Б.6

Експериментальні результати представлені на рис. Б.6 кружечками. Добре відомо, що залежність сили струму від напруги для однорідної ділянки ланцюга лінійна. Використовуємо для обробки експериментальних результатів метод лінійної регресії. У MATHCADі для цього є цілий ряд функцій:

slope(vx,vy) - повертає скаляр: тангенс кута нахилу прямої, що найкраще наближає набір даних, представлених у векторах $\mathbf{vx}$ і $\mathbf{vy}$, у змісті найменших квадратів.

intercept(vx,vy) - повертає скаляр: зсув за віссю ординат прямої, що найкраще наближає набір даних, зображених у векторах $\mathbf{vx}$ і $\mathbf{vy}$, у змісті найменших квадратів.

Аргументи цих функцій: $\mathbf{vx}$ - дійсний вектор, елементи якого повинні йти в порядку зростання, вони відповідають значенням x ; $\mathbf{vy}$ - дійсний вектор однієї розмірності з $\mathbf{vx}$, його елементи відповідають значенням y .

Наступний фрагмент ілюструє перебування 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 рис. Б.6 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).

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Савельєв І.В. Курс загальної фізики.-М.:Наука,1986.- Т.2.-432 с.
- 2 Детлаф А.А. Курс фізики. / А.А. Детлаф, Б.М. Яворський.- М.:Висш. шк., 1989.-607 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.

ЗМІСТ

Загальні відомості.....	3
1 Лабораторна робота 31. Дослідження потенціального електростатичного поля.....	5
2 Лабораторна робота 33. Визначення балістичної сталої гальванометра і ємності конденсаторів.....	14
3 Лабораторна робота 34. Вимір опорів за допомогою містка Уїтстона.....	26
4 Лабораторна робота 35. Визначення електрорушійної сили джерела струму.....	34
5 Лабораторна робота 42. Визначення напруженості магнітного поля на осі соленоїда за допомогою балістичного гальванометра.....	41
6 Лабораторна робота 44. Визначення питомого заряду електрона за допомогою магнетрона та електронно-променевої трубки.....	50
7 Лабораторна робота 45. Побудова кривої намагнічування заліза.....	60
8 Лабораторна робота 46. Спостереження петлі гістерезисна і побудова кривої намагнічування заліза за допомогою осцилографа.....	70
9 Лабораторна робота 51. Визначення прискорення вільного падіння за допомогою оборотнього маятника.....	80
10 Лабораторна робота 53. Визначення явища резонансу напруг у коливальному контурі.....	89
11 Лабораторна робота 55. Визначення швидкості звуку в повітрі методом складання взаємно перпендикулярних коливань.....	99
Додаток А. Правила побудови графіків за результатами вимірів фізичних величин.....	109
Додаток Б. Обробка результатів вимірів за допомогою пакета „MATHCAD”.....	111
Список рекомендованої літератури.....	118

Навчальне видання

Володимир Михайлович Костенко
Віктор Миколайович Тулупенко
Роман Вікторович Баржеєв
Валерій Георгійович Білих
Анатолій Володимирович Тишкевич
Оксана Сергіївна Фоміна
Тетяна Леонідівна Богданова

МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК

до лабораторних робіт з дисципліни "Фізика"
(для студентів усіх спеціальностей вузу)

Електростатика
Електромагнетизм
Коливання і хвилі

Редактор Ірина Іванівна Дьякова
Підп. до друку
Ризограф. друк. Ум. др. арк. 7,5.
Тираж 200 прим. Зам. №

Формат 60×84/16.
Обл.-вид. арк. 5,45.

ДДМА, 84313, м. Краматорськ, вул. Шкадінова, 72