Київський національний університет імені Тараса Шевченка

ЕЛЕКТРИКА ТА МАГНЕТИЗМ

Лабораторний практикум

Навчальний посібник
для студентів фізичного факультету

Вінниця
«Твори»
2019

УДК 537
ББК 22.33я73

Рецензенти:

О. Я. Оліх, доктор фізико-математичних наук, доцент

В. М. Прокопець, кандидат фізико-математичних наук, доцент

Рекомендовано до друку Вченою радою фізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка
(протокол № 9 від 18 лютого 2019 року)

Кравченко В.М., Кудря В.Ю., Мягченко Ю.О., Ящук В.М.

Електрика та магнетизм. Лабораторний практикум: Навчальний посібник для студентів фізичного факультету.– Вінниця: Твори, 2019.– 110 с.

ISBN 978-617-7742-83-7

У посібнику наведено описи лабораторних робіт до навчального курсу «Електрика та магнетизм», тематика яких охоплює такі розділи: електростатику, постійний електричний струм, електричний струм у різних середовищах, магнітне поле струмів у вакуумі, магнітне поле у речовині, електромагнітні коливання і хвилі.

Опис кожної лабораторної роботи складається з теоретичних відомостей, експериментальної частини, завдань до роботи, переліку контрольних запитань та списку рекомендованої літератури.

Посібник може бути корисним для студентів фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів.

© Кравченко В.М., Кудря В.Ю.,
Мягченко Ю.О., Ящук В.М., 2019
© Київський національний університет
імені Тараса Шевченка, 2019

ЗМІСТ

Передмова…… 4

Лабораторна робота № 1
Реостат і подільник напруги…… 6

Лабораторна робота № 2
Метод компенсації в електричних вимірюваннях …… 10

Лабораторна робота № 3
Залежність опору металів та напівпровідників від температури …… 16

Лабораторна робота № 4
Вивчення електростатичних полів …… 23

Лабораторна робота № 5
Процеси в електричному колі змінного струму …… 31

Лабораторна робота № 6
Спад напруги на реактивних опорах …… 37

Лабораторна робота № 7
Релаксаційні коливання у схемі з неоновою лампою …… …… 42

Лабораторна робота № 8
Вивчення роботи дзеркального гальванометра …… 48

Лабораторна робота № 9
Вимірювання напруженості магнітного поля вздовж осі соленоїда індукційним методом …… 59

Лабораторна робота № 10
Явище гістерезису в феромагнетику …… 66

Лабораторна робота № 12
Визначення концентрації носіїв заряду в напівпровідниках з ефекту Холла …… 74

Лабораторна робота № 13
Двопровідна лінія …… 79

Лабораторна робота № 14
Ефект Пельтьє …… 86

Лабораторна робота № 15
Розширення шкали мікроамперметра та вольтметра …… 92

Лабораторна робота № 16
Дослідження властивостей p–n-переходу …… 98

ПЕРЕДМОВА

Присвячується світлій пам'яті
Володимира Федоровича Кузнецова –
неперевершеного демонстратора
фізичних експериментів,
майстра золоті руки, справжнього
патріота фізичного факультету

Фізика – наука експериментальна. Експеримент був і залишається критерієм істинності будь-якої фізичної теорії. Саме тому виконання робіт лабораторного практикуму є важливою складовою процесу вивчення будь-якого розділу фізики.

Серед чотирьох типів фундаментальних взаємодій, що існують в природі, електромагнітна взаємодія посідає особливе місце, оскільки саме вона визначає будову і властивості атомів і молекул, різних речовин і матеріалів, будову і функціонування приладів, механізмів, живих організмів, процеси передачі інформації як у живій, так і неживій природі. Сучасна цивілізація є практично повністю залежною від джерел електричної енергії.

Практикум з електрики та магнетизму призначений для закріплення і поглиблення знань студентів з відповідного розділу фізики, глибшого розуміння ними явищ природи, зумовлених існуванням, рухом та взаємодією електричних зарядів, та законів, що лежать в основі цих явищ. В процесі виконання завдань практикуму студенти набувають навичок складання електричних схем, роботи з електровимірювальною апаратурою (мультиметрами, осцилографами, генераторами постійного струму, генераторами електричних сигналів), проведення електричних вимірювань, аналізу їх результатів та оцінки похибок.

Опис кожної лабораторної роботи зазвичай складається з теоретичних відомостей, у яких коротко розглядаються фізичне явище, принцип дії приладу чи метод вимірювання, та експериментальної частини, у якій описується методика проведення вимірювань, формулюються завдання та описуються методики обробки результатів вимірювань та їх подання. В кінці кожного опису наводяться перелік контрольних запитань та список рекомендованої літератури.

Виконання кожної роботи оцінюється за такими критеріями: знання законів, що описують даний процес чи явище, розуміння принципів роботи приладів і схем, вміння коректно проводити вимірювання, коректно подавати й аналізувати їх результати, оцінювати похибки вимірювань, робити висновки з проведених експериментів.

В основу даного навчального посібника було покладено матеріали з «Методичних рекомендацій до виконання лабораторних робіт з електрики для студентів фізичного факультету» / Укл. В.П.Грищук, В.О.Губанов, А.Ф.Гуменюк та ін.- К.: КДУ, 1987.- 68 с.

Порівняно зі згаданим виданням, описи практично усіх робіт зазнали значних змін і доповнень. Зокрема, було розширено теоретичні відомості, додано описи сучасного обладнання, оновлено рисунки і схеми. Описи низки робіт зазнали суттєвої переробки і доповнення.

Лабораторна робота № 1

РЕОСТАТ І ПОДІЛЬНИК НАПРУГИ

Мета роботи: 1) зрозуміти принцип дії реостата та подільника напруги;

2) навчитися цілеспрямовано підбирати потрібні за величиною опору прилади (змінні опори) для регулювання сили струму і напруги в електричних колах.

Прилади і матеріали: реостат, магазин опорів, джерело постійної ЕРС, міліамперметр, 2 вольтметри, електричний ключ, з'єднувальні дроти.

Теоретичні відомості

Реостат і подільник напруги

Реостат і *подільник напруги* – це прилади, що застосовуються для регулювання сили струму і напруги в електричних колах.

Реостат являє собою опір, величину R якого можна регулювати. Він завжди вмикається послідовно з опором навантаження (**Рис. 1**). Струм, що протікає через систему таких послідовно увімкнених опорів, згідно із законом Ома, дорівнює $I = \frac{E}{r+R}$.

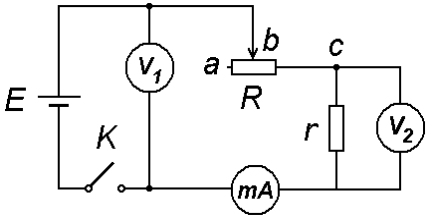


Рис. 1.

Якщо опір реостата змінювати від 0 до R_{max}, то сила струму у колі змінюватиметься від $I_{max} = \frac{E}{r}$ до $I_{min} = \frac{E}{r+R_{max}}$. Спад напруги на опорі навантаження r у загальному випадку становитиме $U_r = I \cdot r = E \cdot \frac{r}{r+R}$, а на реостаті R відповідно $U_R = I \cdot R = E \cdot \frac{R}{r+R}$. Напруга на опорі навантаження змінюватиметься від $U_{max} = E$ до $U_{min} = E \cdot \frac{r}{r+R_{max}}$.

Таким чином, за допомогою реостата R можна у широких межах змінювати струм I та напругу U_r на навантаженні. Зокрема, у випадку, коли опір r значно менший за повний опір реостата R_{max} $(r << R_{max})$ можна одержати значення $\frac{I_{max}}{I_{min}} >> 1$ та $\frac{U_{rmax}}{U_{rmin}} >> 1$.

Подільником напруги (або *потенціометром*) може бути реостат з трьома клемами, який підключається до електричного кола так, як це зображено на **Рис. 2**. Джерело ЕРС підключають до крайніх клем a та c. Потрібну напругу знімають між крайньою клемою c та клемою повзунка b. Еквівалентну схему подільника напруги подано на **Рис. 3**.

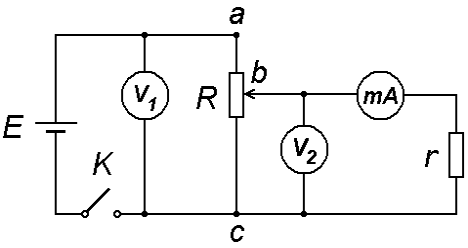


Рис. 2.

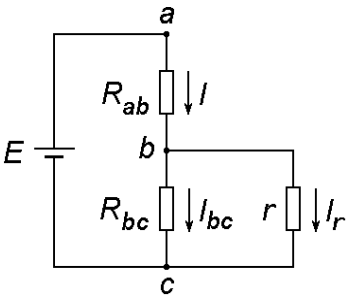


Рис. 3.

Якщо знехтувати внутрішнім опором джерела ЕРС, а величину опору навантаження вважати нескінченно великою, то різниця потенціалів між точками потенціометра b і c буде дорівнювати

$$U_{bc} = E \cdot \frac{R_{bc}}{R_{ab} + R_{bc}} = E \cdot \frac{R_{bc}}{R}.$$

У цій формулі R_{ab} та R_{bc} – опори відповідних ділянок потенціометра, а R – загальний опір потенціометра.

Переміщуючи точку b вздовж подільника напруги, можна одержати будь-яку напругу U_{bc} від E до *0*.

У випадку, коли до точок *b* і *c* приєднано опір *r* скінченної величини, струм у точці *b* розгалуджуватиметься. Частина його потраплятиме на потенціометр, а частина I_r йтиме через навантаження. За законом Ома

$$\frac{I_{bc}}{I_r} = \frac{r}{R_{bc}}.$$

У той же час $I = I_{bc} + I_r$. Шляхом нескладних алгебраїчних перетворень можна знайти, що напругу, прикладену до опору r і рівну $U_r = U_{bc} = I_{bc} \cdot R_{bc} = I_r \cdot r$, можна обчислити за формулою

$$U_r = \frac{E}{\frac{R - R_{bc}}{r} + \frac{R}{R_{bc}}}.$$

Як видно з цієї формули, змінюючи R_{bc} від 0 до R, можна відповідно змінити U_r від *0* до E. Слід зауважити, що у загальному випадку залежність U_r від R_{bc} є нелінійною. Така залежність тим більше наближається до лінійної, чим більшим є відношення опору навантаження до загального опору потенціометра, тобто при $r >> R$.

Експериментальна частина

1. Ознайомитися з будовою повзункового реостата.
2. Зібрати схему реостата (**Рис. 1**), використовуючи як навантаження магазин опорів. Зняти залежність струму I_r та напруги U_r від положення повзунка для двох значень опору навантаження: $r >> R_{max}$ та $r << R_{max}$.
3. Зібрати схему подільника напруги (**Рис. 2**). Зняти залежність струму I_r та напруги U_r від положення повзунка для двох зазначених вище значень опору навантаження.
4. Одержані результати занести до таблиці:

№ з/п	l_{bc}, см	R_{bc}, Ом	Виміри		Розрахунки	
			I_r, мА	U_r, В	I_r, мА	U_r, В

Розрахунок опору R_{bc} виконати за формулою

$$R_{bc} = R \cdot \frac{l_{bc}}{l_{ac}},$$

де l_{bc}, l_{ac} – це довжини відповідних ділянок реостата. Таблиць усього має бути чотири: дві для схеми з реостатом та дві для схеми з потенціометром.

Завдання до роботи

За даними таблиць побудувати 8 графіків: по 4 для залежностей $I_r = f(R_{bc})$ та $U_r = f(R_{bc})$. На кожному з 8 графіків зіставити експериментально виміряні та обчислені за теоретичними формулами результати.

Контрольні запитання

1. Що являє собою повзунковий реостат? Яким чином можна змінювати його опір?
2. Правила Кірхгофа для електричного кола постійного струму.
3. Вивести формули для сили струму і напруги на опорі навантаження в схемі з реостатом.
4. Вивести формули для сили струму і напруги на опорі навантаження в схемі з подільником напруги.
5. Коли раціональніше застосовувати схему з реостатом і коли – схему з подільником напруги?
6. Яка електрична схема і за яких умов забезпечує зміну напруги на опорі навантаження за лінійним законом?
7. Задано опір споживача, ЕРС та внутрішній опір джерела струму в колі. Що потрібно врахувати, підбираючи величини опору реостата та подільника напруги для регулювання сили струму і напруги в колі?

Рекомендована література

1. Борбат О.М. та ін. Електричний практикум. – К., 1964. – С. 16-17, 20-23, 99-102.
2. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 155-157.
3. Калашников С.Г. Электричество. – М., 2003. – С. 123-124, 126-127, 141-143, 146-148.

Лабораторна робота № 2

МЕТОД КОМПЕНСАЦІЇ В ЕЛЕКТРИЧНИХ ВИМІРЮВАННЯХ

Мета роботи: ознайомитися з будовою, принципом дії та основними характеристиками хімічних джерел струму, з особливостями вимірювання ЕРС гальванічних елементів методом компенсації та виміряти за допомогою цього методу ЕРС гальванічного елемента і термо-ЕРС диференціальної термопари.

Прилади: досліджуваний гальванічний елемент, нормальний елемент Вестона, джерело постійного струму на 5 В, ЕРС якого більша за ЕРС досліджуваного елемента, два послідовно з'єднані декадні магазини опорів, магазин опорів типу МСВ ($0 - 10^5$ Ом), гальванометр з нулем відліку посередині шкали, перемикач, телеграфний ключ.

Теоретичні відомості

1. Вимірювання електрорушійної сили джерела струму методом компенсації.

Електрорушійною силою (е.р.с., ЕРС) джерела струму (гальванічного елемента) називається відношення роботи сторонніх сил з переміщення заряду вздовж замкненого провідного контуру до величини цього заряду. *Сторонніми силами* називаються усі відмінні від електростатичних механізми дії на носії заряду, що змушують їх рухатися з області із меншою енергією в електричному полі до області з більшою енергією. Прикладами сторонніх сил є деякі хімічні реакції, явище електромагнітної індукції, внутрішній фотоефект у напівпровідниковому p–n-переході та ін.

Величина ЕРС джерела струму (гальванічного елемента) дорівнює різниці потенціалів між полюсами розімкненого елемента. Тому для вимірювань ЕРС джерел струму створюють умови, за яких струм через джерело не тече. Досягається це *компенсаційним методом*, який є одним з основних методів точних електричних вимірювань.

Схему методу подано на **Рис. 1**. На ділянку *abc* подається напруга від джерела *E*. Джерело з невідомою ЕРС E_x підключається до ділянки *abc* назустріч *E*. При довільних значеннях опорів R_1 та R_2 вздовж різних ділянок кола протікатимуть струми I, I_1 та I_x (див. **Рис. 1**).

За правилами Кірхгофа

$$I_1 = I + I_x,$$

$$I_1 \cdot R_1 + I \cdot (R_2 + \rho) = E,$$

$$I_1 \cdot R_1 + I_x \cdot \rho_x = E_x,$$

де ρ та ρ_x – сумарні опори відповідних джерел та з'єднувальних провідників.

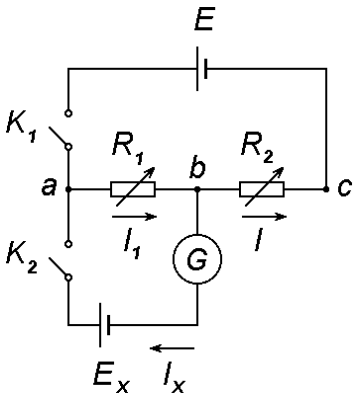


Рис. 1.

Якщо струм через джерело E_x не тече (тобто $I_x = 0$), то тоді

$$E_x = I_1 \cdot R_1, \qquad I_1 = I = \frac{E}{R_1 + R_2 + \rho},$$

$$E_x = \frac{E \cdot R_1}{R_1 + R_2 + \rho}. \qquad (1)$$

Величину E_x можна визначити, не вимірюючи безпосередньо E та ρ. Для цього після вимірювання опору R_1, при якому струм через E_x відсутній, замість E_x включається джерело з відомою ЕРС E_0, величина якої з часом не змінюється. За таке джерело звичайно править нормальний елемент (елемент Вестона). ЕРС елемента Вестона залежить від температури наступним чином:

$$E_0 = 1{,}0183 - 0{,}0000406 \cdot (t - 20^\circ) - 0{,}00000095 \cdot (t - 20^\circ)^2. \qquad (2)$$

При попередньому значенні сумарного опору $R_1 + R_2$ знайдемо нове значення опору R_{01}, при якому струм через елемент E_0 дорівнюватиме нулеві. Тоді

$$E_0 = \frac{E \cdot R_{01}}{R_1 + R_2 + \rho}. \qquad (3)$$

З рівнянь (1) та (3) знаходимо

$$E_x = E_0 \cdot \frac{R_1}{R_{01}}. \qquad (4)$$

Таким чином, вимірювання ЕРС зводиться до вимірювання опорів, яке можна виконати з високою точністю.

Для виконання роботи використовується робоча схема, наведена на **Рис. 2**. На рисунку E – це джерело ЕРС на 6 В; $R_б$ – змінний опір від 0 до 10^5 Ом, який обмежує струм через досліджуване джерело ЕРС (баластний опір), а також дозволяє змінювати чутливість схеми; K_2 – телеграфний ключ, який вмикає коло вимірювального елемента на короткий час, щоб уникнути поляризації гальванічного елемента та зміни його ЕРС. Змінний опір r (показаний пунктиром) у цій частині роботи не використовується.

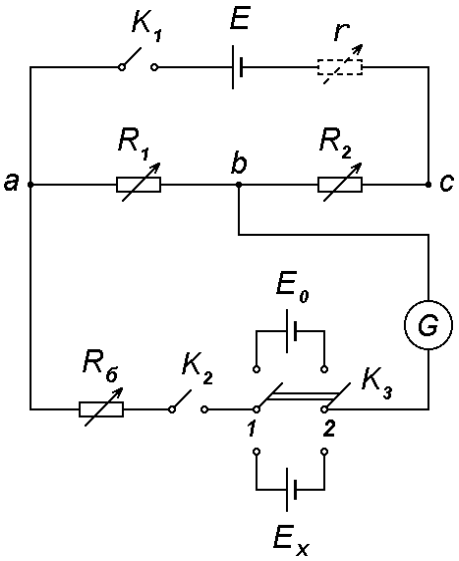


Рис. 2.

2. Вимірювання термоелектрорушійної сили диференціальної термопари за допомогою потенціометра постійного струму.

Диференціальна термопара – це датчик температури, що складається з двох різних провідників, кінці яких з'єднані надійними контактами (зварені або зпаяні). Якщо контакти термопари підтримувати при різних температурах, то в колі виникне термоелектрорушійна сила (термо-ЕРС), тим більша, чим більша різниця температур контактів **(Рис. 3)**. Для деяких найбільш застосовуваних на

практиці термопар термо-ЕРС в широкому інтервалі температур *лінійно* залежить від різниці температур контактів: $E = \alpha \cdot (t - t_0)$. Термопари широко використовуються для вимірювання температури. Для цього потрібно вимірювати величину термо-ЕРС, що можна зробити досить точно за допомогою компенсаційного методу.

У даній роботі використовується мідь-константанова термопара (*константан* – це сплав міді з нікелем та марганцем, який характеризується слабкою залежністю питомого електричного опору від температури) та стандартний прилад для вимірювань компенсаційним методом. Такі прилади називаються потенціометрами. Для вимірювання термо-ЕРС у даній роботі використовується потенціометр типу ПП-63.

Принцип дії потенціометра постійного струму полягає у наступному. У схемі, зображеній на **Рис. 2**, за відсутності струму через E_x ($I_x = 0$) буде виконуватися рівність $E_x = I \cdot R_1$. Можна зафіксувати робочий струм I, наприклад, встановити $I = 1$ мА. Тоді опір, на який замикається E_x в момент компенсації, може бути проградуйований в одиницях ЕРС. Для встановлення робочого струму I нормальний елемент з E_0 підключається до опору $R_{01} = \frac{E_0}{I}$, регулюванням опору r досягають компенсації і тим самим створюють у колі з джерелом E заданий робочий струм I. Після встановлення робочого струму включається джерело з E_x і регулюванням опору R_1 досягається компенсація. При цьому в потенціометрі контакти опорів R_1 та R_2 з'єднані між собою так, що умова незмінності суми $R_1 + R_2$ (при зміні R_1) виконується автоматично: опір, що включається в одному магазині, виключається в іншому.

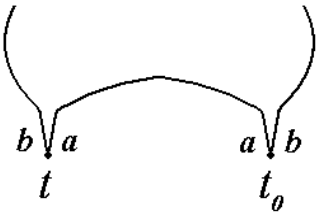


Рис. 3.

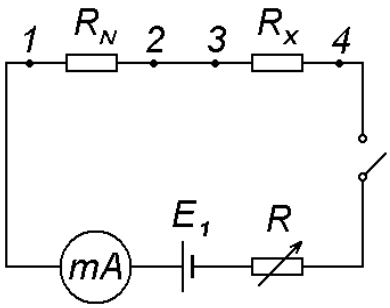


Рис. 4.

3. Вимірювання сили струму компенсаційним методом.

Для вимірювання сили струму в колі джерела E_1 (**Рис. 4**) у це коло, крім необхідних приладів (у нашому випадку – джерела E_1, змінного опору R, опору-навантаження R_x та міліамперметра), включається ще й еталонний опір R_N. Із

співвідношення $U_N = I \cdot R_N$ знаходять силу струму в колі. Для визначення U_N клеми 1 і 2 опору R_N підключаються до клем 1-2 схеми, зображеної на **Рис. 2,** замість E_x; значення U_N визначається таким самим методом, як і E_x.

Компенсаційні вимірювання сили струму можуть бути використані для градуювання міліамперметра. Тому в коло, у якому вимірюється сила струму, крім постійного опору-навантаження R_x підключаються ще й змінний опір R та міліамперметр. Змінний опір дозволяє змінювати струм через міліамперметр. Силу струму вимірюють компенсаційним методом. Потім будують графік залежності струму через міліамперметр від кількості поділок приладу.

4. Вимірювання опорів компенсаційним методом.

Припустимо, що потрібно виміряти опір R_x у схемі, зображеній на **Рис. 4**. Через R_N та R_x протікатиме струм однакової сили. Тому $U_N = I \cdot R_N$ та $U_x = I \cdot R_x$, де U_N та U_x – це падіння напруги на R_N та R_x відповідно. Тому, вимірявши U_N та U_x компенсаційним методом, знайдемо:

$$R_x = R_N \cdot \frac{U_x}{U_N}.$$

Для цього до клем схеми, зображеної на **Рис. 2,** підключаються по черзі клеми 1-2 та 3-4 схеми, зображеної на **Рис. 4,** та методом компенсації вимірюються U_N та U_x. Вимірювання виконуються при різних значеннях сили струму в колі. Усі вимірювання починаються при максимальному значенні $R_б$ (**Рис. 2**) і закінчуються при $R_б = 0$.

Експериментальна частина та завдання до роботи

1. Скласти схему, зображену на **Рис. 2**.

2. Встановити максимальне значення опору $R_б$, замкнути ключ K_1. Вибрати $R = R_{01} + R_{02} = 10^4$ Ом, перемикачем K_3 увімкнути джерело E_0. Змінюючи співвідношення між R_1 та R_2 (при незмінній їх сумі !), звести струм через гальванометр до нуля. Поступово зменшуючи опір $R_б$ до нуля, знову досягти відсутності струму в колі гальванометра, остаточно визначити R_{01}.

3. Перемикачем K_3 увімкнути джерело E_x. Скомпенсувати E_x при $R = R_1 + R_2 = 10^4$ Ом, поступово підвищуючи чутливість схеми шляхом зменшення $R_б$ до нуля. Визначити R_1.

4. Повторити досліди (п.п. 2 і 3) при $R = 5 \cdot 10^3$, $7 \cdot 10^3$ Ом та ін.

5. Розрахувати E_x за формулою (4). Результати вимірів занести до таблиці:

№ з/п	$R_{01} + R_{02} = R_1 + R_2$ (Ом)	R_{01} (Ом)	R_1 (Ом)	E_x (В)	ΔE_x (В)

6. Виміряти термо-ЕРС диференціальної термопари. Для цього один спай термопари опустити в колбу з водою, що кипить. Спай повинен знаходитись у парах води (температура спаю $t = 100^{\circ}C$). Другий спай вміщується у резервуар з водою при кімнатній температурі або у термос з водою при температурі плавлення льоду (температура t_0).

7. Згідно з інструкцією до роботи з потенціометром (видається окремо) підключити термопару до потенціометра і виміряти E – термо-ЕРС, що відповідає різниці температур $t - t_0$.

8. Обчислити температурний коефіцієнт термопари $\alpha = \dfrac{E}{t - t_0}$.

Контрольні запитання

1. Сторонні сили. Робота сторонніх сил по переміщенню заряду в електричному колі. Електрорушійна сила.
2. Що таке ЕРС джерела струму? Які види ЕРС Ви знаєте?
3. Внутрішній опір джерела струму. Закон Ома для повного кола постійного струму.
4. Як можна виміряти ЕРС та внутрішній опір певного джерела струму?
5. Правила Кірхгофа для електричного кола постійного струму.
6. Принцип дії електролітичного акумулятора та сухого гальванічного елемента (батарейки).
7. Принцип дії нормального елемента Вестона та залежність його ЕРС від температури.
8. У чому полягає ідея методу компенсації? Вимірювання ЕРС джерела струму методом компенсації.
9. Вивести формулу для визначення ЕРС досліджуваного гальванічного елемента.
10. Природа термо-ЕРС. Внутрішня та зовнішня контактна різниця потенціалів. Залежність їх від температури.

Рекомендована література

1. Борбат О.М. та ін. Електричний практикум. – К., 1964. – С. 4-6.
2. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 346-358.
3. Калашников С.Г. Электричество. – М., 2003. – С. 138-152, 447-454, 457-459.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 197-200, 395-396, 403-410.
5. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т. 2. (пер. с англ.).- М.: Наука, 1983.- С. 144-149.
6. Физический практикум: Электричество и оптика /Под ред. В.И.Ивероновой.- М., 1968.- С. 52-59.
7. Козлов В.И. Общий физический практикум. Электричество и магнетизм.- М., 1987.- С. 24-31.

Лабораторна робота № 3

ЗАЛЕЖНІСТЬ ОПОРУ МЕТАЛІВ ТА НАПІВПРОВІДНИКІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

Мета роботи: дослідити температурну залежність опору металів та напівпровідників в обмеженому інтервалі температур; визначити температурний коефіцієнт опору металу та ширину забороненої зони чистого напівпровідника.

Прилади і матеріали: досліджувані металевий провідник і напівпровідник, нагрівник (муфельна піч), термометр, цифровий омметр, перемикач.

Теоретичні відомості

Правильне пояснення залежності опору металів і напівпровідників від температури дає лише квантова теорія твердого тіла, яка дозволяє правильно розрахувати дозволені енергетичні рівні і розподіл електронів по цих рівнях.

З точки зору квантової теорії електрони ізольованих атомів можуть перебувати лише у певних, відмінних один від одного, так званих «дискретних», енергетичних станах. Перехід з одного можливого стану до іншого відбувається стрибкоподібно зі зміною енергії на скінченну величину ΔE. На **Рис. 1** схематично наведено дискретні рівні енергії E електронів в атомі. При утворенні кристалу атоми зближуються і починають взаємодіяти (на рисунку рівноважну відстань між атомами в кристалі позначено через r_0). Ця взаємодія по-різному проявляється на електронах, розташованих на різних енергетичних рівнях. Електрони, що перебувають на глибших рівнях, збурюватимуться слабко і залишатимуться поблизу тих атомів, до складу яких вони входили, коли атоми були ще ізольованими один від одного. Рух же зовнішніх (валентних) електронів збурюватиметься настільки, що вони втрачатимуть зв'язок зі своїми атомами і вже належатимуть усьому кристалу, або, як кажуть, колективізуватимуться. Теорія показує, що коли число атомів, що утворюють кристал, дорівнює N, то рівень кожного валентного електрона в кристалі розщеплюється на N окремих, близько розташованих один біля одного рівнів. У реальних кристалах число атомів N є дуже великим, в результаті чого в кристалі виникатиме ціла смуга або *зона дозволених станів*, що утворюватиметься величезним числом надзвичайно близько розташованих один від одного рівнів. На **Рис. 1** показано розщеплення різних рівнів енергії електрона як функції міжатомної відстані. В 1 см^3 твердого тіла міститься порядка $10^{22} \div 10^{23}$ атомів (!). Такий самий порядок має і число рівнів у зоні.

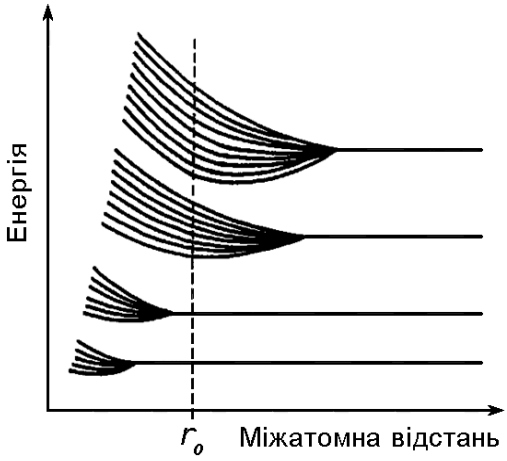


Рис. 1.

Загальна ширина зони становить величину близько кількох електрон-вольт. Відстань між сусідніми рівнями зони становить величину порядка 10^{-23} –10^{-22} еВ ($1 еВ = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *Дж*), тобто величину порядка електрон-вольта, поділеного на число Авогадро. Подібно до того, як в ізольованому атомі дискретні рівні енергії розділені областями недозволених (заборонених) значень енергії, так і у твердому тілі дозволені енергетичні зони розділені зонами заборонених значень енергії. Ширина заборонених зон є сумірною з шириною дозволених зон. В залежності від конкретної речовини розміщення і заповнення зон електронами може бути різним (**Рис. 2**).

Кожен електрон будь-якого ізольованого атома характеризується одним із дозволених значень енергії, тобто займає один із дозволених енергетичних рівнів. В основному, незбуреному, стані атома, сумарна енергія електронів набуває мінімально можливого значення. Через це, здавалося б, усі електрони повинні були б перебувати на найнижчому рівні. Проте електрони підкоряються так званому *принципу заборони Паулі*, згідно з яким у будь-якій квантовій системі (атомі, молекулі, кристалі і т. д.) на кожному енергетичному рівні може перебувати не більше двох електронів, причому *власні моменти імпульсу* (так звані *спіни*) електронів, які одночасно займають один і той же енергетичний рівень, повинні мати протилежні напрямки (↑↓). Отже, на найнижчому енергетичному рівні атома може перебувати лише два електрони з протилежно напрямленими спінами. Решта електронів мають заповнювати вищі енергетичні рівні. На **Рис. 2** кружочками показані електрони з протилежно напрямленими спінами, що займають певні енергетичні рівні. Вздовж осі ординат відкладено енергію електронів, а вісь абсцис є безрозмірною.

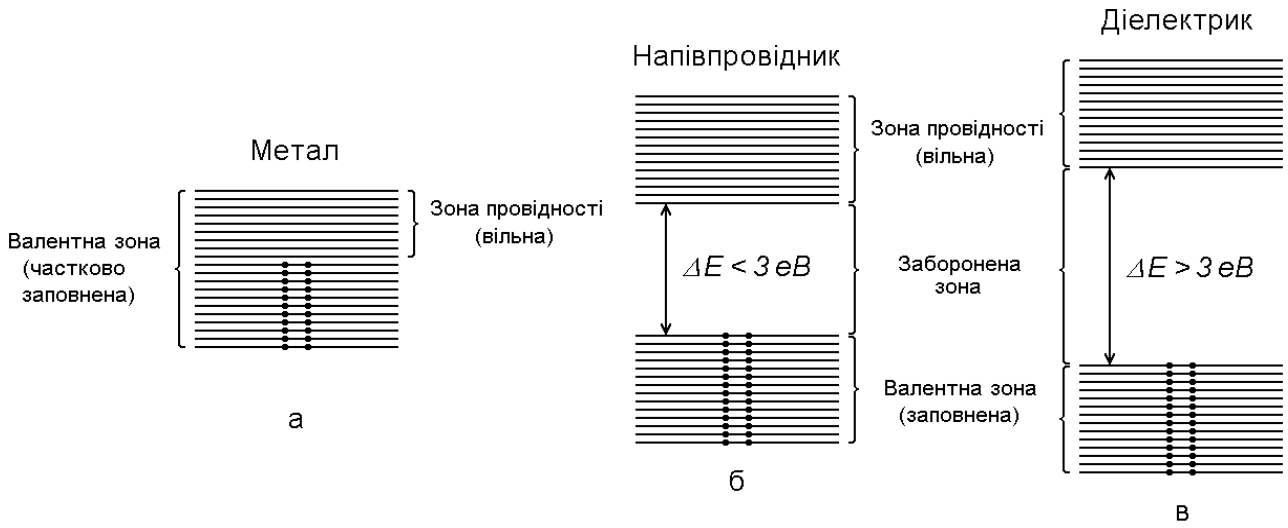

Метал
Валентна зона
(частково
заповнена)
Зона провідності
(вільна)
а
Напівпровідник
Зона провідності
(вільна)
ΔE < 3 eB
Заборонена
зона
Валентна зона
(заповнена)
б
Діелектрик
ΔE > 3 eB
в

Рис. 2.

При абсолютному нулеві температури енергія кристала повинна бути мінімальною. Через це валентні електрони заповнюють попарно нижні рівні дозволеної зони, що виникла з того рівня, на якому перебували валентні електрони в основному стані атома. Ця зона дозволених значень енергії називається *валентною зоною*. Вищі ж дозволені зони будуть вільними від електронів. Таким чином, у валентній зоні може перебувати щонайбільше *2N* валентних електронів.

В залежності від ступеня заповнення валентної зони електронами і ширини забороненої зони ΔE можливі три випадки, що зображені на **Рис. 2**. У випадку *(а)* електрони заповнюють валентну зону не повністю. Тому достатньо надати електронам, що знаходяться на верхніх рівнях, зовсім невелику енергію порядка 10^{-23} –10^{-22} еВ для того, аби перевести їх на вищі енергетичні рівні. При температурах, відмінних від 0 *К*, частина електронів переходить на вищі рівні за рахунок енергії теплових коливань атомів кристалу. Якщо ж кристал помістити в електричне поле, то додаткової енергії, яку одержує електрон від електричного поля, також виявляється достатньо для переходу електрона на вищі рівні. Кристал з подібною схемою енергетичних рівнів являє собою *метал* (*провідник*). Валентні (колективізовані) електрони металу можуть вільно рухатися під дією зовнішнього електричного поля, збільшуючи при цьому свою енергію. Енергетичні рівні таких електронів утворюють так звану *зону провідності*.

У випадках *(б)* і *(в)* усі рівні валентної зони будуть зайняті електронами – зона буде повністю заповненою. Для того, аби перевести електрон до верхньої вільної зони, йому потрібно надати енергію, не меншу, ніж ширина забороненої зони ΔE. Електричне поле (в усякому випадку, такої напруженості, при якій не відбувається електричного пробою кристалу) не спроможне надати електрону таку енергію. Тому електричні властивості кристалу визначаються шириною його забороненої зони ΔE.

Якщо ΔE невелика (приблизно від 0,1 до 3 еВ), то енергії теплових коливань kT буде достатньо для того, аби перевести частину електронів з нижньої заповненої до верхньої вільної зони. Вільна зона виявиться для них зоною провідності, оскільки потрапивши до неї, електрони зможуть вільно рухатися під дією зовнішнього електричного поля, тобто проводити електричний струм. Одночасно стане можливим перехід електронів валентної зони на звільнені у ній верхні рівні. Таким чином, вихід електронів із заповненої валентної зони даватиме можливість тим електронам, що залишилися в ній, також брати участь у провідності. В місці, яке залишив електрон, виникає надлишок позитивного заряду або, як кажуть, виникає *позитивна «дірка»*. Ця «дірка» поводить себе як позитивний заряд, який за величиною дорівнює заряду електрона. На місце, звільнене електроном (на дірку) може перейти електрон з глибшого рівня валентної зони, а це буде рівнозначно тому, що перемістилася позитивна дірка. Тобто дірка буде переміщуватися по валентній зоні у бік, протилежний напрямку руху електрона, так, як переміщувався би позитивний заряд. Речовина, у якій при

кімнатній температурі є вільні електрони і вільні дірки, називається *напівпровідником*.

У зовнішньому електричному полі електрони рухаються в бік, протилежний напрямку напруженості електричного поля, а дірки – в напрямку напруженості, тобто в той бік, куди переміщувався би позитивний заряд. Електропровідність напівпровідника, що зумовлена переміщенням електронів, називається електронною провідністю, а електропровідність, що зумовлена переміщенням дірок – дірковою провідністю. Так звана власна провідність чистого напівпровідника складається з електронної та діркової провідностей, тобто провідність створюється як вільними електронами (у зоні провідності), так і вільними дірками (у валентній зоні).

Якщо ширина забороненої зони ΔE є великою (більше 3 еВ), то при кімнатній температурі до зони провідності не може потрапити помітне число електронів. У цьому випадку кристал називають *діелектриком* (або *ізолятором*).

Число електронів в металі, які беруть участь в електропровідності (число валентних електронів), практично не залежить від температури. З цієї причини вплив температури на електропровідність металів проявляється тільки в тому, що зі зростанням температури збільшується амплітуда теплових коливань іонів кристалічної гратки, що призводить до збільшення ймовірності розсіювання електронів на іонах, в результаті чого електропровідність зменшуватиметься.

Температурна залежність опору провідника характеризується температурним коефіцієнтом опору δ, який являє собою відносну зміну опору при зміні температури на одиницю, тобто

$$\delta = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}, \qquad (1)$$

де R – опір провідника при даній температурі; T – температура провідника. Взагалі δ не є постійною величиною, а залежить від температури.

Для багатьох металів залежність опору від температури можна подати у такому вигляді:

$$R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T + \beta \cdot (\Delta T)^2 + \gamma \cdot (\Delta T)^3 + \ldots), \qquad (2)$$

де R – опір металу при даній температурі T; R_0 – опір при температурі T_0, від якої починається відлік; α, β, γ – константи, які залежать від типу металу (вони визначаються експериментально); $\Delta T = T - T_0$.

Для температур, значно нижчих за температуру плавлення, залежність опору металу від температури задовільно описується рівнянням

$$R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T), \qquad (3)$$

тобто є лінійною.

За таких умов температурний коефіцієнт опору δ збігається з величиною α і для даного обмеженого температурного інтервалу є величиною сталою.

Температурна залежність опору напівпровідників є складнішою. Це пояснюється тим, що в них, окрім фактора, що призводить до зростання опору з підвищенням температури внаслідок зростання амплітуди теплових коливань гратки і розсіювання електронів на іонах, стрімко зростає число носіїв струму, оскільки електрони одержують додаткову теплову енергію і частина їх переходить із заповненої валентної зони у зону провідності. Фактор зростання числа носіїв струму (що призводить до збільшення електропровідності і зменшення опору) набагато переважає фактор, що призводить до зростання опору внаслідок зростання амплітуди коливань гратки. Тому опір напівпровідників зменшується з підвищенням температури. В першому наближенні для температур, що незначно відрізняються від кімнатної, залежність опору чистого напівпровідника від температури можна подати у вигляді

$$R = A \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right), \qquad (4)$$

де k – стала Больцмана $\left(k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ \frac{Дж}{K} = 8{,}62 \cdot 10^{-5}\ \frac{eB}{K}\right)$, A – константа, яка може бути визначена експериментально, ΔE – ширина забороненої зони (зазвичай вимірюється в електрон-вольтах).

Опір металу та напівпровідника визначають, використовуючи цифровий омметр, до якого по черзі підключають перемикачем метал чи напівпровідник.

Завдання до роботи

1. Зібрати схему згідно з **Рис. 3**.
2. Виміряти опори металу (М) і напівпровідника (НП) омметром (Ω) при їх нагріванні від кімнатної температури до температури 120 °С через кожні 10 °С і у зворотному напрямку (при охолодженні від 120 °С до кімнатної температури).
3. Побудувати графік залежності опору металу від температури і визначити його температурний коефіцієнт опору α. За одержаним значенням α визначити, який це метал.
4. Побудувати графік залежності $\ln R = f\left(\frac{1}{2kT}\right)$ для напівпровідника. З цього графіка визначити ширину його забороненої зони ΔE в електронвольтах. За одержаним значенням ΔE визначити, який це напівпровідник.

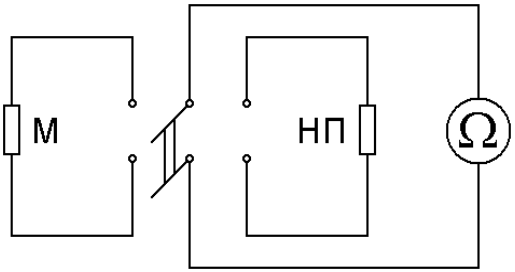


Рис. 3.

Контрольні запитання

1. Зонна теорія твердого тіла. Відмінність між провідниками, діелектриками та напівпровідниками.
2. Носії струму в металах. Класична теорія електропровідності металів. Залежність опору від температури. За яких умов вона буде лінійною?
3. Розподіл електронів в твердому тілі за станами з різною енергією. Статистика Фермі-Дірака.
4. Носії струму в напівпровідниках. Власна провідність напівпровідників.
5. Поняття про заборонену зону напівпровідника. Що таке ширина забороненої зони?
6. Домішкова провідність напівпровідників. Напівпровідники *n*- та *p*-типу. Навести приклади.
7. Залежність опору напівпровідників від температури. Чому вона має експоненційний характер?
8. Чому провідники і напівпровідники мають принципово різні залежності їх опору від температури?

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 227-231, 241-263.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 178-186, 418-434.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 227-233.- Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц.- М., 1987.- С. 193-196, 200-207.
4. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 332-339, 344-363.
5. Орир Дж. Физика (пер. с англ.).- М., 2010.- С. 544-551.
6. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Знакомство с полупроводниками.– М.: Наука, 1984.– С. 7-22, 64-84, 102-117.– (Библиотечка «Квант». Вып. 33).
7. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Барьеры (От кристалла до интегральной схемы). – М.: Наука, 1987.– С. 10-24, 26-33.– (Библиотечка «Квант». Вып. 65).

Лабораторна робота № 4

ВИВЧЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ ПОЛІВ

Мета роботи: експериментально дослідити просторовий розподіл електростатичного поля, знайти еквіпотенціальні поверхні та лінії напруженості.

Прилади і матеріали: джерело постійної напруги В4-12, гальванометр-індикатор, вольтметр, пантограф, планшет з електролітичним папером та електродами.

Теоретичні відомості

Електростатичні поля описуються за допомогою скалярної величини – *потенціалу* $\varphi(\vec{r})$ – та векторної величини – *напруженості* електричного поля $\vec{E}(\vec{r})$, де $\vec{r}(x,y,z)$ – радіус-вектор точки, у якій вивчається поле. Аналітичний розрахунок цих величин у довільній точці поля можна провести, як правило, лише для найпростішого просторового розподілу електричних зарядів. Електростатичні поля складної форми зручніше досліджувати експериментально. Вектори напруженості поля *завжди перпендикулярні* до *еквіпотенціальних поверхонь*. Тому, знаючи розподіл потенціалів поля, можна побудувати його *силові лінії* (*лінії напруженості*). Щоб визначити розподіл потенціалів електричного поля у непровідному середовищі, використовують зонд-електрод. Його вміщують у досліджувані точки поля, з'єднавши з електрометром, який показує різницю потенціалів між досліджуваною точкою поля й одним з електродів. Але у непровідному середовищі важко зрівняти потенціали зонда та досліджуваної точки поля. Тому електростатичне поле нерухомих зарядів у непровідному середовищі моделюють за допомогою електричного поля струму.

Метод моделювання дозволяє досліджувати електростатичні поля електродів, величина, форма й розміщення яких відповідає конфігурації електродів реального досліджуваного приладу. На електроди подають потенціали, рівні або пропорційні реальним. При цьому між електродами виникає електричне поле, що відрізняється від досліджуваного за напруженістю, але з точністю до масштабного коефіцієнту збігається з ним за конфігурацією. Якщо електроди покласти на *електролітичний папір* і під'єднати до джерела ЕРС, то між ними потече електричний струм. Слід зауважити, що заміна непровідного середовища на провідне може, взагалі кажучи, змінити конфігурацію електричного поля.

Виявимо умови, за яких такої зміни не відбуватиметься. Розподіл електричного поля у просторі визначається диференціальними рівняннями в частинних похідних – рівняннями Максвелла, розв'язки яких залежать як від форми рівнянь, так і від граничних умов. Покажемо, що форма рівнянь при заміні непровідного середовища на провідне не зміниться.

Справді, якщо в просторі між електродами відсутні об'ємні заряди, конфігурація електростатичного поля визначатиметься рівнянням Лапласа:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x}+\frac{\partial D_y}{\partial y}+\frac{\partial D_z}{\partial z}=0 \qquad \text{або} \quad div\vec{D}=0, \tag{1}$$

де D_x, D_y, D_z – проекції на координатні осі вектора електричної індукції (електричного зміщення) $\vec{D}(\vec{r})$.

Розглянемо малий паралелепіпед у *провідному* середовищі, побудований від деякої точки $M(x,y,z)$ з ребрами $\Delta x,\Delta y,\Delta z$ (**Рис. 1**). Розрахуємо потік вектора густини струму $\vec{j}$ через поверхню паралелепіпеда. Потік через грань $\Delta y\cdot\Delta z$, що проходить через точку M, дорівнює $-j_x\cdot\Delta y\cdot\Delta z$. Знак мінус береться тому, що зовнішня нормаль до цієї грані протилежна напряму осі *Ox*, тобто $j_n=-j_x$. Потік вектора $\vec{j}$ через грань, паралельну попередній, але зміщену вздовж осі *Ox* на відстань Δx із зовнішньою нормаллю, що направлена вздовж осі *Ox*, дорівнюватиме $\left(j_x+\frac{\partial j_x}{\partial x}\cdot\Delta x\right)\cdot\Delta y\cdot\Delta z.$ Тому потік вектора $\vec{j}$ через обидві грані становитиме

$$\left(j_x+\frac{\partial j_x}{\partial x}\cdot\Delta x\right)\cdot\Delta y\cdot\Delta z-j_x\cdot\Delta y\cdot\Delta z=\frac{\partial j_x}{\partial x}\cdot\Delta x\cdot\Delta y\cdot\Delta z=\frac{\partial j_x}{\partial x}\cdot\Delta V,$$

де $\Delta V=\Delta x\cdot\Delta y\cdot\Delta z$.

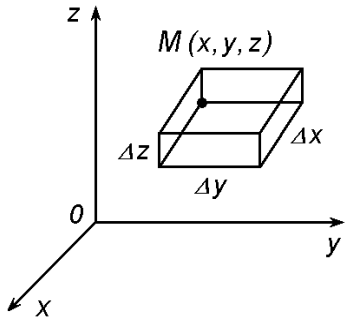


Рис. 1.

Розраховуючи аналогічним чином потоки через дві інші пари граней та додаючи їх, одержимо повний потік через усю поверхню паралелепіпеда:

$$\oint \vec{j} d\vec{S} = \left(\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} \right) \cdot \Delta V \qquad (2)$$

Розділивши цей вираз на ΔV, знайдемо дивергенцію вектора $\vec{j}$ в точці $M(x, y, z)$:

$$div\, \vec{j} = \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{1}{\Delta V} \oint \vec{j} d\vec{S} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}. \qquad (3)$$

За теоремою Остроградського-Гаусса:

$$\oint_{\Delta S} \vec{j} dS = \int_{\Delta V} div\, \vec{j} \cdot dV = \int_{\Delta V} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{j} \right) dV .$$

З іншого боку, потік вектора густини струму через будь-яку замкнену поверхню дорівнює заряду, який витікає за одиницю часу з об'єму ΔV, обмеженому цією поверхнею, тобто $-\frac{dq}{dt}$. Підставивши q у вигляді $\int_{\Delta V} \rho dV$, одержимо наступний вираз:

$$\oint_{\Delta S} \vec{j} dS = -\frac{d}{dt} \int_{\Delta V} \rho dV = -\int_{\Delta V} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV ,$$

де ρ – об'ємна густина заряду в точці M.

Під знаком інтегралу ми записали частинну похідну від ρ по t, оскільки густина заряду може залежати не лише від часу, а ще й від координат (інтеграл же $\int \rho dV$ є функцією лише часу). Співвідношення

$$\int_{\Delta V} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{j} \right) dV = -\int_{\Delta V} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV$$

повинно виконуватися для будь-якого довільно обраного об'єму ΔV. Це можливо лише в тому випадку, коли значення підінтегральних функцій одинакові в кожній точці простору, тобто

$$\frac{\partial j_x}{\partial x}+\frac{\partial j_y}{\partial y}+\frac{\partial j_z}{\partial z}=-\frac{\partial \rho}{\partial t},\quad div\,\vec{j}=-\frac{\partial \rho}{\partial t} \tag{4}$$

Одержане співвідношення називається *рівнянням неперервності*. Якщо ми маємо справу з постійним струмом, то всі електричні величини можна вважати незалежними від часу. Тоді для однорідного провідного середовища

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}=0 \;\text{ і }\; \frac{\partial j_x}{\partial x}+\frac{\partial j_y}{\partial y}+\frac{\partial j_z}{\partial z}=0 \;\text{ (або } div\,\vec{j}=0\text{)} \tag{5}$$

У той же час, для провідного середовища виконується закон Ома, тобто

$$j_x=\sigma\cdot E_x,\; j_y=\sigma\cdot E_y,\; j_z=\sigma\cdot E_z, \tag{6}$$

де σ – питома провідність середовища (стала величина, що не залежить від координат для однорідного середовища).

З урахуванням (6) формулу (5) можна переписати у вигляді:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x}+\frac{\partial E_y}{\partial y}+\frac{\partial E_z}{\partial z}=0 \;\text{ або }\; div\,\vec{E}=0 \tag{7}$$

Ми бачимо, що поле $\vec{E}(\vec{r})$ у провідному середовищі задовольняє тому ж самому рівнянню, що й електростатичне поле $\vec{D}(\vec{r})$ за відсутності об'ємних зарядів. Але щоб показати тотожність конфігурацій $\vec{E}$ і $\vec{D}$, необхідно довести, що для обох видів полів умови на поверхні електродів однакові.

У загальному випадку ці граничні умови є різними. Вектор $\vec{D}(\vec{r})$ завжди перпендикулярний до поверхні провідника (за винятком випадків, коли простір між електродами заповнений анізотропним діелектриком). У той же час, $\vec{E}(\vec{r})$ може бути і не перпендикулярним до поверхні електродів. Але, якщо питома електропровідність провідного середовища (у нашому випадку – електролітичного паперу) буде *значно меншою* за електропровідність матеріалу електродів (мідь), то вектори $\vec{E}(\vec{r})$ будуть перпендикулярними до поверхні електродів будь-якої форми. Справді, в цьому випадку потенціали всіх точок на поверхні електрода будуть практично однаковими.

Таким чином, можна вважати, що обидва поля $\vec{E}(\vec{r})$ і $\vec{D}(\vec{r})$ задовольняють не лише одному й тому ж диференціальному рівнянню, а й однаковим граничним умовам. Це означає, що *конфігурації таких полів є тотожними*, і

дослідження конфігурації поля $\vec{D}(\vec{r})$ можна замінити дослідженням конфігурації поля $\vec{E}(\vec{r})$.

Експериментальна частина

У даній роботі вимірюється не вектор напруженості електростатичного поля $\vec{E}$, а електричні потенціали. Для вимірювання потенціалів використовується зонд – тонкий металевий стрижень, приєднаний до вимірювальної апаратури. Електричну схему експериментальної установки подано на **Рис. 2**. Провідним середовищем є електролітичний папір. До його поверхні прикладаються електроди, між якими створюється певна різниця потенціалів. Завдяки тому, що провідність паперу значно менша за провідність електродів, поверхні останніх можна вважати еквіпотенціальними. Таким чином, обидві умови еквівалентності конфігурацій полів $\vec{D}(\vec{r})$ і $\vec{E}(\vec{r})$ у нашому досліді виконуються.

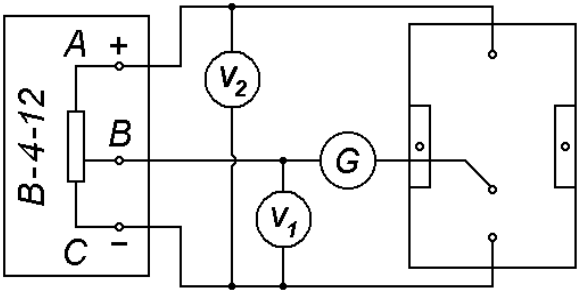


Рис. 2.

Між електродами на електролітичному папері розміщують вже згаданий зонд, за допомогою якого й вивчають конфігурацію електичного поля на поверхні паперу.

Для вивчення розподілу потенціалу між електродами зонд з'єднують через гальванометр-індикатор *G* з точкою *B* подільника напруги *ABC* (див. **Рис. 2**). Якщо між зондом, розміщеним у певній точці на електрлітичному папері, і точкою *B* є якась різниця потенціалів, то індикатор *G* покаже відхилення (у колі протікатиме струм, пропорційний цій різниці потенціалів). Відхилення на ідикаторі дорівнюватиме нулеві лише тоді, коли потенціал зонда дорівнюватиме потенціалу точки *B* подільника напруги. Переміщуючи зонд по поверхні електролітичного паперу знаходимо сукупність таких точок на ній, потенціал яких відповідає напрузі на вольтметрі V_1 (тобто певному положенню точки *B* на подільнику напруги *ABC*). З'єднавши тепер послідовність цих точок на електролітичному папері неперервною лінією, ми одержимо

еквіпотенціальну лінію – лінію перетину еквіпотенціальної поверхні, що має потенціал V_1, з площиною електролітичного паперу.

Змінюючи напругу на зонді за допомогою подільника напруги *ABC*, знаходимо на електролітичному папері серію еквіпотенціальних ліній з різними потенціалами, а потім будуємо систему ортогональних до них ліній – *ліній напруженості*. Для зручності зонд з'єднано з пантографом, який переносить зображення ліній на аркуш паперу у зменшеному вдвічі масштабі.

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Скласти електричну схему згідно з **Рис. 2**.
2. Підключити два протилежних електроди (точкові електроди або паралельні пластини) на планшеті з електролітичним папером до джерела постійної напруги В4-12 .
3. Визначити діапазон зміни потенціалу (від φ_1 до φ_2) вздовж електролітичного паперу від одного електрода до іншого. Для цього торкнутися зондом першого електрода і, обертаючи ручку на лицьовій панелі джерела напруги В4-12 (тобто переміщуючи точку *B* на подільнику напруги *ABC*), добитися рівності нулеві струму через індикатор *G*. При цьому напруга на вольтметрі V_1 дорівнюватиме потенціалу першого електрода φ_1. Після цього торкнутися зондом другого електрода і аналочіним чином визначити його потенціал φ_2.
4. Суміщаючи зонд по черзі з кожною з чотирьох вершин аркуша електролітичного паперу, визначити положення вершин аркуша паперу, на який за допомогою пантографа буде переноситися рисунок з конфігурацією елекричного поля (сімейством еквіпотенціальних ліній). Закріпити цей аркуш паперу на столі за допомогою канцелярських кнопок. В отворі, розміщеному в геометричному центрі пантографа, закріпити ручку чи олівець для перенесення згаданого рисунка на папір.
5. Діапазон зміни потенціалу вздовж електролітичного паперу $[\varphi_1, \varphi_2]$ розділити на $n = 7 \div 10$ однакових інтервалів ширини $\Delta\varphi = \dfrac{\varphi_2 - \varphi_1}{n}$.
6. Встановити на вольтметрі напругу $V_1 = \varphi_1 + \Delta\varphi \cdot i$, де $i = 1, 2, ..., n-1$. Пересуваючи зонд по поверхні електролітичного паперу, знайти сукупність із 10–15 точок, потенціал яких дорівнює встановленому потенціалу V_1 (при цьому струм через індикатор *G* дорівнюватиме нулеві) і які лежать на відповідній еквіпотенціальній лінії з потенціалом V_1. Зобразити положення цих точок на аркуші паперу за допомогою закріпленої на пантографі ручки чи олівця та з'єднати їх неперервною лінією (еквіпотенціальною лінією).
7. Діючи згідно з попереднім пунктом, перенести на аркуш паперу зображення $n-1$ еквіпотенціальної лінії для двох конфігурацій електростатичного поля: а) поля двох різноіменних точкових зарядів та б) поля двох паралельних різноіменно заряджених пластин. Для кожної конфігурації використовувати окремий аркуш паперу.

8. Обчислити розподіл напруженості електростатичного поля: а) двох різноіменних точкових зарядів; б) двох паралельних різноіменно заряджених пластин. Визначити розподіл напруженості вздовж прямої лінії, яка: а) проходить через обидва точкові заряди та б) перпендикулярна до паралельних пластин і проходить через їх середини. Результати обчислень нанести на міліметровий папір з експериментально визначеним розподілом напруженості досліджуваних полів.
9. До звіту про роботу, крім протоколу, додати: а) оригінали одержаних еквіпотенціальних ліній з сіткою ліній напруженості електростатичного поля та б) графіки зіставлення розрахованих напруженостей полів з експериментально визначеними.

Контрольні запитання

1. Електричне поле. Електростатичне поле. Сила, що діє на заряд в електричному полі. Напруженість електричного поля. Лінії напруженості.
2. Потенціал електричного поля. Еквіпотенціальні поверхні. Форма еквіпотенціальних поверхонь для точкового заряду, нескінченно довгого рівномірно зарядженого циліндра, нескінченної рівномірно зарядженої площини.
3. Зв'язок між потенціалом та напруженістю електричного поля. Як в електричному полі взаємно орієнтовані лінії напруженості та еквіпотенціальні поверхні?
4. Яке електричне поле називається однорідним? Навести приклади.
5. Вивести формули для потенціалу та напруженості електричного поля між двома точковими зарядами $+q$ і $-q$. Відстань між зарядами l.
6. Вивести формули для потенціалу та напруженості електричного поля між двома нескінченними рівномірно зарядженими плоскими поверхнями. Поверхневі густини зарядів $+\sigma$ і $-\sigma$. Відстань між поверхнями l.
7. Вивести формули для потенціалу та напруженості електричного поля між двома концентричними рівномірно зарядженими сферичними поверхнями. Радіуси сфер $R_1 < R_2$, заряди сфер $+q$ і $-q$.
8. Вивести формули для потенціалу та напруженості електричного поля між двома коаксіальними нескінченно довгими циліндричними поверхнями. Радіуси циліндрів $R_1 < R_2$, заряд на одиниці довжини циліндрів $+\lambda$ і $-\lambda$.
9. На якій підставі можна електростатичне поле моделювати полем електричних струмів в електроліті?
10. Скориставшись рівнянням неперервності, законом Ома в диференціальній формі та теоремою Гауса, оцінити час, за який зникне флуктуація густини заряду ρ всередині матеріалу провідника з питомою провідністю σ. Провести розрахунок цього часу для міді ($\sigma = 6 \cdot 10^7$ (Ом·м)$^{-1}$).

Рекомендована література

1. Борбат О.М. та ін. Електричний практикум.- К., 1964.- С. 132-134.
2. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 31-55, 90-92, 158-159, 308-310.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 17-21, 27-39, 60-61, 71-81, 173-176, 391-394, 398-399.
4. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 16-28, 36-43, 53-59, 70-72, 84-87, 98-102, 104-106.
5. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 22-37, 40-47, 50-53.
6. Тамм И.Е. Основы теории электричества.- М., 2003.- С. 21-48, 57-68.

Лабораторна робота № 5

ПРОЦЕСИ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ КОЛІ ЗМІННОГО СТРУМУ

Мета роботи: ознайомитися з природою коливальних процесів у колі змінного струму.

Прилади: генератор гармонічних сигналів, двоканальний осцилограф, магазин опорів, магазин ємностей, магазин індуктивностей.

Теоретичні відомості

Якщо в електричному колі діє електрорушійна сила, яка змінюється за гармонічним законом, то струм через елементи кола (активний опір *R*, індуктивність *L* та ємність *C*) пов'язаний з падінням напруги на них $U(t)=U_0 \sin \omega t$ наступними співвідношеннями:

$$I_R(t)=\frac{U_0}{R}\cdot \sin \omega t, \quad I_L(t)=\frac{U_0}{X_L}\cdot \sin\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right), \quad I_C(t)=\frac{U_0}{X_C}\cdot \sin\left(\omega t+\frac{\pi}{2}\right)$$

де ω – циклічна частота коливань, U_0 – амплітуда прикладеної до елемента напруги, а $\frac{U_0}{R}$, $\frac{U_0}{X_L}$ та $\frac{U_0}{X_C}$ – амплітуда струму (I_0) через відповідний елемент кола.

Величини $X_L=\omega L$ та $X_C=\frac{1}{\omega C}$ мають розмірність опору і називаються *реактивними опорами*. Фаза струму через індуктивність відстає на $\frac{\pi}{2}$ від фази прикладеної напруги, а фаза струму через ємність випереджає фазу прикладеної напруги на $\frac{\pi}{2}$.

Розрахунок кіл змінного струму базується на правилах Кірхгофа для кіл змінного струму. Для проведення такого розрахунку використовуються *метод векторних діаграм* та *символічний метод* (*метод комплексних амплітуд*).

Довільна ділянка кола змінного струму може бути представлена комбінацією активного опору, індуктивності та ємності. Приклавши до ділянки кола напругу $U(t)=U_0 \sin \omega t$, ми одержимо струм $I(t)=I_0 \sin(\omega t-\varphi)$. Зв'язок між *U(t)* та *I(t)* виражається через *комплексний опір* (або *імпеданс*) ділянки кола $\tilde{Z}=|Z|e^{i\varphi}$ (де $|Z|=\frac{U_0}{I_0}$ – це абсолютне значення імпедансу ділянки кола, а φ – зсув фаз між напругою і струмом), який відображає співвідношення між амплітудами і фазами напруги і струму для даної ділянки кола. На **Рис. 1**

подано кілька типових ділянок електричних кіл змінного струму, їх імпеданси та зсуви фаз.

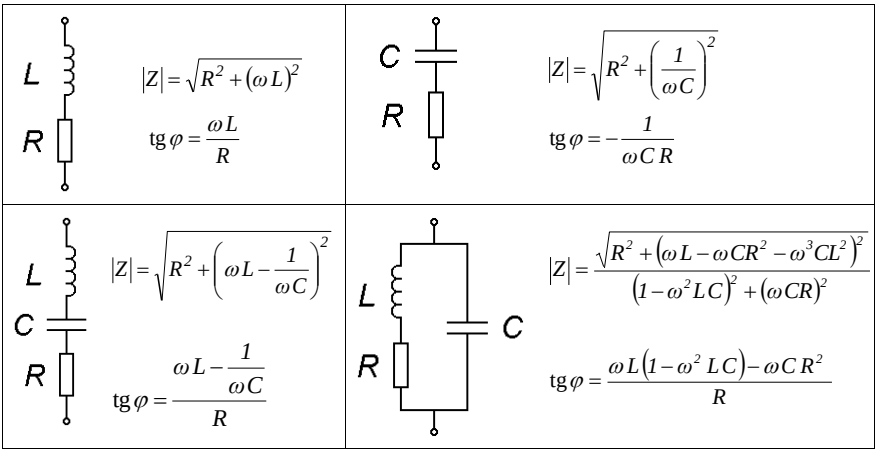


Рис. 1.

Експериментальна частина

Експериментальне дослідження електричних кіл змінного струму найкраще проводити з використанням двоканального або двопроменевого осцилографа, який дає можливість одночасно спостерігати на екрані два коливальних процеси. На **Рис. 2 (а)** наведено принципову електричну схему для дослідження залежностей між струмом *I(t)*, що протікає через досліджувану ділянку кола $\tilde{Z}$, та прикладеною до ділянки напругою *U(t)*. Об'єктом дослідження можуть бути як окремі елементи (*R, L, C*), так і їх довільні комбінації, наприклад, такі, як наведені на **Рис. 1**.

У цій роботі може використовуватись будь-який генератор гармонічних сигналів (наприклад, генератор звукової частоти ГЗ-34 або подібний), вихід якого можна від'єднати від землі.

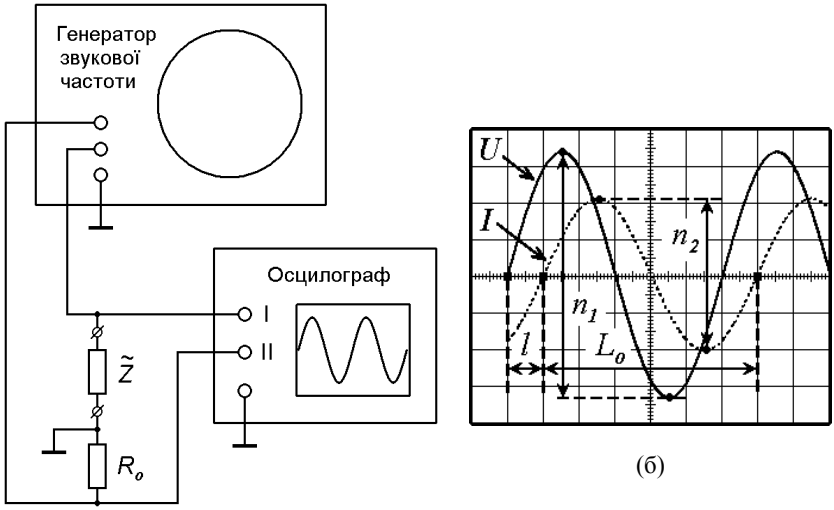
Напруга, прикладена до досліджуваної ділянки, подається на канал I осцилографа. Струм через досліджувану ділянку також протікатиме по активному опору R_0 і створюватиме на ньому падіння напруги $U_1(t) = -R_0 \cdot I(t)$. Ця напруга подається на вхід каналу II, інвертується (полярність напруги змінюється на протилежну) і дає на екрані зображення напруги $U_2(t) = -U_1(t) = R_0 \cdot I(t)$, що за формою збігається зі струмом.

Масштаб зображення регулюється шляхом вибору чутливості по каналах I та II, вибором величини опору R_0, регулюванням вихідної напруги звукового генератора та швидкості розгортки осцилографа. Сучасні двоканальні

осцилографи (С1-64, С1-70, С1-83 та ін.) мають калібровану чутливість, що змінюється у широких межах, і дають змогу інвертувати сигнал каналу II. Таким чином, за кривими на екрані (**Рис. 2 (б)**) можна визначити амплітуди прикладеної напруги, струму та зсув фаз між напругою і струмом.

Амплітуда прикладеної напруги U_0 визначається як половина добутку повного відхилення по вертикалі n_1 (від вершини «горба» до дна «западини»), вираженого у кількості поділок, на величину каліброваної напруги V_1 каналу I (напруги, що відповідає одній вертикальній поділці на екрані): $U_0 = \frac{n_1 V_1}{2}$, а амплітуда струму I_0 – аналогічно: $I_0 = \frac{n_2 V_2}{2R}$. Зсув фаз φ між напругою і струмом визначається як $\varphi = 2\pi \frac{l}{L_0}$ (див. **Рис. 2 (б)**). Якщо горб синусоїди струму *зсунутий праворуч* від горба синусоїди напруги, то це означає, що струм *відстає за фазою* від напруги.

Для одержання стійкого зображення на екрані використовується внутрішня синхронізація розгортки сигналом каналу I. Детальніші відомості про прийоми роботи з осцилографом та способи мінімізації похибок вимірювань можна знайти в інструкції з експлуатації осцилографа.



(а) (б)

Рис. 2.

Завдання та обробка результатів вимірювань

Досліджувану ділянку електричного кола підключити до схеми, зображеної на **Рис. 2 (а)**. Виміряти значення амплітуд напруги, струму та зсув фаз між напругою та струмом на різних частотах. Для ділянок кола, які не мають резонансних властивостей, встановити частоту змінної напруги $f = \frac{\omega}{2\pi}$ у співвідношенні 1 – 1,5 – 2 – 3 – 5 – 7 – 10 – 15 – і т. д. від початкової мінімальної частоти f_{min}, а для ділянок з явно вираженими резонансними властивостями провести додаткові вимірювання поблизу резонансної частоти f_0. Діапазон частот $f_{min} - f_{max}$ та f_0 визначити відповідно до типу ділянки кола і номіналів елементів, що утворюють цю ділянку (написаних на них значень опору, індуктивності та ємності). Результати вимірів занести до таблиці (**Рис. 3**).

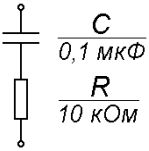
За результатами експерименту знайти значення і φ для використаних ділянок кола і значень частоти. Розрахувати відповідні значення і φ за формулами, поданими на **Рис. 1**, для номіналів елементів *R, C, L*. Розраховані дані також занести до таблиці (**Рис. 3**).

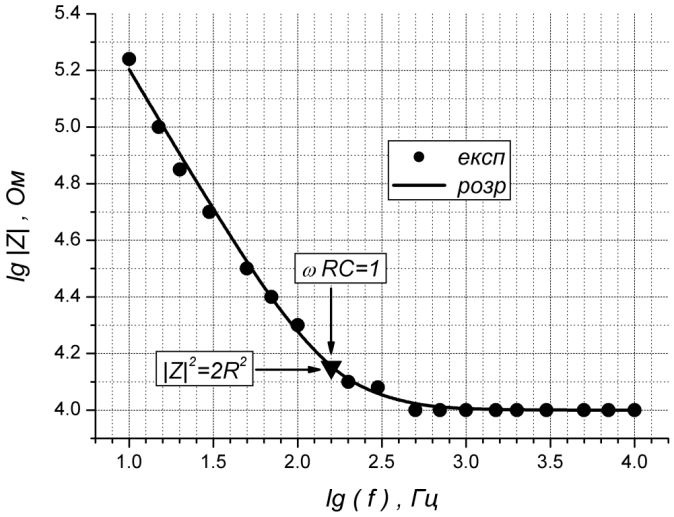
Побудувати графіки $|Z|(f)$ та $\varphi(f)$ за одержаними експериментально і розрахованими даними. Перший графік побудувати у логарифмічному масштабі (залежність $\lg|Z|$ від $\lg f$), а другий – у напівлогарифмічному (залежність φ від $\lg f$). На графіках потрібно також відобразити похибки вимірювань. Зразки графіків наведено на **Рис. 3 (а, б)**. Трикутничком на графіках показано особливу точку, для якої $\omega \cdot R \cdot C = 1$.

Зробити висновки щодо справедливості теоретичних співвідношень і пояснити можливі розходження між експериментально визначеними та розрахованими величинами.

Типи ділянок електричних кіл змінного струму, які рекомендуються для дослідження, наведені на **Рис. 1**. Слід також розглянути конденсатор без послідовного опору та котушку індуктивності. Особливу увагу потрібно приділити вивченню процесів у послідовному та паралельному коливальних контурах. Конкретні рекомендації відносно номіналів використаних елементів та типів приладів дають на робочому місці.

f, Гц	ω, рад/с	n_1, под	V_1, В/под	U_0, В	n_2, под	V_2, В/под	I_0, А	$\lvert\ \rvert$, Ом		$\frac{\lvert\ \rvert}{\lvert\ \rvert}$, %	l, под	L_0, под	φ	
								експ	розр				експ	розр





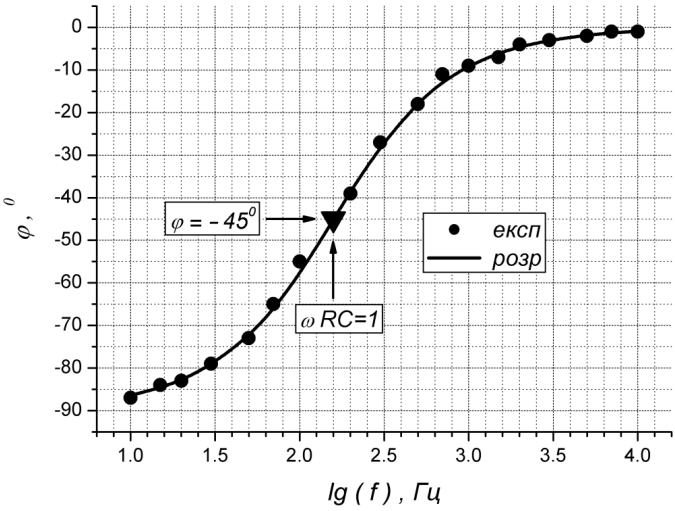


Рис. 3.

Контрольні запитання

1. Який струм називається змінним? Які ви знаєте методи одержання змінного струму?
2. Чому в колі змінного струму між струмом і напругою на конденсаторі виникає різниця фаз? Реактивний опір конденсатора, його залежність від частоти струму (напруги).
3. Чому в колі змінного струму між струмом і напругою на котушці індуктивності виникає різниця фаз? Реактивний опір котушки індуктивності, його залежність від частоти струму (напруги).
4. Закон Ома для кола змінного струму. Імпеданс.
5. Співвідношення між амплітудами та фазами струмів, що протікають через активний опір, індуктивність та ємність, і прикладеною до них напругою.
6. Символьний метод розрахунку параметрів електричних кіл змінного струму (метод комплексних амплітуд).
7. Метод векторних діаграм для розрахунку параметрів електричних кіл змінного струму.
8. Методи вимірювання амплітуд та різниці фаз змінних напруг за допомогою осцилографа.
9. Методика побудови частотних та фазових характеристик кіл змінного струму.

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 449-461, 464-468.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 513-524, 525-532, 540-549.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 258-273.
4. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 485-496, 506-530, 532-539.
5. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т. 2. (пер. с англ.).- М.: Наука, 1983.- С. 272-287.
6. Молчанов А.П., Занадворов П.Н. Курс электротехники и радиотехники.- М., 1976.- С. 52-62, 78-85.

Лабораторна робота № 6

СПАД НАПРУГИ НА РЕАКТИВНИХ ОПОРАХ

Мета роботи: ознайомитися з характером коливальних процесів у колі змінного струму.

Прилади: генератор гармонічних сигналів ГЗ-34, осцилограф С1-83, цифровий вольтметр Ф 564, магазин опорів Р-33, магазин індуктивностей, магазин ємностей.

Теоретичні відомості

Розглянемо електричне коло (**Рис. 1**), що складається з послідовно з'єднаних резистора з опором R, конденсатора з ємністю C, котушки з індуктивністю L та джерела, електрорушійна сила якого змінюється за гармонічним законом:

$$U(\omega,t) = U_0 \cdot \sin(\omega t), \qquad (1)$$

де U_0 – амплітудне значення ЕРС, ω – циклічна частота зміни ЕРС ($\omega = 2\pi\nu$, де ν – лінійна частота, що вимірюється в герцах).

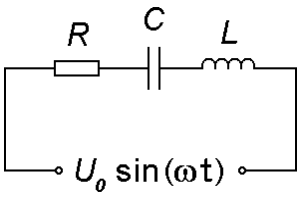


Рис. 1.

Сила струму в такому колі змінюватиметься за законом

$$I(\omega,t) = I_0 \cdot \sin(\omega t - \varphi), \qquad (2)$$

де I_0 – амплітуда коливань сили струму, φ – зсув фаз між коливаннями ЕРС та струму в колі.

Амплітуда сили струму:

$$I_0 = \frac{U_0}{|Z|} = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \qquad (3)$$

де

$$|Z| = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} - \qquad (4)$$

це абсолютне значення *повного електричного опору* (або *імпедансу*) кола змінного струму. Модуль імпедансу дорівнює кореню з суми квадратів повного *активного* (R) та повного *реактивного* $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$ опорів кола змінного струму. При протіканні струму через *активний* опір (наприклад, резистор) на ньому виділяється тепло згідно із законом Джоуля-Ленца, при протіканні ж струму через *реактивний* опір (наприклад, ідеальний конденсатор або ідеальну котушку індуктивності) тепло на ньому не виділяється.

Амплітуда спаду напруги на будь-якому опорі (активному чи реактивному) дорівнює добутку амплітуди сили струму, що протікає через цей опір, на величину цього опору.

У роботі використовується електрична схема, у якій до резистора з опором R послідовно підключається конденсатор з ємністю C або котушка з індуктивністю L (**Рис. 2**).

У першому випадку (ключ в положенні 2) амплітуда спаду напруги на ємності дорівнюватиме

$$U_C(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \cdot \frac{1}{\omega C}, \qquad (5)$$

де $\frac{1}{\omega C}$ – це реактивний опір конденсатора.

У другому випадку (ключ в положенні 3) амплітуда спаду напруги на котушці індуктивності становитиме

$$U_L(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \cdot \omega L, \qquad (6)$$

де ωL – це реактивний опір котушки індуктивності.

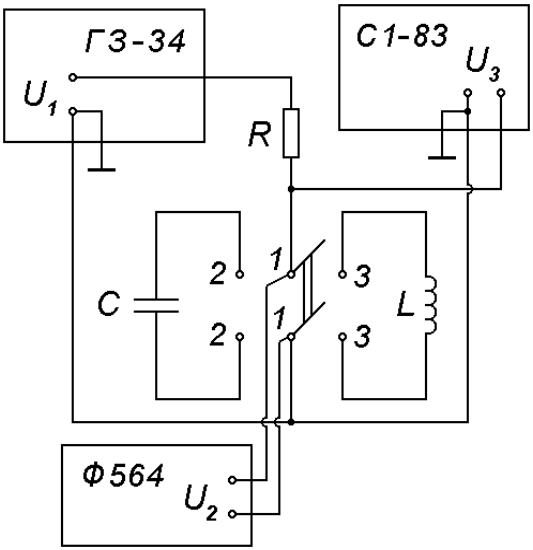


Рис. 2.

Якщо врахувати те, що котушку індуктивності виготовлено з дроту, який має незначний, але все ж таки відмінний від нуля активний опір *r*, то для амплітуди спаду напруги на котушці індуктивності отримаємо

$$U_L(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{(R+r)^2 + (\omega L)^2}} \cdot \sqrt{r^2 + (\omega L)^2}\,, \qquad (7)$$

де перший множник являє собою амплітудне значення сили струму в колі, а другий – повний опір котушки індуктивності.

Ефективне значення напруги (амплітуда, поділена на $\sqrt{2}$) вимірюється цифровим вольтметром Ф 564. Якщо ж для вимірювання амплітуди напруги використовувати осцилограф, то перш за все потрібно проградуювати відхилення електронного променя на екрані в залежності від поданої на вхід осцилографа напруги. Для цього напруга від генератора сигналів подається на вертикальний вхід осцилографа. Щоб уникнути перерозподілу між вихідними опорами генератора та осцилографа, потрібно обрати вихідний опір генератора мінімальним: $R_{вих}^{ген} = 5\ Ом$. Потім визначають відношення напруги на виході генератора $U_{ген}$ до вертикального відхилення електронного променя l. Чутливість осцилографа по вертикалі дорівнюватиме

$$\beta = \frac{U_{ген}}{l}. \qquad (8)$$

Слід мати на увазі, що чутливість осцилографа залежить від положення ручок „Ослаблення" та „Підсилення" на його лицьовій панелі. Тому під час експерименту їх положення повинно зберігатися незмінним. Вихідну напругу генератора потрібно знімати з клем „Вихід". Одну з клем з'єднують із „землею". Клему „Середня точка" (с.т.) з'єднують з клемою „Зовнішня синхронізація" (з.с.) осцилографа. Перемикач осцилографа „Синхронізація" потрібно встановити у положення „Зовнішня".

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Зібрати схему, наведену на **Рис. 2**. Встановити U_1 = 1,0 В і підтримувати її незмінною в процесі всієї роботи. Тоді при R = 0 і відключених C і L (ключ в положенні 1) U_2 = 0,9 В і U_3 = 1,4 В.

2. Встановити ключ в положення 2 і, користуючись показами U_2, дослідити залежність $U_C(\omega)$ в діапазоні частот ν = 200 – 5000 Гц при C = 2,21 мкФ і R = 200 Ом. Результати експерименту та теоретичного розрахунку подати у вигляді таблиці та графіка. Зразок таблиці наведено нижче.

ν, Гц	ω, рад/с	$U_C(\omega)_{експ}$, В	$U_C(\omega)_{теор}$, В
200			
…			
5000			

3. У положенні ключа 3 дослідити залежність $U_L(\omega)$ у цьому ж діапазоні частот при L = 1 мГн, r = 3,2 Ом, R = 1700 Ом. Результати експерименту та теоретичного розрахунку за формулою (7) подати у вигляді таблиці (див. вище) та графіка.

4. Проаналізувати формулу (7). Підібрати такі умови експерименту, щоб напруга U_L змінювалась прямо пропорційно частоті ω: $U_L(\omega) = k \cdot \omega$. Експериментально визначити інтервал частот, у якому виконуватиметься таке співвідношення.

Контрольні запитання

1. Закон Ома для кола змінного струму. Активний опір, реактивний опір. Імпеданс.
2. Квазістаціонарний струм. Умова квазістаціонарності для кола змінного струму.
3. Символьний метод розрахунку параметрів електричних кіл змінного струму (метод комплексних амплітуд).

4. Метод векторних діаграм.
5. Вивести формулу для залежності U_C від ω.
6. Вивести формулу для залежності U_L від ω.
7. Резонанс напруг в колі змінного струму.
8. Резонанс стумів в колі змінного струму.
9. Робота і потужність змінного струму. Ефективні значення напруги і сили струму.

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 446-457, 459-461, 464-468.

2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 540-549.

3. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 506-540.

4. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т. 2. (пер. с англ.).- М.: Наука, 1983.- С. 272-290.

5. Борбат О.М. та ін. Електричний практикум.- К., 1964.- С. 163-166.

Лабораторна робота № 7

РЕЛАКСАЦІЙНІ КОЛИВАННЯ У СХЕМІ З НЕОНОВОЮ ЛАМПОЮ

Мета роботи: вивчити одну з найпростіших релаксаційних автоколивних систем з неоновою лампою.

Прилади: неонова лампа, джерело постійної напруги ВУП-2, ключ, магазин великих опорів, магазин ємностей, резистор, вольтметр, двопроменевий осцилограф, частотомір.

Теоретичні відомості

Власні коливання будь-якої коливної системи є загасаючими. Для того, щоб вони стали незагасаючими, необхідні зовнішні періодичні впливи: в механіці – зовнішніх сил, в електриці – зовнішніх ЕРС. За таких умов виникають так звані *вимушені* коливання. Але існують системи, в яких незагасаючі коливання можливі без зовнішніх періодичних впливів. Вони називаються *автоколивними*, а сам коливальний процес – *автоколиваннями*.

До складу автоколивних систем входить джерело енергії. Воно періодично вмикається самою системою і вводить енергію, яка компенсує витрати на подолання тертя у випадку механічної системи або тепла Джоуля-Ленца у випадку електричної системи, що і робить коливання незагасаючими.

Розглянемо електричну автоколивну систему з неоновою лампою. Газорозрядна неонова лампа являє собою скляний балон, заповнений неоном, в якому розміщено два електроди у вигляді коаксіальних (зі спільною віссю) циліндрів. При невеликій напрузі на електродах струм через лампу не протікає. Якщо ж напруга досягне певної величини, яка називається *напругою запалювання* $U_з$, то лампа спалахне і струм через неї стрибком зросте до величини $I_з$. При подальшому збільшенні напруги струм відповідно зростатиме. Якщо змінювати напругу у зворотному напрямі, тобто зменшувати, то струм зменшуватиметься, але за іншим законом. Коли напруга спаде до величини $U_з$, лампа не погасне. Вона згасне лише при *напрузі гасіння* $U_г$, яка дещо менша за напругу запалювання $U_з$, тобто $U_г < U_з$. При напрузі $U_г$ струм стрибком спаде до нуля і лампа згасне.

Якщо неонову лампу підключити паралельно до конденсатора, зібрати схему, зображену на **Рис. 1**, і підключити її до джерела постійної ЕРС, значення якої більше за напругу запалювання лампи ($E > U_з$), то у такій схемі виникнуть електричні автоколивання, які називаються *релаксаційними*. Під час цих коливань конденсатор буде періодично заряджатися й розряджатися, а неонова лампа буде загорятися й гаснути.

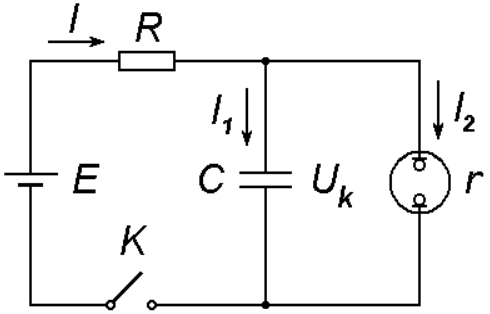


Рис. 1.

Якщо у схемі на **Рис. 1** замкнути ключ *K*, то через опір *R* потече струм *I*, який заряджатиме конденсатор *C*. За другим правилом Кірхгофа для цього кола маємо

$$RI + U_k = E, \tag{1}$$

де U_k – напруга на конденсаторі та неоновій лампі, яка підключена до нього паралельно.

Відомо, що $I = \frac{dq}{dt}$, а $q = CU_k$. Звідси

$$I = C \cdot \frac{dU_k}{dt}. \tag{2}$$

Підставимо значення сили струму в рівняння (1):

$$E = RC \cdot \frac{dU_k}{dt} + U_k. \tag{3}$$

Розв'язком цього диференціального рівняння буде:

$$U_k = E\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right). \tag{4}$$

Відповідну залежність напруги від часу зображено на **Рис. 2** лінією *0–a–a′*. З рисунка видно, що напруга на конденсаторі монотонно зростає зі швидкістю, яка залежить від величини добутку *RC*. Величина $\tau = RC$ називається *сталою часу* або *часом релаксації*. Напруга на конденсаторі, взагалі кажучи, повинна була б асимптотично наближатися до ЕРС джерела *E*. Проте у нашій схемі

напруга на конденсаторі зможе зрости лише до величини $U_з$, тому що як тільки вона досягне цієї величини, спалахне неонова лампа, яка підключена до конденсатора, і конденсатор почне через неї розряджатися.

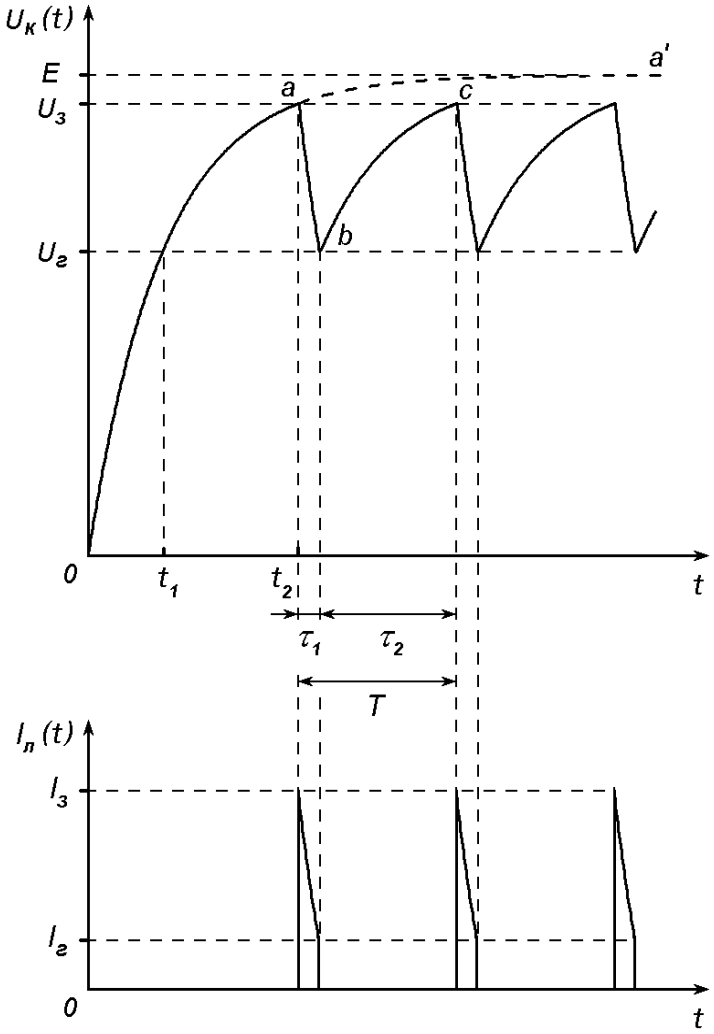


Рис. 2.

Лампу в стані провідності можна розглядати як малий опір r ($r << R$). Конденсатор розряджатиметься через неї за законом

$$U_k = U_з \cdot e^{-\frac{t}{RC}}. \qquad (5)$$

Оскільки час розряджання відносно малий, ми можемо знехтувати тим зарядом, який надходитиме за цей час до конденсатора від джерела струму. Отже, через неонову лампу протікатиме струм

$$I_л = \frac{U_k}{r} = \frac{U_з}{r} \cdot e^{-\frac{t}{RC}}, \qquad (6)$$

конденсатор розряджатиметься, поки напруга на ньому не досягне $U_г$ (лінія *a*-*b*). За цей час сила струму через нього зменшиться від $I_з$ до $I_г$. Після цього неонова лампа згасне і струм через неї припиниться. Далі напруга на конденсаторі знову почне зростати (лінія *b*–*c*), поки знову не досягне потенціалу спалаху неонової лампи $U_з$. Цей процес заряджання й розряджання конденсатора буде періодично повторюватися і неонова лампа буде ритмічно спалахувати з періодом *T*.

Величина *T* являє собою суму часу τ_1 розряджання від напруги $U_з$ до напруги $U_г$ та часу τ_2 заряджання від напруги $U_г$ до напруги $U_з$.

Оскільки $r << R$, то $\tau_1 << \tau_2$ і часом τ_1 можна знехтувати. Час $\tau_2 \approx t_2 - t_1$, де t_1 – час, за який напруга на конденсаторі зросте від 0 до $U_г$, а t_2 – час, за який напруга на конденсаторі зросте від 0 до $U_з$.

З формул

$$U_г = E\left(1 - e^{-\frac{t_1}{RC}}\right) \text{ і } U_з = E\left(1 - e^{-\frac{t_2}{RC}}\right) \qquad (7)$$

визначаємо

$$t_1 = RC \cdot \ln\frac{E}{E - U_г} \text{ і } t_2 = RC \cdot \ln\frac{E}{E - U_з}, \qquad (8)$$

звідки

$$T \approx \tau_2 \approx t_2 - t_1 = RC \cdot \ln\frac{E - U_г}{E - U_з}. \qquad (9)$$

Для того, щоб дослідити характер струму, який протікає через неонову лампу, потрібно послідовно з нею увімкнути опір r_1 (820 Ом) і напругу з нього подати на осцилограф (**Рис. 3**). При цьому r_1 повинно бути меншим за *R*, щоб

істотно не змінювати електричний стан кола струму. Напруга на r_1 пропорційна струмові, що протікає через нього і, отже, характер її зміни, який ми бачитимо на екрані осцилографа, відповідатиме характерові зміни струму. Струм, що проходитиме через лампу, являтиме собою послідовність коротких періодичних імпульсів (**Рис. 2**).

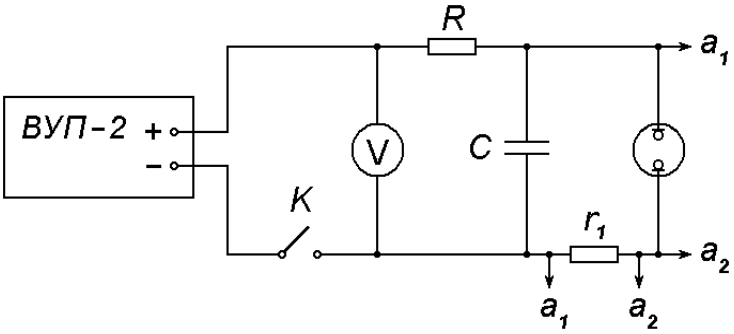


Рис. 3.

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Скласти схему згідно з **Рис. 3**.
2. Встановити $r_1 = 0$, $R = 0$ і $C = 0$ та виміряти потенціали запалювання $U_з$ та гасіння $U_г$ неонової лампи (зробити п'ять вимірів і взяти середнє значення).
3. Встановити $E > U_з \left(E = \frac{10}{9} U_з \right)$, $C = 1$ мкФ, $R = 1$ МОм і визначити за допомогою частотоміра (на **Рис. 3** не показано) період спалахів (середнє значення періоду для ≈ 50 спалахів (5 серій по 10 спалахів)) .
4. Повторити вимірювання для опорів від 0,1 МОм до 1 МОм через кожні 0,1 МОм при незмінному C.
5. Провести ті ж самі вимірювання при $C = 2$ мкФ.
6. Приєднати до точок $a_1 – a_2$ вхід каналу I осцилографа й одержати на екрані залежність напруги $U_к$ на конденсаторі й лампі від часу.
7. Ввести в схему опір r_1, підключити до нього вхід каналу II осцилографа й одержати на екрані залежність струму $I_л$ від часу (на екрані при цьому буде відображатися залежність падіння напруги $I_л \cdot r_1$ на опорі r_1 від часу, яке пропорційне струму через лампу).
8. Перерисувати або сфотографувати одержані залежності напруги і струму від часу.
9. Побудувати на одному графіку залежності $T = f(R)$ для двох значень C.

10. Перевірити для якогось одного опору, чи справді подвоєння ємності призводить до подвоєння періоду коливань.

11. Для однієї з точок обчислити T за формулою (9) і порівняти з результатами вимірювань.

Контрольні запитання

1. Самостійний та несамостійний газові розряди. Навести приклади.
2. Вимушені коливання. Автоколивні системи.
3. Чому неонову лампу можна використовувати для одержання електричних коливань? Чи будуть такі коливання гармонічними?
4. Які процеси відбуваються в неоновій лампі при проходженні через неї електричного струму?
5. Вивести формулу для залежності напруги на неоновій лампі від часу.
6. Вивести формулу для періоду коливань схеми з неоновою лампою. Чому час наростання напруги на неоновій лампі τ_2 значно більший за час її спадання τ_1?
7. Яким чином можна змінювати частоту релаксаційних коливань в схемі з неоновою лампою?
8. Як зміниться період релаксаційних коливань при збільшенні ЕРС джерела струму E?

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 282-302.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 566-568.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 236-257.
4. Калашников С. Г. Электричество.- М., 2003.- С. 383-403, 497-498, 505-506.
5. Горелик Г.С. Колебания и волны.- М., 1959.- С. 123-125.

Лабораторна робота № 8

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ДЗЕРКАЛЬНОГО ГАЛЬВАНОМЕТРА

Мета роботи: ознайомитися з принципом роботи вимірювальних приладів магнітоелектричної системи; визначити чутливість дзеркального гальванометра до струму та напруги; виміряти внутрішній опір гальванометра та критичний опір; визначити балістичну сталу гальванометра.

Прилади: дзеркальний гальванометр, магазини опорів, джерело постійної напруги, ємності на 1 і 2 мкФ, вольтметр, ключі.

Теоретичні відомості

Дзеркальний гальванометр – вимірювальний прилад магнітоелектричної системи. Прилад складається з постійного магніту, між полюсними наконечниками якого розміщена легка рамка з обмоткою. Якщо через рамку проходитиме струм, то вона повертатиметься в полі постійного магніту під дією моменту сили Ампера (**Рис. 1**).

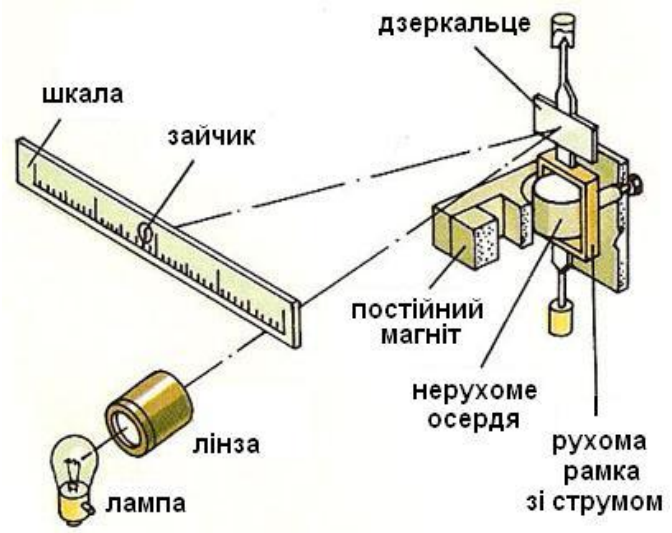


Рис. 1.

Вимірювання сили струму зводиться до реєстрації кутів повороту рамки (рухомої системи) гальванометра. Найбільш точними дзеркальними гальванометрами можна вимірювати силу струму з точністю до 10^{-11} А і різницю потенціалів до 10^{-8} В.

Динаміку руху рамки зі струмом у полі постійного магніту з індукцією B можна описати таким рівнянням:

$$k \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} + P \cdot \frac{d\varphi}{dt} + D \cdot \varphi = B \cdot N \cdot Q \cdot I \qquad (1)$$

У цьому рівнянні k – момент інерції рухомої системи гальванометра, $P \cdot \frac{d\varphi}{dt}$ – момент сил, що протидіють рухові рамки, $D \cdot \varphi$ – момент сил, зумовлених пружністю підвісу рамки, $B \cdot N \cdot Q \cdot I$ – момент сили Ампера, зумовлений взаємодією рамки зі струмом з магнітним полем постійного магніту, N – кількість витків обмотки рамки, Q – площа витка, φ – кутове відхилення рамки.

Слід мати на увазі, що $P = P_1 + P_2$, де P_1 – коефіцієнт гальмування рухомої системи під впливом тертя, а P_2 – коефіцієнт електромагнітного гальмування, яке є наслідком того, що в рамці під час її руху виникають індукційні струми.

З теорії диференціальних рівнянь відомо, що розв'язок неоднорідного рівняння (1) є сумою загального розв'язку однорідного рівняння та частинного розв'язку неоднорідного рівняння.

Знайдемо спочатку загальний розв'язок однорідного рівняння

$$k \cdot \ddot{\varphi} + P \cdot \dot{\varphi} + D \cdot \varphi = 0 \qquad (2)$$

Розв'язок цього рівняння шукатимемо у вигляді

$$\varphi = A \cdot \exp(\lambda \cdot t) \qquad (3)$$

Підставивши вираз (3) в рівняння (2), одержимо наступне характеристичне рівняння:

$$k \cdot \lambda^2 + P \cdot \lambda + D = 0 \qquad (4)$$

Розв'язки цього квадратного рівняння

$$\lambda_{1,2} = -\frac{P}{2k} \pm \sqrt{\left(\frac{P}{2k}\right)^2 - \frac{D}{k}} \qquad (5)$$

Аналіз розв'язків (5) характеристичного рівняння (4) показує, що можливі три режими руху рамки гальванометра:

а) $\frac{P}{2k} < \sqrt{\frac{D}{k}}$ – коливальний із загасаючою амплітудою (підкореневий вираз у (5) від'ємний);

б) $\frac{P}{2k} > \sqrt{\frac{D}{k}}$ – аперіодичний (без коливань) (підкореневий вираз у (5) додатній);

в) $\frac{P}{2k} = \sqrt{\frac{D}{k}}$ – аперіодичний з найшвидшим урівноваженням рамки (підкореневий вираз у (5) дорівнює нулеві).

Режим (в) ще називають *критичним*. Опір зовнішнього кола, що його забезпечує, називається критичним ($R_{кр}$).

Тепер знайдемо частинний розв'язок неоднорідного рівняння (1), поклавши усі похідні по часу рівними нулеві:

$$D \cdot \varphi = B \cdot N \cdot Q \cdot I, \tag{6}$$

звідки

$$\varphi = \frac{B \cdot N \cdot Q \cdot I}{D}. \tag{7}$$

Частинний розв'язок неоднорідного рівняння фактично є умовою рівноваги рамки, коли момент сил, що діють на рамку з боку магнітного поля, зрівноважується з моментом сил пружності, зумовлених закручування нитки підвісу рамки. Таким чином, при протіканні через рамку постійного струму I вона повернеться на рівноважний кут

$$\varphi_0 = \frac{B \cdot N \cdot Q \cdot I}{D} \tag{8}$$

Розглянемо тепер усі три можливі види руху рамки гальванометра детальніше, проаналізувавши загальні розв'язки неоднорідного рівняння (1) для випадків (а), (б) і (в) відповідно. Для цього нам потрібно взяти суму загального розв'язку (3) однорідного рівняння (2) та частинного розв'язку (7) неоднорідного рівняння (6). Сталі інтегрування знайдемо з початкових умов

$$\varphi(0) = 0, \quad \dot{\varphi}(0) = 0 \tag{9}$$

Для зручності введемо наступні позначення:

$$\beta = \frac{P}{2k}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{D}{k} - \left(\frac{P}{2k}\right)^2}, \quad \omega = \sqrt{\left(\frac{P}{2k}\right)^2 - \frac{D}{k}} \tag{10}$$

Загальний розв'язок рівняння (1) для випадку (а) матиме вигляд

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot \left[1 - \frac{\exp(-\beta t)}{\cos\alpha} \cdot \cos(\omega_0 t + \alpha)\right], \tag{11}$$

де

$$\alpha = -\operatorname{arctg}\left(\frac{\beta}{\omega_0}\right).$$

Залежності відхилення рамки від часу для випадку (а) для двох значень відношення β/ω_0 зображені на **Рис. 2**. Період власних коливань рамки дорівнюватиме

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{D}{k} - \left(\frac{P}{2k}\right)^2}}$$

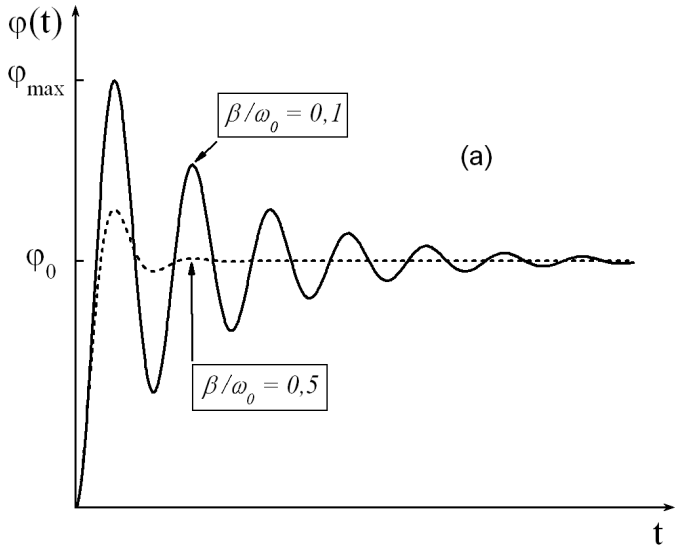


Рис. 2.

Загальним розв'язком рівняння (1) для випадку (б) буде

$$\varphi(t)=\varphi_0\cdot\left[1-\exp(-\beta t)\cdot\left(\mathrm{ch}(\omega t)+\frac{\beta}{\omega}\cdot\mathrm{sh}(\omega t)\right)\right], \qquad (12)$$

де $\mathrm{ch}(\omega t)=\frac{\exp(\omega t)+\exp(-\omega t)}{2}$ та $\mathrm{sh}(\omega t)=\frac{\exp(\omega t)-\exp(-\omega t)}{2}$ – гіперболічні косинус та сінус відповідно. Зауважимо, що у виразі (12) $\beta>\omega$.

Залежність відхилення рамки від часу для випадку (б) зображено на **Рис. 3.**

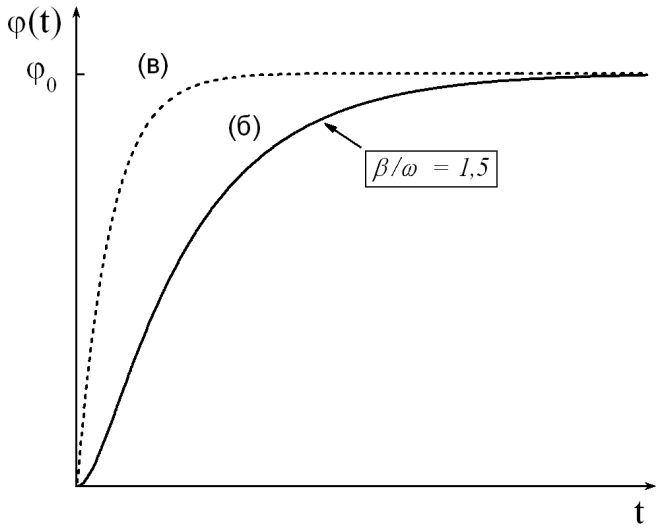


Рис. 3.

Загальний розв'язок рівняння (1) для випадку (в) матиме вигляд

$$\varphi(t)=\varphi_0\cdot[1-\exp(-\beta t)] \qquad (13)$$

Залежність відхилення рамки від часу для випадку (в) зображено на **Рис. 3.**

Характеристиками гальванометра є *динамічна стала* C_i та *струмова чутливість* S_i . Динамічна стала дорівнює силі струму, який відхиляє рухому систему гальванометра на кут в один радіан:

$$C_i = \frac{I}{\varphi}$$

Струмова чутливість – це величина, обернена до динамічної сталої:

$$S_i = \frac{1}{C_i}.$$

З формули (2) випливає, що

$$I = C_i \cdot \varphi = \frac{1}{S_i} \cdot \varphi, \quad C_i = \frac{D}{B \cdot N \cdot Q} . \tag{14}$$

Вольтова чутливість гальванометра S_u визначається із співвідношення

$$S_u = \frac{S_i}{R_G} = \frac{B \cdot N \cdot Q}{R_G \cdot D}, \tag{15}$$

де R_G – внутрішній опір гальванометра.

Гальванометр магнітоелектричної системи можна використати для вимірювання малих значень електричного заряду. При цьому необхідно, щоб час дії імпульсу струму τ був значно меншим за період власних коливань рухомої системи T_0 . Тоді перше відхилення рухомої системи буде пропорційним заряду, який переносить через рамку імпульс струму. Такий режим роботи гальванометра називається *балістичним*.

Визначимо *балістичну сталу* $C_{бал}$ та *балістичну чутливість* $S_{бал}$ гальванометра магнітоелектричної системи. Балістична стала дорівнює величині заряду, який відхиляє рухому систему гальванометра на кут в один радіан:

$$C_{бал} = \frac{q}{\varphi_0}$$

Балістична чутливість – це величина, обернена до динамічної сталої:

$$S_{бал} = \frac{1}{C_{бал}}$$

У балістичному режимі роботи рухома система гальванометра за короткий проміжок часу $\tau << T_0$ майже не переміщується. Тому для часу $0 < t < \tau$ можна вважати $\varphi = 0$.

За цих умов рівняння руху рамки (1) набуває вигляду

$$k\frac{d^2\varphi}{dt^2} + P\frac{d\varphi}{dt} = BNQI\,. \qquad (16)$$

Після інтегрування правої та лівої частин в межах від 0 до τ одержуємо

$$k\frac{d\varphi}{dt}\Big|_0^{\tau} + P\varphi\Big|_0^{\tau} = BNQq. \qquad (17)$$

Оскільки $\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_{t=0} = 0$, $\varphi(0) = \varphi(\tau) = 0$

то

$$k\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_{t=\tau} = BNQq\,. \qquad (18)$$

У рівняннях (17) та (18) q – це заряд, що протікає за час τ через рамку гальванометра. При визначенні кутової швидкості рамки на момент $t = \tau$ необхідно врахувати, що вся кінетична енергія рамки перетворюється на потенціальну енергію пружної деформації підвісу при першому повороті рухомої системи на кут φ_0, тобто

$$\frac{1}{2}k\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2_{\tau=t} = \int_0^{\varphi_0} D\cdot\varphi\cdot d\varphi\,. \qquad (19)$$

Звідси

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_{t=\tau} = \sqrt{\frac{D}{k}}\cdot\varphi_0\,. \qquad (20)$$

Підставляючи це значення до виразу (18), маємо

$$k\varphi_0\sqrt{\frac{D}{k}} = BQNq\,. \qquad (21)$$

Отже, балістична стала

$$C_{бал} = \frac{q}{\varphi_0} = \frac{\sqrt{Dk}}{BQN}, \qquad (22)$$

балістична чутливість

$$S_{бал} = \frac{1}{C_{бал}} = \frac{BQN}{\sqrt{Dk}}. \qquad (23)$$

Для вимірювання характеристик дзеркального гальванометра застосовується схема, наведена на **Рис. 4**. Рамка дзеркального гальванометра розрахована на протікання по ній струму, сила якого лежить в інтервалі 10^{-9} –10^{-6} А. Тому до неї можна подавати напругу не більше 10^{-4} В (опір рамки гальванометра ~100 Ом). У нашій роботі цього досягають за допомогою подільника напруги R і опору R_2. Напругу від батареї (2,5 В) прикладають до подільника напруги R (10^5 Ом), а на дзеркальний гальванометр G подають частину цієї напруги (R_1/R). У коло гальванометра послідовно з ним ввімкнено змінний опір $R_2 = 2 \cdot 10^4$ Ом, за допомогою якого остаточно встановлюється необхідна величина струму. Ключ K_3 служить для демпфірування (заспокоєння коливань) дзеркального гальванометра. Оскільки $R_G + R_2 >> R_1$, то струм у колі гальванометра

$$I = \frac{U \cdot \dfrac{R_1}{R}}{R_G + R_2}, \qquad (24)$$

де U – це напруга, що прикладається до подільника напруги.

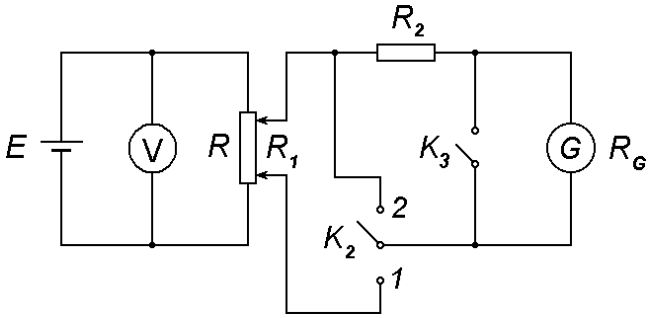


Рис. 4.

Якщо R_2 і R_1 замінити таким чином, щоб сила струму залишалась незмінною, то при U = const матимемо

$$\frac{U\dfrac{R_1'}{R}}{R_G + R_2'} = \frac{U\dfrac{R_1}{R}}{R_G + R_2}, \tag{25}$$

або $R_1'\cdot(R_2 + R_G) = R_1\cdot(R_2' + R_G)$, звідки

$$R_G = \frac{R_1 \cdot R_2' - R_1' \cdot R_2}{R_1' - R_1}. \tag{26}$$

Тепер можна визначити динамічну сталу гальванометра C_i:

$$C_i = \frac{1}{S_i} = \frac{I}{\varphi}. \tag{27}$$

Зміщення світлового показчика на шкалі n (в см) пропорційне куту повороту рамки гальванометра φ. Тоді

$$C_i = \frac{I}{n}\ (\text{А/поділ}), \tag{28}$$

$$C_i = \frac{U \cdot \dfrac{R_1}{R}}{n \cdot (R_G + R_2)}. \tag{29}$$

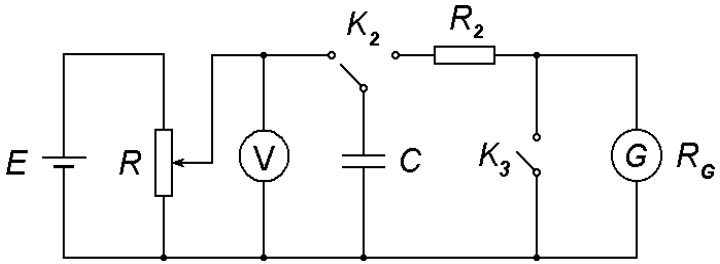


Рис. 5.

Завдання до роботи

1. Зібрати схему на **Рис. 4**.
2. Перевести ключ K_2 в положення 1. Змінюючи R_1 і R_2 , добитися певного відхилення світлового показчика на шкалі.
3. Змінити R_1 і R_2 так, щоб відхилення показчика на шкалі гальванометра n залишалось без зміни. Дослід повторити тричі, залишаючи n = const.
4. Визначити період коливань T_0 рухомої системи гальванометра для різних значень R_2 , критичний опір, опір гальванометра і динамічну сталу.
5. Для визначення $C_{бал}$ скласти схему, наведену на **Рис. 5**. Встановити ємність 1 мкФ. Зарядити її до певної різниці потенціалів (ключ K_2 у лівому положенні). Потім перевести ключ K_2 у праве положення і розрядити ємність через опір $R_2 + R_G$. Дослід повторити, змінюючи різницю потенціалів на обкладинках конденсатора та ємність останнього. За величинами накопиченого на конденсаторі заряду q і першого відхилення рухомої системи гальванометра φ_0 визначити його балістичну сталу та балістичну чутливість.

Контрольні запитання

1. З яких основних елементів складається дзеркальний гальванометр? Принцип його дії.
2. Принцип дії електровимірювальних приладів електростатичної, магнітоелектричної та електромагнітної систем.
3. Рівняння руху рамки дзеркального гальванометра та його розв'язок. Довести, що можливі три режими руху рамки.
4. Чутливість гальванометра до струму і напруги. Динамічна стала приладу.
5. Балістична стала гальванометра. Яким чином вона вимірюється в роботі?
6. Як можна визначити внутрішній опір гальванометра?
7. Балістичний режим роботи гальванометра.

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 189-190, 369-370.
2. Блецкан Д.І., Горват А.А., Кабацій В.М. Електричні вимірювання.- Ужгород, 2008.- С. 44-49, 54-68, 77-80.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 521-525.
4. Калашников С.Г. Электричество. – М., 2003.- С. 121-123, 179-187 .
5. Борбат О.М. та ін. Електричний практикум. – К., 1964. – С. 30-65.
6. Козлов В.И. Общий физический практикум. Электричество и магнетизм.- М., 1987.- С. 31-43.
7. Физический практикум: Электричество и оптика /Под ред. В.И.Ивероновой. - М., 1968.- С. 93-110.

8. Лабораторные занятия по физике // Под редакцией Л.Л.Гольдина.- М., 1983.- С. 317-326.
9. Алукер Ш.М. Электроизмерительные приборы.- М., 1976.- С. 29-38, 43-48, 60-69, 70-78.

Лабораторна робота № 9

ВИМІРЮВАННЯ НАПРУЖЕННОСТІ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ВЗДОВЖ ОСІ СОЛЕНОЇДА ІНДУКЦІЙНИМ МЕТОДОМ

Мета роботи: експериментально визначити розподіл напруженості магнітного поля вздовж осі соленоїда та зміну коефіцієнта взаємоіндукції, використовуючи індукційний метод.

Прилади і матеріали: досліджуваний соленоїд з рухомою котушкою всередині, нормальний соленоїд з насадженою на нього котушкою, балістичний гальванометр типу М-136, джерело постійного струму, амперметр до 1 А, реостат, два вимикачі, двополюсний перемикач, зразкова котушка взаємоіндукції.

Теоретичні відомості

Явище *електромагнітної індукції* полягає у виникненні ЕРС індукції $E_{інд}$ у замкненому контурі при зміні потоку Φ вектора магнітної індукції через площу, що охоплюється цим замкненим контуром. Величина потоку через контур може змінюватись за рахунок зміни величини струму в розглядуваному або сусідньому контурі. У першому випадку говорять про явище *самоіндукції*, у другому – про явище *взаємоіндукції*.

У даній роботі вивчається явище взаємоіндукції. Величина ЕРС взаємоіндукції $E_{ві}$ залежить від характеристик розглядуваних контурів та їх взаємного розміщення. Згідно із законом Фарадея при зміні величини струму I_1 в першому контурі змінюється потік магнітної індукції Φ_{12} через другий контур, що викликає появу ЕРС взаємоіндукції $E_{ві}$ у другому контурі:

$$E_{ві} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M\frac{dI_1}{dt}. \qquad (1)$$

Для двох одношарових котушок провідника, намотаних на загальне осердя, *коефіцієнт взаємоіндукції* M залежить від числа витків котушок N_1, N_2, площі поперечного перерізу котушок S, загальної довжини котушок l_0, відносної магнітної проникливості матеріалу осердя μ:

$$M = \frac{\mu_0 \mu N_1 N_2 S}{l_0}, \qquad (2)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнітна стала.

Соленоїдом називається циліндрична котушка з великою кількістю витків провідника, що утворюють гвинтову лінію. Напруженість магнітного поля у будь-якій точці A, що лежить на осі OO' соленоїда, чисельно дорівнює

алгебраїчній сумі напруженостей магнітних полів, створених у точці A всіма витками, і направлена вздовж осі соленоїда згідно з правилом свердлика

$$H = \frac{n'I}{2}\left(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1\right), \qquad (3)$$

де n' – число витків на одиницю довжини соленоїда, I – сила струму; α_1, α_2 – кути, які утворює з віссю соленоїда радіус-вектор, проведений з точки A до крайніх витків соленоїда (**Рис. 1, а**).

Для точок всередині соленоїда (**Рис. 1, б**) формула (3) набуває вигляду

$$H = \frac{n'I}{2}\left(\cos\alpha_2 + \cos\alpha_3\right), \qquad (4)$$

де $\cos\alpha_2 = \dfrac{l_0 - l}{\sqrt{R^2 + (l_0 - l)^2}}$, $\cos\alpha_3 = \dfrac{l}{\sqrt{R^2 + l^2}}$,

α_3 – кут, додатковий до α_1, l_0 – довжина соленоїда, l – відстань від розглядуваної точки A до початку соленоїда, R – радіус соленоїда.

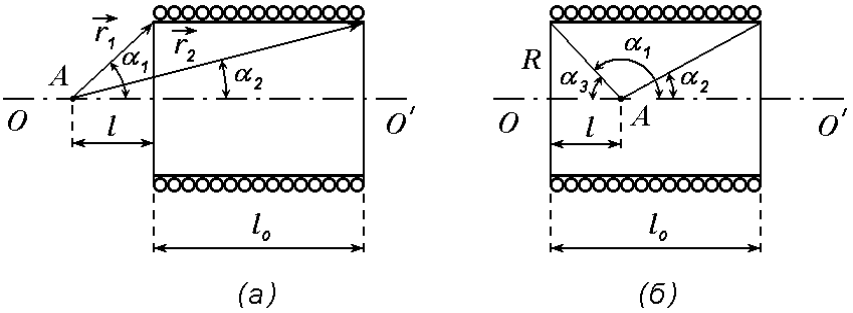


Рис. 1.

Для соленоїда обмеженої довжини l_0 напруженість вздовж осі є неоднаковою, тобто його поле є неоднорідним. Найбільша напруженість буде в точці, що лежить посередині соленоїда, тобто при $\alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$:

$$H = n'I\cos\alpha = n'I\frac{l_0}{\sqrt{4R^2 + l_0^2}}. \qquad (5)$$

Соленоїд, довжина l_0 якого набагато більша за радіус R (у 20 і більше разів), називається *нормальним*. В центрі нормального соленоїда

$$H = n' I = \frac{N}{l_0} I \,, \tag{6}$$

а на його кінцях

$$H = \frac{n'}{2} I = \frac{N}{2 l_0} I \,, \tag{7}$$

де N – загальна кількість витків.

Знаючи параметри соленоїда (N, l_0, R) можна за формулами (3–7) розрахувати H у будь-якій точці на осі соленоїда.

Експериментальна частина

Індукційний метод полягає у вимірюванні електричного заряду, що переноситься індукційним струмом через провідник, у якому виникає ЕРС взаємоіндукції. Беручи до уваги короткочасність та змінність за величиною індукційних струмів, для вимірювання заряду використовують балістичний гальванометр. Величина заряду, що проходить через гальванометр, визначається співвідношенням

$$Q = C_б \cdot \varphi, \tag{8}$$

де $C_б$ – балістична стала гальванометра, φ – кут відхилення рамки гальванометра від положення рівноваги.

У роботі використовується електрична схема, що складається з первинного (*I*) і вторинного (*II*) контурів (**Рис. 2**). Якщо в контурі *I* за час $t = t_2 - t_1$ величина струму змінюється від $+I$ до $-I$ за допомогою перемикача *П*, то в контурі *II* завдяки зміні магнітного потоку виникає індукційний струм I_2, величину якого можна обчислити за другим правилом Кірхгофа

$$E_{ві} + E_{сі} = I_2 (r_2 + r_g), \tag{9}$$

де $E_{ві} = -N_2 \dfrac{d\Phi}{dt} = -N_2 S_2 \mu_0 \mu \dfrac{dH}{dt}$ – ЕРС взаємоіндукції, $E_{сі} = -L \dfrac{dI_2}{dt}$ – ЕРС самоіндукції, L – коефіцієнт самоіндукції контуру *II* ; N_2 , S_2 , r_2 – число, площа і опір витків вторинної катушки відповідно, r_g – опір балістичного гальванометра (опором з'єднувальних провідників нехтуємо).

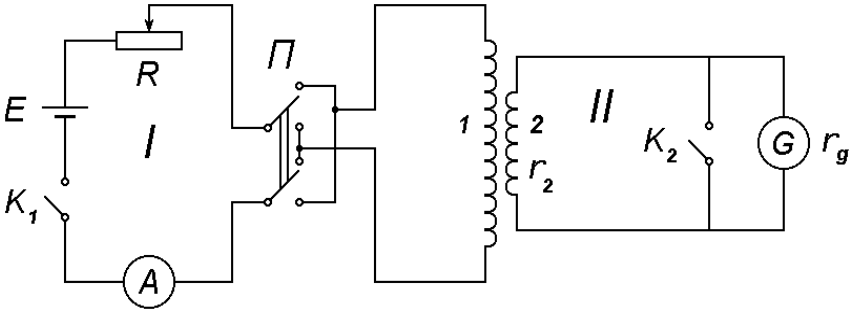


Рис. 2.

Підставивши у (9) значення $E_{ві}$, E_{ci} та позначивши через $dQ = I_2\,dt$ заряд, що переноситься через гальванометр індукційним струмом I_2 за час dt, одержимо

$$-N_2 S_2 \mu_0 \mu\, dH = (r_2 + r_g)\, dQ + L\, dI_2. \qquad (10)$$

Взявши до уваги, що в момент часу $t_1 = 0$ значення $I = I_1$, $H = +H$, $Q = 0$, $I_2 = 0$, а в момент часу t_2 $I = -I_1$, $H = -H$, $Q = Q$ (струм I_1 досягає початкового за абсолютною величиною значення і не змінюється) та проінтегрувавши вираз (10)

$$\int_{+H}^{-H} N_2 S_2 \mu \mu_0\, dH = \int_0^Q \left(r_2 + r_g\right) dQ + \int_{+I_2=0}^{-I_2=0} L\, dI\,,$$

одержимо, враховуючи, що $Q = C_б \cdot \varphi$, наступний вираз для напруженості поля на осі соленоїда в місці розміщення котушки 2:

$$H = \frac{C_б \left(r_2 + r_g\right)}{2\mu \mu_0 S_2 N_2} \cdot \varphi\,. \qquad (11)$$

Величина $C_б$ в даній роботі є невідомою. Для її визначення в схему **Рис. 2** замість досліджуваного соленоїда вмикають нормальний соленоїд з вторинною котушкою, що знаходиться зовні соленоїда. Підставивши у формулу (11) замість H величину $H_0 = \dfrac{N_1}{l_0} I_1$ для нормального соленоїда, матимемо

$$C_б = \frac{2\mu\mu_0 N_1 N_2 S_2}{l_0\left(r_2 + r_g\right)} \cdot \frac{I_1}{\varphi}\ , \qquad (12)$$

де N_1 – число витків первинної обмотки нормального соленоїда; N_2 , S_2 , r_2 – число, площа витків та опір вторинної котушки відповідно, μ = 1, I_1 – сила струму, що протікає у первинному контурі.

Коефіцієнт взаємоіндукції M двох контурів (досліджуваного соленоїда та внутрішньої котушки) визначається також з використанням схеми, наведеної на **Рис. 2**.

Формула для M виводиться з тих же міркувань, що і для H. Врахувавши, що $E_{ві} = -M\frac{dI_1}{dt}$, запишемо

$$M\frac{dI_1}{dt} - L\frac{dI_2}{dt} = I_2\left(r_2 + r_g\right).$$

Шляхом нескладних перетворень можна одержати наступний вираз

$$M = \frac{\left(r_2 + r_g\right)Q}{2I_1} = \frac{\left(r_2 + r_g\right)C_б}{2I_1}\varphi\,. \qquad (13)$$

За цією формулою обчислюється значення коєфіцієнта взаємоіндукції M при різних положеннях котушки всередині соленоїда.

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Визначити балістичну сталу гальванометра $C_б$. Для цього зробити наступне.

1) Скласти електричну схему (**Рис. 2**), приєднуючи кінці обмотки нормального соленоїда *1* до клем перемикача *П*, а кінці насаджуваної на нього котушки *2* – до кола гальванометра.

2) Перевірити стан установки балістичного гальванометра та шкали відліку.

3) Зменшуючи опір R від максимального значення, встановити такий струм I_1 , при якому зі зміною положення контактів перемикача покажчик гальванометра відхилятиметься на 2/3 шкали. Зробити відліки відхилень покажчика праворуч (n_1) та ліворуч (n_2) від нуля шкали до п’яти значень I_1. Результати занести до **Табл. 1**:

№ з/п	I_1, *А*	n_1, поділ.	n_2, поділ.	$\overline{n}$, поділ.	$I_1/\overline{n}$, А/под.	$C_б$, Кл/под.	$\Delta C_б$, Кл/под.

4) Обчислити балістичну сталу гальванометра $C_б$ для кожного значення I_1 за формулою

$$C_б = k_1 \cdot \frac{I_1}{\bar{n}}; \quad k_1 = \frac{4\,\mu\,\mu_0\,N_1\,N_2\,S_2\,l}{l_0\left(r_2 + r_g\right)}, \tag{14}$$

де k_1 – стала величина для даної експериментальної установки,

$$\bar{n} = \frac{|n_1| + |n_2|}{2}.$$

5) Провести оцінку систематичних та випадкових похибок. Записати результат для $C_б$ з довірчим інтервалом для довірчої імовірності 0,95.

2. Виміряти розподіл напруженості H вздовж осі соленоїда. Для цього зробити наступне.

1) У схемі **Рис. 2** замінити нормальний соленоїд на досліджуваний. Виміри провести, зміщуючи вторинну котушку *2* вздовж осі соленоїда на відстань x від центра соленоїда. При сталому значенні I_1 відстань x змінювати через 2–3 см всередині соленоїда та через 0,5 см на кінцях.

2) Обчислити значення напруженості $H_{експ}$ вздовж осі соленоїда та значення коефіцієнта взаємоіндукції $M_{експ}$ при різних положеннях вторинної котушки за формулами:

$$H_{експ} = k_2 \cdot n, \quad \text{де } k_2 = \frac{C_б\left(r_2 + r_g\right)}{4\,\mu\,\mu_0\,S_2\,N_2\,l}; \tag{15}$$

$$M_{експ} = k_3 \cdot \frac{n}{I_1}, \quad \text{де } k_3 = \frac{C_б\left(r_2 + r_g\right)}{4\,l}. \tag{16}$$

Результати записати до **Табл. 2**:

№	I_1, А	x, мм	n, поділ.	$H_{експ}$, А/м	$M_{експ}$, Гн

3) Побудувати графіки залежностей $H_{експ} = H(x)$, $M_{експ} = M(x)$.

4) Оцінити систематичні похибки методу при визначенні $H_{експ}$ та $M_{експ}$.

5) Розрахувати значення напруженості магнітного поля в центрі та на кінцях досліджуваного соленоїда $H_{теор}$ за формулами (5–7), вимірявши діаметр і довжину соленоїда. Порівняти одержані значення $H_{теор}$ із $H_{експ}$.

3. Визначити коефіцієнт взаємоіндукції зразкової котушки індуктивності. Для цього зробити наступне.

1) У схему (**Рис. 2**) замість соленоїда увімкнути зразкову котушку індуктивності. Підібрати значення величини струму I_1, при якому відхилення світлового покажчика дорівнюватиме приблизно 2/3 шкали. Зробити по 5 відліків відхилень покажчика праворуч $|n_1|$ та ліворуч $|n_2|$ від нуля шкали, залишаючи I_1 сталим. Визначити $\overline{n} = \frac{|n_1| + |n_2|}{2}$ для кожної пари вимірів.

2) Для зразкової котушки індуктивності обчислити $M_{експ}$ за формулою (16). Використавши параметри зразкової котушки, обчислити $M_{теор}$ за формулою (2). Порівняти одержані значення. Оцінити систематичні та випадкові похибки.

Контрольні запитання

1. Явище електромагнітної індукції. ЕРС індукції.
2. Явище взаємної індукції. ЕРС взаємної індукції. Коефіцієнт взаємної індукції. Від чого він залежить?
3. Індукція та напруженість магнітного поля, зв'язок між ними.
4. Вивести формулу для напруженості магнітного поля на осі колового контуру зі струмом.
5. Що являє собою соленоїд? Який соленоїд називають нормальним?
6. Вивести формулу для напруженості магнітного поля на осі соленоїда (всередині та іззовні соленоїда).
7. Яким методом визначається напруженість магнітного поля в даній роботі?

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 168-180, 207-221.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 138-140, 148-152, 181-190, 193-195.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 216-220, 256-260, 267-268, 271-276.
4. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 164-168, 170-179, 192-200, 201-205, 212-214.
5. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т. 2. (пер. с англ.).- М.: Наука, 1983.- С. 207-211, 248-254.

Лабораторна робота № 10

ЯВИЩЕ ГІСТЕРЕЗИСУ В ФЕРОМАГНЕТИКУ

Мета роботи: експериментально дослідити для заліза залежності індукції магнітного поля B та магнітної проникливості μ від напруженості магнітного поля H, побудувати петлю гістерезису; визначити основні характеристики феромагнетика: $B_{зал}$, H_k та $\mu_{макс}$.

Прилади і матеріали: феромагнітний зразок у формі тора, інтегратор на базі конвертора «напруга–струм», амперметр на 10 А, випрямляч Б5-8, два реостати по 10 Ом, блок опорів з вимикачами, два подвійних перемикача, лабораторний автотрансформатор.

Теоретичні відомості

Феромагнетики – це речовини, здатні мати намагнічення за відсутності зовнішнього магнітного поля. На **Рис. 1** наведено залежність модуля вектора намагніченості $\vec{J}$ від напруженості зовнішнього поля $\vec{H}$ для попередньо ненамагніченого феромагнетика (*основна* або *нульова крива намагнічення*). При деякому значенні H намагніченість досягає *насичення* $\vec{J}_{нас}$. Оскільки вектор магнітної індукції $\vec{B}$ та вектор намагніченості $\vec{J}$ пов'язані співвідношенням $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$, то при досягненні $\vec{J} = \vec{J}_{нас}$ модуль вектора $\vec{B}$ стає лише функцією модуля напруженості $\vec{H}$: $B = \mu_0 H + const$, де $const = \mu_0 J_{нас}$. Залежність $B = f(H)$ наведено на **Рис. 2**.

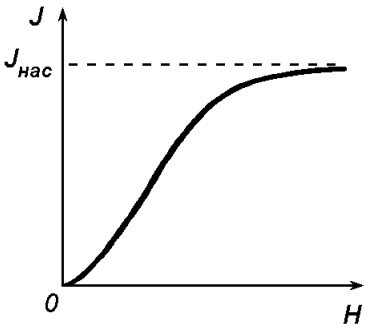


Рис. 1.

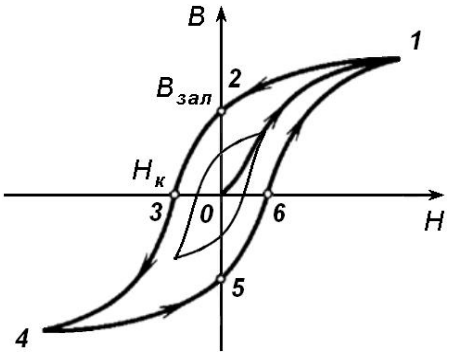


Рис. 2.

Для феромагнетика характерне явище *гістерезису*, яке полягає у відмінності значень магнітної індукції B у ньому при одних і тих же значеннях напруженості H зовнішнього магнітного поля в залежності від попереднього намагнічення феромагнетика.

Нехай спочатку наш фермагненик був ненамагнічений (або примусово розмагнічений). Помістимо тепер його у зовнішнє магнітне поле, створюване, наприклад, котушкою зі струмом, і будемо поступово збільшувати напруженість цього поля (наприклад, збільшуючи силу струму в котушці). Тоді залежність $B = f(H)$ буде являти собою відрізок кривої 0–1 на **Рис. 2** – *нульову криву намагнічення*. Якщо довести намагнічення до деякої величини (наприклад, до точки 1 на **Рис. 2**), а потім почати зменшувати напруженність зовнішнього магнітного поля H , то індукція буде зменшуватись не за кривою 1–0, а за іншою кривою 1–2. У цьому й проявляється гістерезис.

При досягненні значення $H = 0$ намагнічення не зникатиме, а буде мати місце залишкове намагнічення. Йому відповідає залишкова індукція $B_{зал}$. Лише під дією протилежного за напрямком зовнішнього поля з певним значенням напруженості $H_к$ намагнічення зникне і намагніченість J нарешті стане рівною нулеві (точка 3 на **Рис. 2**). Напруженість $H_к$, при якій зникає намагніченість, називається *коерцитивною силою*. Коерцитивна сила має розмірність напруженості магнітного поля й вимірюється у А/м.

Існування залишкового намагнічення дає можливість виготовляти постійні магніти. При дії на феромагнетик змінного магнітного поля індукція змінюється у відповідності з кривою 1–2–3–4–5–6–1, яка називається *петлею гістерезису* (аналогічну петлю можна одержати й на діаграмі $J = f(H)$). Максимальну петлю гістерезису можна одержати, якщо довести намагніченість до насичення.

Якщо насичення не досягається, одержується петля, що лежить всередині максимальної петлі гістерезису (менша петля на **Рис. 2**).

Отже, гістерезис призводить до того, що намагнічення феромагнетика залежить від попередньої історії зразка.

У зв'язку з неоднозначністю залежності B від H поняття магнітної проникливості μ застосовується до основної кривої намагнічення. Відносна магнітна проникливість феромагнетиків μ (а віповідно і магнітна сприйнятливість χ) є функцією напруженості поля і визначається як тангенс кута нахилу прямої, проведенної з початку координат до відповідної точки (до точок 1, 2, 3 і т. д. на **Рис. 3а**), тобто

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}. \qquad (1)$$

При збільшенні H кут нахилу спочатку зростає, в точці 2 досягає максимуму (пряма 0–2 є дотичною до кривої), а потім зменшується. На **Рис. 3б** наведено графік залежності μ від H. При необмеженому зростанні H значення μ

асимптотично наближається до одиниці (у виразі $\mu = 1 + \frac{J}{H}$ значення J не може перевищити значення $J_{нас}$).

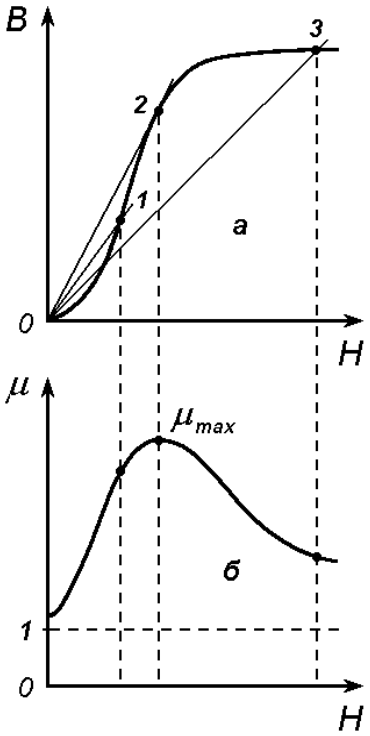


Рис. 3.

Експериментальна частина

Досліджуваний зразок виготовлений із заліза і має форму тора. Тор має первинну обмотку з кількістю витків N_1 та вторинну (вимірювальну) обмотку з кількістю витків N_2 (**Рис. 4**). Через первинну обмотку пропускається струм, що створює намагнічувальне поле, яке характеризується напруженістю H. У коло вторинної обмотки увімкнено інтегратор на базі конвертора «напруга–струм», який перетворює зміну індукції магнітного поля всередині зразка в електричну напругу. Щоб побудувати нульову криву намагнічення, зразок необхідно розмагнітити. Тому в колі тора стоїть перемикач $П_1$, за допомогою якого первинну обмотку тора можна підключити або у схему розмагнічування (**Рис. 4**, праворуч від $П_1$) або у схему живлення (ліворуч від $П_1$).

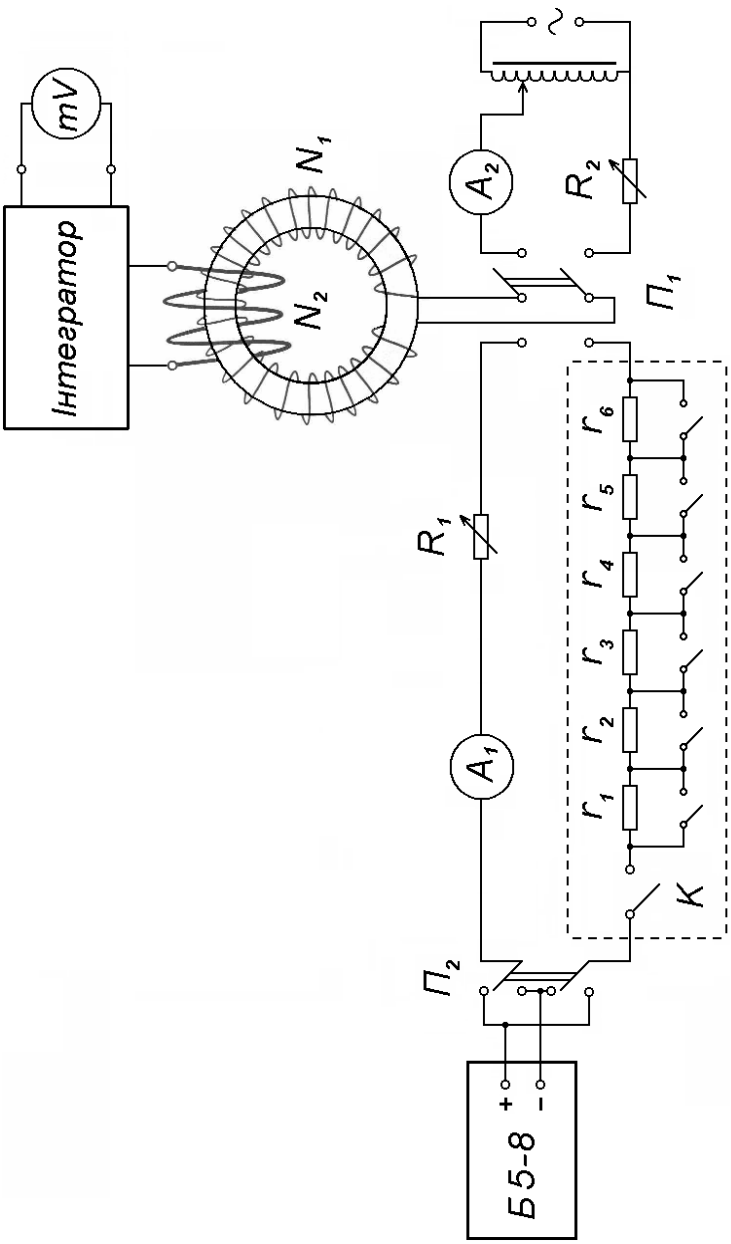


Рис. 4.

Для розмагнічування зразка первинну обмотку N_1 підключають до джерела змінного струму, амплітуду якого можна плавно змінювати. Таким джерелом є є лабораторний автотрансформатор (ЛАТР), послідовно до якого під'єднано реостат R_2. Змінюючи опір реостата струм спочатку плавно збільшують від 0 до 10 А, а потім зменшують до нуля. Після такої операції феромагнітний зразок можна вважати розмагніченим.

У схему живлення намагнічувальної обмотки тора подають напругу від випрямляча. За допомогою спеціального блока опорів із закорочувальними вимикачами (на **Рис. 4** обведені пунктирною лінією) здійснюється стрибкоподібна зміна величини струму через первинну обмотку. Напрям струму в колі можна змінювати за допомогою перемикача $П_2$.

Для вимірювання величини магнітної індукції всередині зразка використовується явище електромагнітної індукції. При стрибкоподібній зміні сили струму через первинну обмотку N_1 магнітна індукція всередині зразка змінюватиметься на величину ΔB. Внаслідок цього змінюватиметься магнітний потік через переріз зразка і, відповідно, через вторинну обмотку N_2. Завдяки явищу електромагнітної індукції у вторинній (вимірювальній) обмотці виникатиме ЕРС індукції, яка перетворюватиметься конвертором «напруга–струм» в електричний струм, що заряджатиме конденсатор інтегратора.

Для i-го вимірювання вихідна напруга інтегратора U_i буде пропорційна ΔB_i:

$$\Delta B_i = \frac{U_i \cdot \tau}{N_2 \cdot S} = k \cdot U_i, \qquad (2)$$

де U_i – вихідна напруга інтегратора після замикання або розмикання вимикачів K або $r_1, r_2, ..., r_6$; τ – стала часу інтегратора ($\tau = 1{,}62 \cdot 10^{-2}$ с); N_2 – число витків вторинної обмотки ($N_2 = 100$); S – площа поперечного перерізу тора ($S = 1$ см^2); k – коефіцієнт пропорційності.

УВАГА! Внаслідок неідеальності інтегратора його вихідна напруга буде відмінна від нуля навіть за відсутності вхідного сигналу. Більше того, ця «паразитна» вихідна напруга зростатиме з часом. Для її компенсації в схемі інтегратора використовуються регулятор «Дрейф», який дозволяє припинити зростання паразитної вихідної напруги з часом, та кнопка «Обнулення», яка дозволяє примусово розрядити інтегрувальний конденсатор і підготувати інтегратор до безпосереднього вимірювання корисної вихідної напруги U_i, за якою визначатиметься зміна магнітної індукції у зразку ΔB_i згідно з формулою (2). Тому перед кожним (!) вимірюванням U_i потрібно компенсувати «паразитну» вихідну напругу за допомогою регулятора «Дрейф» та кнопки «Обнулення».

Таким чином, для визначення величини ΔB_i необхідно виміряти корисну вихідну напругу інтегратора U_i. Вимірюючи зміну магнітної індукції в зразку при зміні напруженості магнітного поля H можна дослідити залежність $B = f(H)$ (**Рис. 2**).

Для одержання нульової кривої намагнічування (крива 0–1 на **Рис. 2**) шляхом замикання ключа K та послідовного закорочування опорів r_1, r_2, …, r_6 збільшують струм через первинну обмотку від I_1 до I_6, а напруженість, відповідно, від H_1 до H_6 та величину індукції від B_1 до B_6, кожного разу вимірюючи вихідну напругу інтегратора. Таким чином, із серії дослідів одержимо:

$$
\begin{aligned}
&B_1 = B_0 + \Delta B_1 = 0 + \Delta B_1 = k \cdot U_1,\\
&B_2 = B_1 + \Delta B_2 = k \cdot (U_1 + U_2),\\
&B_3 = B_2 + \Delta B_3 = = k \cdot (U_1 + U_2 + U_3),\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
&B_i = B_{i-1} + \Delta B_i = k \cdot \sum_i U_i \,.
\end{aligned}
\qquad (3)
$$

У цих формулах враховано, що початкове значення магнітної індукції $B_0 = 0$, оскільки перед початком досліду ми розмагнітили зразок.

Для кожного з вимірів напруженість розраховується наближено за формулою

$$H_i = \frac{N_1}{l} \cdot I_i, \qquad (4)$$

де N_1 – число витків первинної обмотки (N_1 = 830); l – довжина тора (l = 30 см); I_i – струм через первинну обмотку.

Для побудови відрізка петлі гістерезису 1–2 (**Рис. 2**) слід стрибкоподібно зменшувати величину струму через первинну обмотку шляхом розкорочування опорів у порядку $r_6 \rightarrow r_1$, знімаючи при цьому значення вихідної напруги інтегратора (з урахуванням знаку). Щоб одержати відрізок 2–3–4 , слід змінити положення перемикача $П_2$, тобто подати в коло стум зворотного напрямку, і провести вимірювання, збільшуючи значення струму до $I_{макс}$. Відрізок 4–5 одержимо, зменшуючи струм до нуля. Щоб одержати ділянку 5–6–1 і замкнути петлю гістерезису, потрібно знову змінити напрям струму за допомогою перемикача $П_2$ і провести вимірювання, збільшуючи струм від 0 до $I_{макс}$.

Якщо у послідовності виконання роботи були зроблені якісь помилки, слід знову розмагнітити зразок і провести вимірювання з самого початку (!).

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Зібрати схему, зображену на **Рис. 4**.

2. Розмагнітити зразок. Для цього перемикач $П_1$ переключити на схему розмагнічування (переключити праворуч), а тумблер на панелі зі зразком перевести у положення «Розмагнічування». Змінюючи опір реостата у схемі розмагнічування, плавно збільшити струм від 0 до 10 А, а потім зменшити до нуля.

3. Переключити $П_1$ на схему живлення первинної обмотки тора (переключити ліворуч), а тумблер на панелі зі зразком перевести у положення «Інтегратор».

4. Дослідити нульову криву намагнічування (0–1) та петлю гістерезису (0–1–2–3–4–5–6–1), змінюючи величину та напрямок струму через первинну обмотку тора за допомогою ключа *K*, вимикачів $r_1 \ldots r_6$ та перемикача $П_2$.

Результати дослідів занести до таблиці:

№ з/п	*I*, А	*H*, А/м	$\sum U_i$, В	$B = k \cdot \sum U_i$, Тл	$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$

При розрахунку $\sum U_i$ враховувати знак U_i. Значення *B* одержати з формул (2) і (3). Значення напруженості *H* розрахувати за формулою (4).

Перш ніж розрахувати значення *H* та *B*, не розбираючи експериментальної установки, потрібно побудувати графік $\sum U_i = f(I)$ і переконатися, що було одержано замкнену петлю гістерезису, інакше дослід треба повторити.

5. Побудувати графік залежності *B = f(H)*, визначити величину залишкової намагніченності $B_{зал}$ та коерцитивну силу H_k феромагнетика. Побудувати залежність μ = *f(H)* за формулою (1). Визначити $\mu_{макс}$. Значення μ, що відповідає *H = 0*, знайти з рівняння $\mu = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH}$.

6. У звіті подати для першої експериментальної точки розрахунки *B*, *H* та μ з перевіркою розмірностей формул.

7. Оцінити систематичну похибку методу при визначенні *H*, *B* та μ для першої експериментальної точки.

Контрольні запитання

1. Магнітна індукція $\vec{B}$ і напруженість магнітного поля $\vec{H}$. Намагніченість магнетика $\vec{J}$. Зв'язок між цими величинами.
2. Види магнетиків (діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики, антиферомагнетики, феримагнетики).
3. Залишкова намагніченість феромагнетика. Коерцитивна сила. М'які та жорсткі феромагнетики. Застосування феромагнетиків.
4. Що таке гістерезис? Яким чином можна пояснити його виникнення у феромагнетику?
5. Як у даній роботі вимірюються напруженість та індукція магнітного поля? Яким чином можна експериментально виміряти петлю гістерезису?
6. Як за нульовою кривою намагнічення можна визначити залежність магнітної проникливості μ від напруженості магнітного поля *H*? Чому дорівнює максимальна проникливість в даній роботі?

7. Точка Кюрі. Закон Кюрі-Вейса для феромагнетиків. Чи буде спостерігатися петля гістерезису в феромагнетику при температурі, вищій за точку Кюрі?

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 359-368, 381-391.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 291-296.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 153-162, 176-180.
4. Калашников С. Г. Электричество.- М., 2003.- С. 222-247.
5. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т. 2. (пер. с англ.).- М.: Наука, 1983.- С. 387-393.

Лабораторна робота № 12

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ З ЕФЕКТУ ХОЛЛА

Мета роботи: визначити тип та концентрацію носіїв електричних зарядів у напівпровіднику.
Прилади і матеріали: досліджуваний напівпровідниковий зразок, електромагніт, амперметр, мілівеберметр, мікроамперметр, цифровий вольтметр, подвійні перемикачі, два джерела постійного струму.

Теоретичні відомості

В основу вимірювання концентрації носіїв заряду у провідниках та напівпровідниках покладено *явище Холла*, яке полягає у виникненні поперечної різниці потенціалів при проходженні струму через зразок, що перебуває у магнітному полі, перпендикулярному до напрямку струму.

В електронній теорії ефект Холла пояснюється наступним чином. Якщо по провіднику (напівпровіднику) тече струм і зовнішнє магнітне поле $\boldsymbol{B}$ відсутнє, то еквіпотенціальні поверхні електричного поля з напруженістю $\boldsymbol{E_0}$ створюють систему перпендикулярних до вектора $\boldsymbol{E_0}$ площин (**Рис. 1**). В одній з цих площин і намагаються розмістити холлівські електроди (точки *A* і *C* на **Рис. 1**). Потенціал в усіх точках кожної еквіпотенціальної поверхні, а, отже, і в точках *A* і *C* є однаковим.

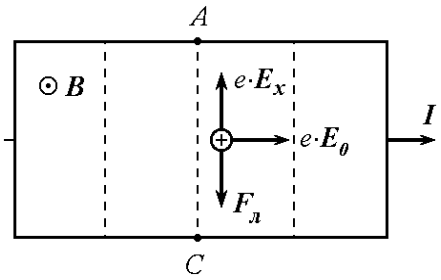


Рис. 1.

За наявності ж магнітного поля, перпендикулярного до напрямку струму і спрямованого до читача, на кожен носій заряду буде діяти сила Лоренца. Припустимо, що ми маємо напівпровідник, у якому є носії заряду лише одного знаку, наприклад, позитивного, тобто дірки. У цьому випадку сила Лоренца дорівнюватиме

$$\boldsymbol{F}_л = e \cdot [\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}] \qquad (1)$$

і буде спрямована донизу, перпендикулярно до верхньої грані пластини. Під її дією у дірок з'явиться складова швидкості руху в напрямку до нижньої грані. Біля цієї грані утвориться надлишок позитивних зарядів, а біля верхньої – надлишок негативних. Отже, виникне додаткове поперечне електричне поле з напруженістю $\boldsymbol{E_x}$, дія якого на заряди буде урівноважувати дію на них сили Лоренца (див. **Рис. 1**). Внаслідок цього носії заряду будуть рухатися у тому ж напрямку вектора $\boldsymbol{E_0}$, що й за відсутності магнітного поля. Точки *A* і *C*, які за відсутності магнітного поля були на одній і тій же еквіпотенціальній поверхні, тепер матимуть *різні* потенціали (еквіпотенціальні поверхні, зображені на **Рис. 1**, тепер нахиляться і стануть перпендикулярними до вектора сумарної напруженості $\boldsymbol{E_0} + \boldsymbol{E_x}$). Різниця цих потенціалів і називається *холлівською різницею потенціалів* або *ЕРС Холла*. Визначимо її, виходячи з електронної теорії. Стаціонарний, тобто незмінний з часом, розподіл зарядів на поверхнях зразка буде тоді, коли

$$e \cdot E_x = e \cdot v \cdot B \tag{2}$$

Поперечна різниця потенціалів дорівнюватиме

$$U_x = b \cdot E_x = b \cdot v \cdot B, \tag{3}$$

де b – висота зразка.

Силу струму I через зразок можна виразити через густину струму j та площу поперечного перерізу зразка

$$I = j \cdot b \cdot d = e \cdot n \cdot v \cdot b \cdot d, \tag{4}$$

де d – товщина зразка. Звідси швидкість руху носіїв заряду

$$v = \frac{I}{e \cdot n \cdot b \cdot d} \tag{5}$$

Підставивши (5) у (3), отримаємо

$$U_x = b \cdot B \cdot \frac{I}{e \cdot n \cdot b \cdot d} = \frac{1}{e \cdot n} \cdot \frac{I \cdot B}{d} \tag{6}$$

Це і є формула холлівської різниці потенціалів. Введемо *сталу Холла*

$$R_x = \frac{1}{e \cdot n} \tag{7}$$

Тоді

$$U_x = R_x \cdot \frac{I \cdot B}{d} \qquad (8)$$

Отже, згідно з формулою (8), вимірявши силу струму I через зразок, поперечну різницю потенціалів U_x, магнітну індукцію B і товщину зразка d, можна обчислити сталу Холла, а потім за формулою (7) визначити концентрацію носіїв заряду n.

Якщо врахувати закон розподілу електронів за швидкостями і застосувати класичну статистику електронів у твердому тілі, то для сталої Холла можна одержати наступний вираз

$$R_x = \frac{3}{8} \cdot \frac{\pi}{e \cdot n} \qquad (9)$$

Застосування ж квантової статистики Фермі-Дірака дає вираз (7). У напівпровідниках концентрація носіїв заряду є значно меншою, ніж у металах, тому доцільно використовувати формулу (9). В одному й тому ж напівпровіднику може бути або електронна, або діркова провідність залежно від типу і концентрації домішок. За знаком сталої Холла можна визначити тип провідності напівпровідника (електронний чи дірковий).

При зміні напряму магнітного поля або струму на протилежний поперечна різниця потенціалів змінює знак. Це дозволяє легко відрізнити ефект Холла від побічних ефектів (градієнту температури, нерівномірного розподілу домішок в об'ємі зразка, нееквіпотенціальності холлівських електродів тощо). Для виключення можливих помилок досліди *завжди слід проводити для двох протилежних напрямів магнітного поля*. Для одного напряму магнітного поля поперечна різниця потенціалів дорівнюватиме $U_1 = U_x + U_n$, де U_x – ЕРС Холла, а U_n – це усі інші побічні ЕРС. Для протилежного напряму поля поперечна різниця потенціалів буде $U_2 = -U_x + U_n$. Звідси для ЕРС Холла одержимо

$$U_x = \frac{U_1 - U_2}{2}, \qquad (10)$$

тобто вплив побічних ефектів ліквідується.

Експериментальна частина

Поперечну різницю потенціалів слід вимірювати компенсаційним методом за допомогою цифрового вольтметра. Принципову схему установки для вимірів подано на **Рис. 2**. Магнітне поле створюється між полюсами електромагніта. Його індукція залежить від сили струму, який тече через котушки електромагніта. Магнітну індукцію B між полюсами електромагніта

визначають з вимірів магнітного потоку Φ, що здійснюються за допомогою мілівеберметра.

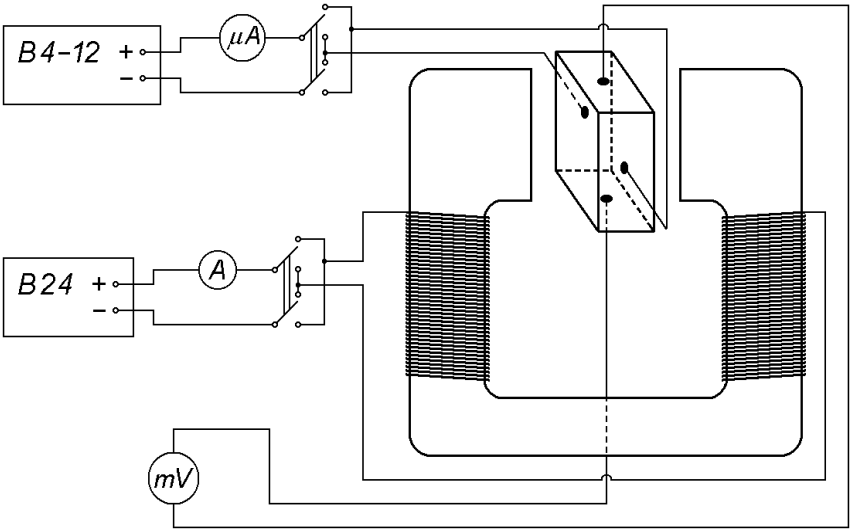


Рис. 2.

Завдання до роботи

1. Скласти електричну схему згідно з **Рис. 2.**
2. Визначити величину індукції магнітного поля між полюсами електромагніта.
3. Для уникнення впливу побічних ефектів на ЕРС Холла усі вимірювання слід проводити для двох протилежних напрямків магнітного поля. Визначити ЕРС Холла за формулою (10).
4. За знаком ЕРС Холла визначати знак носіїв заряду у досліджуваному напівпровіднику. Напрям магнітної індукції визначити за допомогою компаса.
5. З вимірів холлівської різниці потенціалів обчислити середнє значення сталої Холла, а за нею концентрацію носіїв заряду n у досліджуваному зразку.
6. Обчислити похибку, з якою визначено концентрацію носіїв заряду.

Контрольні запитання

1. Носії заряду в напівпровідниках. Власна та домішкова провідність напівпровідників.
2. Механізм виникнення ЕРС Холла в напівпровідниковій пластинці.

3. Як за допомогою ефекту Холла можна визначити концентрацію носіїв заряду в напівпровіднику? Як можна визначити знак носіїв заряду?
4. Яким чином в даній роботі можна позбавитися від впливу побічних факторів на величину ЕРС Холла?
5. Чи може ефект Холла спостерігатися в металах?
6. Яким чином за допомогою ефекту Холла можна виміряти індукцію магнітного поля?
7. Принцип дії магнітогідродинамічного генератора струму.

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 194-196.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 414-418.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика.- М., 1988.- С. 233-235.
4. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 346-348.
5. Физический практикум: Электричество и оптика /Под ред. В.И.Ивероновой. - М., 1968.- С.140-145.
6. Козлов В.И. Общий физический практикум. Электричество и магнетизм.- М., 1987.- С. 135-143.

Лабораторна робота № 13

ДВОПРОВІДНА ЛІНІЯ

Мета роботи: вивчити закономірності поширення електромагнітних хвиль у двопровідній лінії.

Прилади і матеріали: генератор електромагнітних хвиль надвисокої частоти, індикатор поля (приймач), індикатор струму на лінії, індикатор напруги на лінії, мікроамперметр, міліамперметр 0–300 мА, вольтметр постійного струму 0–10 В, вольтметр змінного струму 0–10 В, лабораторний автотрансформатор, універсальний блок живлення.

Теоретичні відомості

На практиці часто доводиться використовувати електричні кола, в яких виконується умова квазістаціонарності. Як приклад такого кола можна навести двопровідну лінію. *Двопровідна лінія* являє собою систему паралельних металевих провідників, в яких за допомогою генератора може збуджуватися змінний струм високої частоти. В таких системах активний опір, ємність і індуктивність розподілені рівномірно вздовж лінії. Як правило, в двопровідних лініях умова квазістаціонарності виконується щодо відстані між провідниками, а сила струму I, лінійна густина заряду λ та напруга між провідниками U суттєво змінюються вздовж лінії.

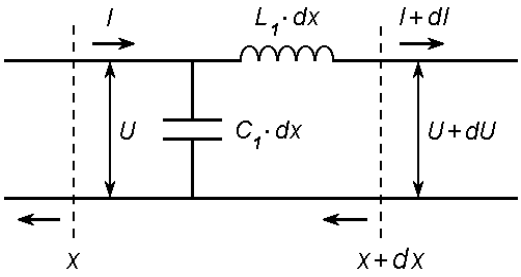


Рис. 1.

Застосовуючи до нескінченно малої ділянки двопровідної лінії довжини dx (еквівалентну схему такої ділянки зображено на **Рис. 1**) закон збереження електричного заряду та закон електромагнітної індукції і нехтуючи активним опором провідників, можна отримати наступні співвідношення:

$$dI = -dC \cdot \frac{dU}{dt} = -(C_1 \cdot dx) \cdot \frac{dU}{dt} \qquad (1)$$

$$dU = -dL \cdot \frac{dI}{dt} = -(L_1 \cdot dx) \cdot \frac{dI}{dt} \qquad (2)$$

Звідки одержимо

$$\frac{dI}{dx} = -C_1 \cdot \frac{dU}{dt} \qquad (3)$$

$$\frac{dU}{dx} = -L_1 \cdot \frac{dI}{dt} \qquad (4)$$

У цих виразах L_1 і C_1 – це індуктивність і ємність *одиниці довжини* лінії (так звані *погонна індуктивність* та *погонна ємність*). В одиницях системи СІ для двох паралельних провідників круглого перерізу з радіусом a, відстань між осями яких дорівнює b і які перебувають у середовищі з діелектричною та магнітною проникливостями ε і μ відповідно, матимемо (за умови, що $b>>a$):

$$C_1 \approx \frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}, \quad L_1 \approx \frac{\mu \mu_0}{\pi} \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right), \qquad (5)$$

звідки

$$L_1 \cdot C_1 = \varepsilon \varepsilon_0 \ \mu \mu_0 \qquad (6)$$

Останнє співвідношення справедливе для двопровідної лінії, що складається з паралельних провідників довільної форми!

З рівнянь (3) і (4) можна отримати наступні хвильові рівняння для струму і напруги в лінії

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = L_1 \cdot C_1 \cdot \frac{d^2 I}{dt^2}, \qquad (7)$$

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = L_1 \cdot C_1 \cdot \frac{d^2 U}{dt^2}, \qquad (8)$$

де множники перед другими похідними по часу від струму і напруги визначають швидкість v поширення *електромагнітної хвилі* вздовж двопровідної лінії:

$$L_1 \cdot C_1 = \frac{1}{v^2} \qquad (9)$$

Загальні розв’язки хвильових рівнянь мають наступний вигляд:

$$I = I_1\left(t - \frac{x}{v}\right) + I_2\left(t + \frac{x}{v}\right), \tag{10}$$

$$U = U_1\left(t - \frac{x}{v}\right) + U_2\left(t + \frac{x}{v}\right), \tag{11}$$

тобто струм і напруга у двопровідній лінії являють собою *суму прямої і зворотної рухомих хвиль*. Швидкість поширення цих хвиль

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 \cdot C_1}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}}, \tag{12}$$

де

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \tag{13}$$

– це швидкість світла у вакуумі ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), а ε і μ – відповідно діелектрична та магнітна проникливості середовища між провідниками. Підставляючи розв'язки (10) і (11) у рівняння (3) і (4), можна встановити зв'язок між напругою і струмом у прямій і зворотній рухомих хвилях:

$$U_1 = z_0 \cdot I_1, \quad U_2 = -z_0 \cdot I_2 \tag{14}$$

де

$$z_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \tag{15}$$

– це так званий *хвильовий опір* двопровідної лінії. Слід пам'ятати, що зворотна рухома хвиля з'являється тільки в обмеженій по довжині лінії внаслідок відбивання від її кінця. Відношення амплітуд прямої та зворотної хвиль, а також зсув фаз ніж ними визначаються коефіцієнтом відбивання $к_{відб}$. Можна показати, що

$$k_{відб} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{z_n - z_0}{z_n + z_0} \tag{16}$$

де z_n – опір навантаження, підключений до кінців двопровідної лінії.

У деяких випадках спостерігається повне відбивання прямої хвилі. Так, лінія, розімкнена на кінці, має $z_n = \infty$ і $к_{відб} = 1$. Тобто пряма і зворотна хвилі напруги мають однакову амплітуду і зсув фаз між ними дорівнює нулеві. На кінці лінії напруга подвоюється, а струм дорівнює нулеві. Для замкненої ж на

кінці лінії $z_n = 0$, $\kappa_{відб} = -1$ і маємо подвоєння сили струму і рівну нулеві величину напруги.

У випадку повного відбивання прямої хвилі, а також при рівності частоти генератора частоті одного з власних коливань обмеженої по довжині лінії, у ній виникатимуть *нерухомі* (стоячі) хвилі.

На відміну від рухомої електромагнітної хвилі, у якій коливання електричного і магнітного полів збігаються за фазою, у нерухомій хвилі коливання електричного поля зсунуті за фазою відносно коливань магнітного поля на $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Крім того, пучності електричного поля у нерухомій хвилі збігаються з вузлами магнітного поля і навпаки. Ця обставина пов'язана з тим, що для того, щоб задовольнити умову утворення правої трійки для векторів $\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$ для відбитої хвилі, у порівнянні з прямою, потрібно змінити знаки у вектора $\vec{k}$, який визначає напрямок поширення хвилі, у одного з векторів $\vec{E}$ або $\vec{H}$. Тоді маємо для прямої хвилі, яка поширюється вздовж двопровідної лінії:

$$E_y = E_0 \cdot cos(\omega t - kx), \quad H_z = H_0 \cdot cos(\omega t - kx), \qquad (17)$$

а для зворотної хвилі:

$$E_y = E_0 \cdot cos(\omega t + kx), \quad H_z = -H_0 \cdot cos(\omega t + kx). \qquad (18)$$

Внаслідок суперпозиції цих двох хвиль одержимо:

$$E_y = 2E_0 \cdot \cos\, k\,x \cdot \cos\, \omega\, t, \quad H_z = 2H_0 \cdot \sin k\,x \cdot \sin \omega\, t \qquad (19)$$

Експериментальна частина

Генератор електромагнітних хвиль надвисокої частоти зібрано за схемою двотактного автогенератора з індуктивним зворотним зв'язком (**Рис. 2**).

Анодний і сітковий контури являють собою відрізки короткозамкненої лінії з розподіленими параметрами. Завдяки індуктивному зв'язку анодного і сіткового контурів, на сітки лампи подається високочастотна напруга позитивного зворотного зв'язку. Частота коливань визначається головним чином параметрами анодного контуру. Для запобігання потрапляння коливань на джерело анодного живлення застосовується фільтр, який складається з дроселя *Др* і конденсатора C_2. Опір R_2 обмежує сіткові струми.

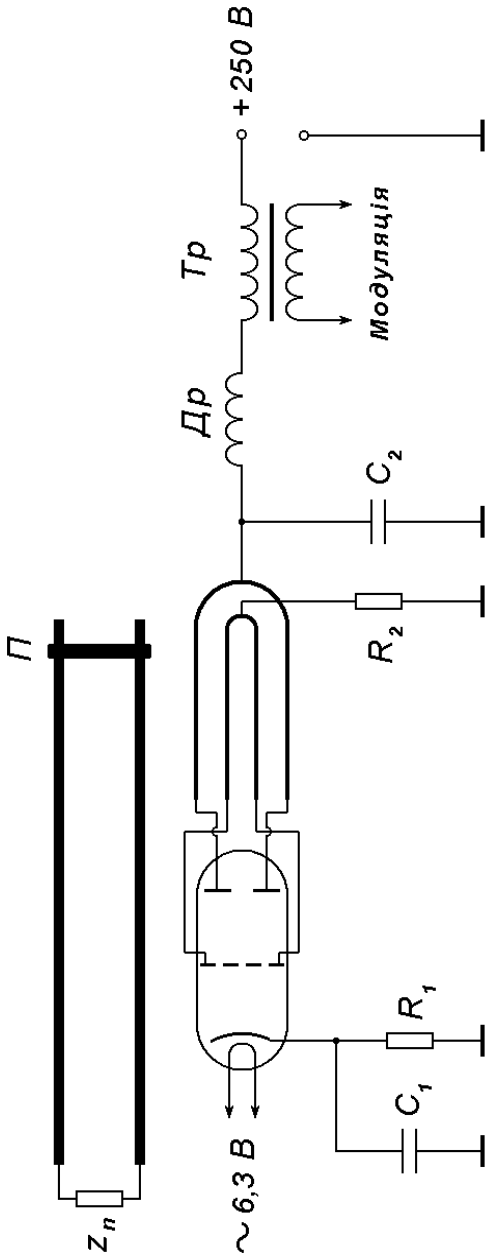


Рис. 2.

Для дослідження розподілу амплітуди *напруги* вздовж основної довгої двопровідної лінії застосовують приймач-індикатор. Приймач складено за паралельною схемою детектування. До нього підключено магнітоелектричний мікроамперметр (**Рис. 3**). Для якісного визначення положення пучностей напруги і струму в довгій лінії можна використовувати простіші індикатори: неонову лампочку (індикатор пучностей напруги) та лампочку розжарення з витком зв'язку (індикатор пучностей струму).

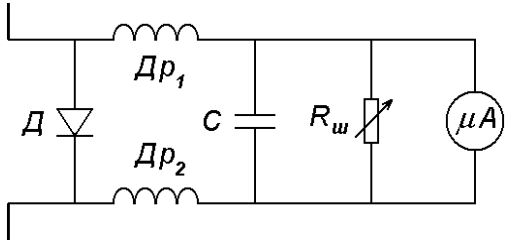


Рис. 3.

Генератор живиться від універсального блока живлення. Величина постійної анодної напруги становить (250 ± 10) В, змінної напруги розжарення (6,3±0,5) В. Для узгодження генератора з основною довгою лінією використовується перемичка *П* на початку лінії. Переміщуючи її, слід встановити максимальну напругу в пучності при розімкненій на виході лінії.

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Подати напругу розжарення й анодну напругу від універсального блока живлення до генератора.

2. За допомогою простіших індикаторів пучностей напруги і струму ознайомитися з роботою довгої лінії у двох режимах: $z \to \infty$, $z = 0$. Записати у таблицю дані про координати пучностей напруги і струму вздовж лінії. Оцінити довжину хвилі генератора. При $z \to \infty$, переміщуючи перемичку на початку лінії (правий край лінії), узгодити генератор і лінію.

3. За допомогою приймача-індикатора вивчити розподіл напруги вздовж лінії при різних навантаженнях на її виході (лівий край лінії):

а) $z_n = 0$; б) $z_n \to \infty$; в) $z_n = \dfrac{i}{\omega C}$; г) $z_n = i\,\omega L$,

де $i = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця.

4. Побудувати залежності струму мікроамперметра *I*, підключеного до приймача-індикатора, від координати *x* для наведених опорів навантаження. Такі залежності відповідатимуть розподілам амплітуди напруги вздовж двопровідної лінії.

Контрольні запитання

1. Що являє собою двопровідна лінія? Якими величинами вона характеризується? Які практичні застосування двопровідної лінії ви знаєте?
2. Вивести рівняння, що описують поширення електромагнітних хвиль у двопровідній лінії.
3. Інтерференція хвиль. Нерухомі (стоячі) хвилі. Пучності та вузли нерухомої хвилі.
4. Чому на кінці закороченої двопровідної лінії ($z_n = 0$) спостерігається вузол напруги?
5. Від яких характеристик двопровідної лінії залежить довжина хвилі, що вздовж неї розповсюджується? Швидкість поширення хвиль?
6. Розрахувати ємність та індуктивність одиниці довжини двопровідної лінії, що використовується у роботі. З одержаних значень знайти швидкість поширення хвиль вздовж лінії та її хвильовий опір.
7. З одержаних в роботі графіків визначити довжину хвилі, що поширюється вздовж двопровідної лінії, та частоту генератора.
8. Скін-ефект. Пояснити, чому для двопровідної лінії використовуються не суцільні металеві провідники, а трубчасті.
9. Принцип дії приймача-індикатора для вимірювання розподілу амплітуди напруги вздовж двопровідної лінії.

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 439-445.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 606-611.
3. Кунце Х.-И. Методы физических измерений.- М., 1989.- С. 78-79.
4. Молчанов А.П., Занадворов П.Н. Курс электротехники и радиотехники.- М., 1976.- С. 114-125.

Лабораторна робота № 14

ЕФЕКТ ПЕЛЬТЬЄ

Мета роботи: дослідити ефект Пельтьє у напівпровідниковому мікрохолодильнику

Прилади і матеріали: напівпровідниковий мікрохолодильник, термопара, цифровий мілівольтметр, вольтметр, амперметр, реостат, джерело постійної ЕРС.

Теоретичні відомості

Згідно з квантовою теорією твердого тіла енергія вільних електронів у різнорідних матеріалах є різною і визначається для кожного з них значенням *енергії Фермі* W_F, яка залежить від концентрації n вільних електронів у матеріалі (енергія Фермі – це максимальна енергія заповнених електронних станів при $T = 0$ К: $W_F \propto n^{2/3}$ (енергія Фермі пропорційна концентрації n в степені 2/3)). Останнє означає, що перехід електронів з одного матеріалу в інший повинен супроводжуватися поглинанням або виділенням енергії.

Така закономірність справді спостерігається і носить назву *ефекту Пельтьє*. Експериментально встановлено, що при проходженні електричного струму через контакт двох різних провідників (напівпровідників) виділяється або поглинається (в залежності від напрямку струму) деяка кількість теплоти $Q_П$, пропорційна силі струму I та часу його протікання t:

$$Q_П = \pi \cdot I \cdot t, \qquad (1)$$

де π – коефіцієнт Пельтьє.

Якщо напрям струму такий, що електрони з більшою енергією переходять у матеріал, де вони мають меншу енергію, то на контакті виділятиметься тепло і він нагріватиметься. У протилежному випадку, коли електрони з меншою енергією переходять у матеріал, де вони мають більшу енергію, тепло на контакті буде поглинатися і контакт охолоджуватиметься. Ефект Пельтьє буде тим сильнішим, чим більше відрізнятимуться значення енергій Фермі у провідниках (напівпровідниках). Особливо яскраво ефект Пельтьє проявляється при пропусканні електричного струму через контакт двох напівпровідників різного типу провідності, оскільки енергії Фермі у таких матеріалів можуть суттєво відрізнятися.

Давайте визначимо, яка різниця температур може виникнути на кінцях напівпровідникового термоелемента при пропусканні через нього струму (**Рис. 1**).

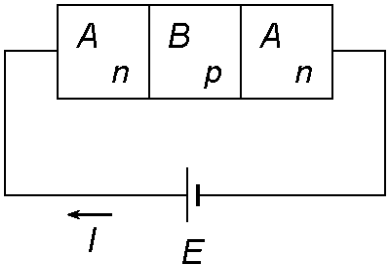


Рис. 1

Будемо вважати, що напівпровідники *n* та *p* – типу мають невеликий, приблизно однаковий опір. Практично уся напруга, що прикладається до термоелемента, буде падати на контактах *AB* і *BA* і тому кожному контакту можна приписати опір, рівний $\approx \frac{R}{2}$, де *R* – загальний опір термоелемента (Насправді, в реальних термоелементах Пельтьє між напівпровідниками *A* і *B* та *B* і *A* (див. **Рис. 1**) розміщується шар металу, який і відводить теплоту, що виділяється або поглинається на відповідному контакті. Тому контакти *AB* і *BA* є рівноправними і мають приблизно однаковий опір). Тоді тепло Джоуля-Ленца, що виділятиметься на контакті, дорівнюватиме

$$Q_{Д-Л} = \frac{1}{2} \cdot I^2 \cdot R \cdot t \qquad (2)$$

На контакті, де ефект Пельтьє призводить до поглинання тепла, загальна кількість теплоти дорівнюватиме

$$Q_1 = -\pi \cdot I \cdot t + \frac{1}{2} \cdot I^2 \cdot R \cdot t \qquad (3)$$

Функція $Q_1(I)$ має мінімум (**Рис. 2**) при силі струму

$$I_{опт} = \frac{\pi}{R} \qquad (4)$$

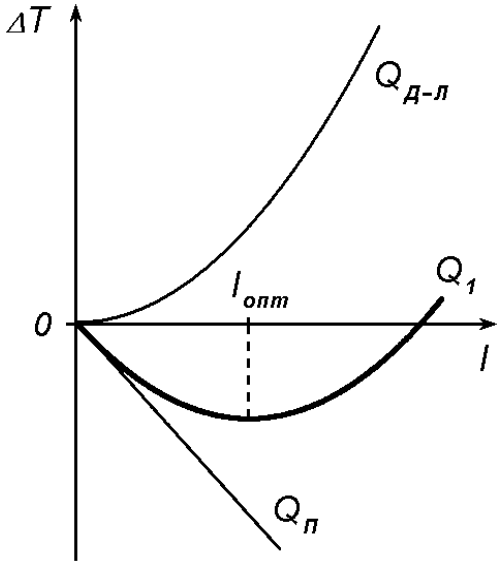


Рис. 2.

Можливість існування такого мінімуму, а отже й охолодження контакту, випливає з наступних якісних міркувань. Справді, як видно з **Рис. 2**, при невеликих силах струму переважатиме ефект Пельтьє, проте при збільшенні струму тепло Джоуля-Ленца $Q_{Д-Л}$ зростатиме швидше, ніж тепло Пельтьє $Q_{П}$, ефективність охолодження зменшуватиметься і після досягнення певного значення струму охолодження контакту зміниться його нагріванням. На **Рис. 2** вздовж осі ординат відкладено різницю температур охолоджуваного контакту і навколишнього повітря. Ця різниця температур пропорційна кількості теплоти, що виділяється або поглинається на контакті.

Найбільшу кількість теплоти, що відбиратиметься від охолоджуваного контакту, можемо знайти, підставивши (4) в (3):

$$Q_{опт} = -\frac{\pi^2}{2R} \cdot t \qquad (5)$$

Температура охолоджуваного контакту буде понижуватися доти, доки потік тепла, що поглинатиметься на контакті завдяки ефекту Пельтьє, не зрівноважиться із зустрічним потоком тепла Q, що надходитиме від нагрітого контакту. Нагадаємо, що згідно із законом Фур'є для теплопровідності

$$Q = -\kappa \cdot \frac{dT}{dx} \cdot S \cdot t\,, \qquad (6)$$

де κ – коефіцієнт теплопровідності, $\frac{dT}{dx}$ – градієнт температур, що зумовлює потік тепла, S – площа поверхні, перпендикулярна до потоку тепла.

Рівняння теплового балансу для випадку максимального охолодження контакту можемо записати у вигляді

$$-\frac{\pi^2}{2R}\cdot t+\kappa\cdot\frac{T_2-T_1}{l}\cdot S\cdot t=0, \qquad (7)$$

де T_1 – температура холодного контакту при $I = I_{опт}$ (для мінімуму функції $T(I)$), T_2 – температура нагрітого контакту, κ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу термоелемента (напівпровідникового мікрохолодильника (НПХ)), l – відстань між контактами НПХ, S – площа поперечного перерізу НПХ. У даній роботі температура T_2 нагрітого контакту за допомогою радіатора підтримується приблизно постійною і рівною температурі T_0 навколишнього середовища.

Таким чином, знаючи опір НПХ R та координати мінімуму залежності $T = f(I)$, можна визначити *коефіцієнт Пельтьє*

$$\pi = R\cdot I_{опт}, \qquad (8)$$

коефіцієнт Зеєбека

$$\alpha_T=\frac{\pi}{T}, \qquad (9)$$

а також *коефіцієнт теплопровідності* матеріалу НПХ з формули (7)

$$\kappa=\frac{\pi^2\cdot l}{2R\cdot S\cdot(T_0-T_1)} \qquad (10)$$

У свою чергу, знаючи коефіцієнт теплопровідності κ, можна знайти *питому електропровідність* σ матеріалу НПХ, скориставшись *законом Відемана-Франца* для твердих тіл

$$\frac{\kappa}{\sigma}=3\cdot\left(\frac{k}{e}\right)^2\cdot T, \qquad (11)$$

де k – стала Больцмана, e – заряд електрона.

Експериментальна частина

1. Зібрати експериментальну установку, зображену на **Рис. 3**. На рисунку позначено: НПХ – напівпровідниковий мікрохолодильник (елемент Пельтьє); Р – радіатор, приєднаний до нагрітого контакту НПХ, ТП – термопара, під'єднана до холодного контакту НПХ.

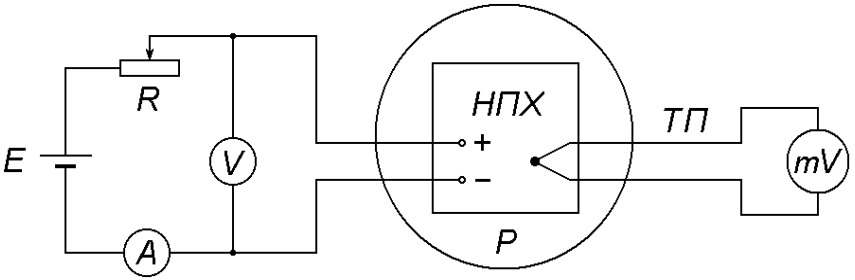


Рис. 3.

2. Встановити опір реостата *R* максимальним і увімкнути установку. (УВАГА! Слідкуйте за полярністю: «+» джерела ЕРС має бути підключений до «+» НПХ).

3. За допомогою реостата змінювати силу струму через НПХ від 0,5 А до 2,4 А з кроком 0,1 А.

4. Після виставлення чергового значення струму потрібно почекати приблизно хвилину для встановлення стаціонарних значень струму, напруги та температури і лише після цього записувати отримані дані.

5. Температуру *T* охолоджуваного контакту НПХ визначити за величиною термо-ЕРС термопари *E* за формулою:

$$T\left[°C\right]=\frac{E\left[мВ\right]}{0{,}042}+T_к\left[°C\right],$$

де $T_к$ – кімнатна температура.

6. Для кожного значення сили струму через НПХ вимірювати падіння напруги *U* на ньому.

7. Експериментальні дані занести до таблиці:

I, A	*U, B*	*E, мВ*	*T, ℃*
0,5			
0,6			
...			
2,3			
2,4			

Завдання до роботи

1. Побудувати графік залежності падіння напруги на НПХ від струму через нього $U = f(I)$ і визначити з графіка опір НПХ R.

2. Побудувати графік залежності температури охолоджуваного контакту НПХ від струму через нього $T = f(I)$ і визначити з графіка оптимальну силу струму $I_{опт}$, при якій ця температура буде найнижчою.

3. За одержаними даними розрахувати: а) коефіцієнт Пельтьє π, б) коефіцієнт Зеєбека α_T, в) коефіцієнт теплопровідності κ та г) питому електричну провідність σ напівпровідника.

Контрольні запитання

1. Термоелектричні явища в твердих тілах: ефекти Зеєбека, Пельтьє і Томсона.
2. У чому полягає ефект Пельтьє? У яких матеріалах він спостерігається?
3. Абсолютна термо-ЕРС. Ефект Зеєбека. Термопари. Вимірювання температури за допомогою термопар.
4. До якої мінімальної температури можна охолодити верхній спай мікрохолодильника в даній роботі? Чим ця температура визначається?
5. Що потрібно змінити в електричній схемі даної роботи, щоб верхній спай мікрохолодильника не охолоджувався, а нагрівався?
6. Зв'язок між теплопровідністю та електропровідністю металів. Закон Відемана-Франца.
7. Чому залежність температури верхнього спаю мікрохолодильника від сили струму є нелінійною?
8. Яким чином можна експериментально визначити коефіцієнт Пельтьє для даного мікрохолодильника?

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 311-316, 335-346.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 450-466.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц.- М., 1987.- С. 208-210, 215-224.
4. Калашников С.Г. Электричество.- М., 2003.- С. 459-470, 472-478.

Лабораторна робота № 15

РОЗШИРЕННЯ ШКАЛИ МІКРОАМПЕРМЕТРА ТА ВОЛЬТМЕТРА

Мета роботи: ознайомитися з основними характеристиками мікроамперметра та методом розширення його шкали.

Прилади: досліджуваний мікроамперметр, джерело постійної ЕРС, два магазини опорів, подільник напруги, контрольні міліамперметр та вольтметр, два вимикачі.

Теоретичні відомості

Мікроамперметр – це електровимірювальний прилад високої чутливості. Він використовується для вимірювання струму малої сили (10^{-6} – 10^{-4} А). При проходженні струму через мікроамперметр стрілка приладу відхиляється. Сила струму I при цьому обчислюється за формулою:

$$I = C_a \cdot n \qquad (1)$$

де C_a – *ціна поділки* шкали мікроамперметра в амперах на поділку (А/под), n – відхилення стрілки у поділках шкали.

Мікроамперметр можна використовувати і для вимірювання напруги. Ціну поділки шкали мікроамперметра в одиницях напруги C_u можна обчислити за відомим внутрішнім опором мікроамперметра R_r та ціною поділки в одиницях сили струму C_a за формулою

$$C_u = C_a \cdot R_r \qquad (2)$$

При використанні мікроамперметра необхідно звертати увагу на такі характеристики, як верхня та нижня межі значень вимірювання величин струму. Часто необхідно вимірювати струм I'_m, більший за максимальний I_m для даного приладу в $m = \frac{I'_m}{I_m}$ разів. Тоді вдаються до *розширення шкали* мікроамперметра: паралельно до приладу підключають *шунт*, опір r_m якого в $m-1$ разів менший за внутрішній опір приладу:

$$r_m = \frac{R_r}{m-1} \qquad (3)$$

Ціна поділки C'_a зашунтованого приладу є в m разів більшою за C_a:

$$C_a' = m \cdot C_a = C_a \cdot \left(1 + \frac{R_r}{r_m}\right) \qquad (4)$$

Якщо використовувати мікроамперметр як вольтметр, то для розширення шкали такого вольтметра в m разів послідовно до нього підключають додатковий опір r_g, більший за R_r в m-1 разів:

$$r_g = R_r \cdot (m-1) \qquad (5)$$

Ціна поділки такого вольтметра C_u' у цьому випадку:

$$C_u' = m \cdot C_u = m \cdot C_a \cdot R_r = C_a \cdot (R_r + r_g) \qquad (6)$$

Розглянемо метод визначення ціни поділки C_a та внутрішнього опору R_r мікроамперметра. Припустимо, що у схемі, поданій на **Рис. 1**, ключ K_1 замкнено, а ключ K_2 розімкнено. При $R = R_1$ через мікроамперметр проходитиме струм $I_1 = \frac{U}{R_1 + R_r}$, де U – напруга, вимірювана вольтметром. Згідно з (1): $I_1 = C_a \cdot n_1$. Тепер припустимо, що замкнено обидва ключі K_1 та K_2 (паралельно до мікроамперметра підключено шунт $r_m = r$). При $R = R_2$ через мікроамперметр протікатиме струм $I_2 = I - I_m = I - I_2 \cdot \frac{R_r}{r} = \frac{U \cdot r}{R_2 \cdot (r + R_r) + R_r \cdot r}$ або $I_2 = C_a \cdot n_2$.

Таким чином, маємо систему двох рівнянь з двома невідомими R_r та C_a:

$$\begin{aligned} C_a \cdot n_1 &= \frac{U}{R_1 + R_r}, \\ C_a \cdot n_2 &= \frac{U \cdot r}{R_2 \cdot (r + R_r) + R_r \cdot r} \end{aligned} \qquad (7)$$

Розв'язок цієї системи дає:

$$C_a = \frac{U \cdot [n_2 \cdot (R_2 + r) - n_1 \cdot r]}{n_1 \cdot n_2 \cdot [R_1 \cdot (R_2 + r) - R_2 \cdot r]}, \quad R_r = \frac{r \cdot (n_1 \cdot R_1 - n_2 \cdot R_2)}{n_2 \cdot (R_2 + r) - n_1 \cdot r} \qquad (8)$$

Якщо при підключенні шунта змінювати опір R таким чином, щоб $n_1 = n_2 = n$ (при незмінній напрузі U), то тоді формули (8) набудуть спрощеного вигляду:

$$C_a = \frac{U \cdot R_2}{n \cdot [R_1 \cdot R_2 + r \cdot (R_1 - R_2)]}, \quad R_r = r \cdot \left(\frac{R_1}{R_2} - 1 \right) \qquad (9)$$

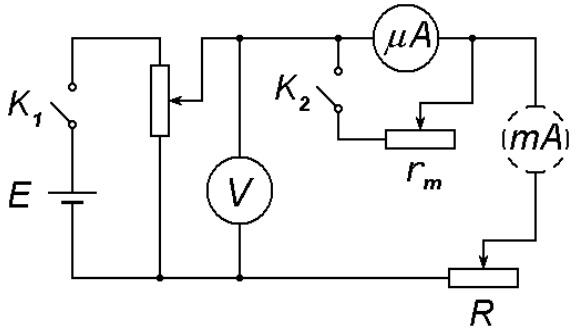


Рис. 1.

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Скласти електричну схему за **Рис. 1**.

2. При розімкненому ключі K_2 замкнути K_1, перевірити, щоб при цьому R було максимальним. Поступово зменшуючи величину опору R, зафіксувати відхилення n_1 стрілки досліджуваного мікроамперметра при п'яти різних значеннях $R = R_1$. Записати R_1 та n_1 у **Табл. 1**.

$n_1 = n_2 = n$	R_1, Ом	R_2, Ом	R_r , Ом	ΔR_r, Ом	C_a, мкА/под	ΔC_a, мкА/под

3. Встановити опір шунта r_m рівним 100 Ом. При замкненому ключі K_1 замкнути K_2, перевірити, щоб при цьому R було максимальним. Поступово зменшуючи R, підібрати такі його значення, щоб відхилення стрілки мікроамперметра при цьому були такими ж, як і у попередньому пункті, тобто $n_2 = n_1$. Записати відповідні значення $R = R_2$ для тих же п'яти відхилень. Під час цього досліду стежити за тим, щоб напруга U залишалася сталою. Звести одержані результати у загальну **Табл. 1**.

4. Обчислити C_a і R_r мікроамперметра за формулами (9), а також відповідні абсолютні та відносні похибки.

5. Розширити шкалу мікроамперметра в 10 і 100 разів. Для цього

а) розрахувати опір шунта r_m за формулою (3);

б) у схему, зображену на **Рис. 1**, послідовно із зашунтованим мікроамперметром увімкнути контрольний міліамперметр і, змінюючи струм у колі, записати покази обох приладів у різних ділянках шкали в **Табл. 2**;

n	$I_{розр}$, мА	I_k , мА		n	$I_{розр}$, мА	I_k , мА
m = 10				m = 100		

в) розрахувати величину струму, вимірюваного зашунтованим мікроамперметром для вибраних значень відхилень n ($I_{розр} = n \cdot m \cdot C_a$) і занести до **Табл. 2**;

г) побудувати графік залежності I від n, на який нанести покази контрольного міліамперметра I_k і теоретично розраховані значення струму $I_{розр}$, проаналізувати можливі розходження між ними.

6. Використати досліджуваний мікроамперметр як вольтметр. Розширити його шкалу в межах, вказаних викладачем. Для цього:

а) визначити ціну поділки мікроамперметра за напругою за формулою (2);

б) розрахувати додатковий опір для вольтметра за формулою (5);

в) зібрати схему, зображену на **Рис. 2**;

г) проградуювати вольтметр за контрольним приладом;

д) розрахувати значення напруги $U_{розр}$ на вольтметрі для вибраних n за формулою (6); скласти таблицю, подібну до попередньої;

е) побудувати графік $U = f(n)$, на який нанести результати вимірів U_k і розрахунків $U_{розр}$, проаналізувати розходження.

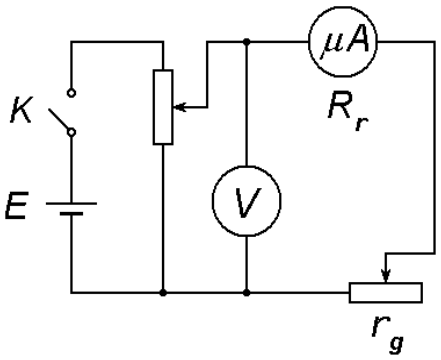


Рис. 2.

Контрольні запитання

1. Ціна поділки електровимірювального приладу. Як її можна визначити експериментально?
2. Що таке клас точності електровимірювального приладу? Як він позначається на його шкалі?

3. Що означають наступні позначення на шкалі електровимірювального приладу: ; 1,5 ; ; ; ; ?
4. Чому шкала електровимірювального приладу магнітоелектричної системи є рівномірною, а електромагнітної – нерівномірною?
5. Як впливає на відносну точність вимірювання положення стрілки на шкалі приладу? За якої умови ця точність буде максимальною?
6. Як можна в даній роботі визначити внутрішній опір мікроамперметра?
7. Яким чином за допомогою амперметра можна вимірювати напругу?
8. Як за допомогою амперметра, призначеного для вимірювання струмів ≤ 0,01 А, можна виміряти силу струму 1,3 А?
9. Як за допомогою амперметра з внутрішнім опором 500 Ом, призначеного для вимірювання струмів ≤ 0,01 А, можна виміряти напругу 1,3 кВ?

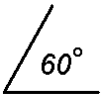
Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 369-370.
2. Блецкан Д.І., Горват А.А., Кабацій В.М. Електричні вимірювання.- Ужгород, 2008.- С. 13-22, 39-42, 55-56.
3. Алукер Ш.М. Электроизмерительные приборы.- М., 1976.- С. 7-12, 22-27, 39-42.
4. Борбат О.М. та ін. Електричний практикум.- К., 1964.- С. 105-110.

ДОДАТОК

Позначення на шкалі стрілочних електровимірювальних приладів

	Прилад призначено для вимірювань при постійному струмі
	Прилад призначено для вимірювань при змінному струмі
	Прилад призначено для вимірювань при постійному та змінному струмах
	Магнітоелектричний прилад з рухомою рамкою
	Електромагнітний прилад
	Індукційний прилад

	Електростатичний прилад
	Тепловий прилад (з нагрівним дротом)
	Шкала приладу має розташовуватися горизонтально
	Шкала приладу має розташовуватися вертикально
	Шкала приладу має розташовуватися під кутом 60° до горизонту
	Клас точності приладу у відсотках від значення вимірюваної величини (фіксована відносна похибка)
1,0	Клас точності приладу у відсотках від верхньої межі шкали (фіксована абсолютна похибка)
	Вимірювальне коло ізольоване від корпусу приладу і випробуване напругою 2 кВ
	Вимірювальне коло ізольоване від корпусу приладу і випробуване напругою 2 кВ
	Прилад захищено від зовнішніх магнітних полів
	Прилад захищено від зовнішніх електростатичних полів
	Увага! Дивись додаткові вказівки у паспорті та інструкції з експлуатації приладу

Лабораторна робота № 16

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ *p–n*-ПЕРЕХОДУ

Мета роботи: дослідження властивостей *p–n*-переходу, отримання вольт-амперної та вольт-фарадної характеристик *p–n*-переходу.

Прилади і матеріали: об'єкт дослідження у вигляді пристрою, в якому встановлено 3 діоди (германієвий Д7 та кремнієві КД226 і КД521) та вимірювальний пристрій, що дозволяє вимірювати ємність *p–n*-переходу та струм через нього в залежності від прикладеної напруги, а також виконувати функції керування установкою.

Теоретичні відомості

Напівпровідниками називають речовини, які за величиною своєї електропровідності займають проміжне місце між провідниками (металами) та ізоляторами (діелектриками). Однак відмінною рисою напівпровідників є не стільки величина провідності, скільки характер залежності провідності від температури: їх провідність зростає з підвищенням температури, у той час як для металів вона зменшується.



Рис. 1.

Напівпровідниками є речовини, у яких валентна зона повністю заповнена електронами, а ширина забороненої зони є невеликою (**Рис. 1**) (див. опис до лабораторної роботи № 3). (На рисунку кружочками зображено електрони з протилежно напрямленими спінами, що займають певні енергетичні рівні. Вздовж осі ординат відкладено енергію електронів, а вісь абсцис є безрозмірною). У цьому випадку, при ширині забороненої зони ΔE від кількох десятих до кількох одиниць електрон-вольт, енергії теплових коливань атомів кристалу напівпровідника kT (при кімнатній температурі $kT = 0{,}025$ еВ) буде

достатньо для того, щоб перевести частину електронів у верхню вільну зону, яка є для електронів зоною провідності (такий процес називається *термічною генерацією* вільних носіїв заряду). При цьому стане можливим перехід електронів з нижчих рівнів валентної зони на звільнені верхні рівні. Таким чином, вихід електронів із заповненої валентної зони дає можливість електронам, що залишились, брати участь у провідності. У місці, яке залишив електрон, виникатиме нескомпенсований позитивний заряд, або, як кажуть, позитивна «дірка» (надалі слово «дірка» ми писатимемо без лапок). Ця дірка поводитиме себе як позитивний заряд, який за величиною дорівнює заряду електрона. На місце, звільнене електроном (тобто дірку), може перейти електрон з глибшого рівня валентної зони, а це є рівнозначним тому, що перемістилася позитивна дірка. Таким чином, дірка почне переміщуватися по валентній зоні у бік, протилежний напрямку руху електрона, тобто так, як переміщувався би позитивний заряд.

Отже, у зовнішньому електричному полі електрони рухатимуться у бік, протилежний напрямку напруженості електричного поля, а дірки – в напрямку напруженості, тобто у той бік, куди б переміщувався позитивний заряд.

Електропровідність напівпровідника, що зумовлена переміщенням електронів, називається *електронною провідністю*, а електропровідність, що зумовлена переміщенням дірок – *дірковою провідністю.* Так звана *власна провідність* чистого напівпровідника складається із електронної та діркової провідності, тобто провідність створюється як вільними, так і валентними електронами. При цьому у чистому напівпровіднику кількість електронів точно дорівнює кількості дірок, оскільки поява кожного вільного електрона автоматично призводить до появи однієї вільної дірки.

Розглянемо домішкову провідність напівпровідників. Якщо ввести до ідеального кристалу чотиривалентного напівпровідника (*Ge, Si*) атом елемента з меншою валентністю (валентністю 3), наприклад, індій (In), то тоді домішка індію утворюватиме свій енергетичний рівень у нижній частині забороненої зони напівпровідника на малій відстані δE_a від верхньої границі валентної зони (**Рис. 2а**). Оскільки енергетична відстань δE_a є досить малою порівняно з шириною забороненої зони ($\delta E_a << \Delta E$; відстань між рівнями у валентній зоні та зоні провідності на багато порядків (!) менша за δE_a і ΔE; на рисунку масштаб не дотримано для наочності), то електрони легко переходитимуть з валентної зони на домішкові рівні і фіксуватимуться на атомах домішки. Внаслідок цього процесу у валентній зоні утворюватимуться дірки, які зможуть переміщуватися по об'єму напівпровідника під дією зовнішнього електричного поля, створюючи таким чином електричний струм. На **Рис. 2** електрони зображені суцільними кружками, а дірки – порожніми. Штриховими стрілками показані переходи електронів.

Домішка меншої валентності називається *акцепторною,* а напівпровідники, що містять акцепторну домішку – напівпровідниками *р-типу*. *Основними* носіями електричного струму в таких напівпровідниках є дірки, а *неосновними* – електрони. Отже, напівпровідники *р*-типу мають дірковий тип

провідності. У них *кількість вільних дірок значно перевищує кількість вільних електронів* (вільні електрони у зоні провідності такого напівпровідника виникають завдяки лише термічній генерації, а дірки у валентній зоні – завдяки і термічній генерації, і введенню домішок). Проте напівпровідник залишатиметься електрично нейтральним: сумарний позитивний заряд усіх дірок у валентній зоні компенсуватиметься сумарним негативним зарядом усіх вільних електронів у зоні провідності (див. **Рис. 2а**) та негативно заряджених іонів домішки, на які перейшли електрони з валентної зони.

Внесемо до ідеального кристалу чотиривалентного напівпровідника (*Ge, Si*) атом елемента з більшою валентністю (валентністю 5), наприклад, фосфор (*P*). Домішка фосфору утворюватиме свій енергетичний рівень у верхній частині забороненої зони напівпровідника поблизу нижньої границі зони провідності на невеликій відстані $\delta E_д$ від неї **(Рис. 2б)**. Електрони з домішкових рівнів досить легко переходитимуть у зону провідності, а дірки, що утворюватимуться на домішкових рівнях, фіксуватимуться на домішкових атомах. Напівпровідники, що містять *донорну* домішку, називаються провідниками *n-типу*. Основними носіями струму в них є електрони, а неосновними – дірки. Такі напівпровідники мають електронний тип провідності. У них кількість вільних електронів значно перевищує кількість вільних дірок. Проте, як і у випадку напівпровідників *p-типу*, напівпровідники *n-типу* залишатимуться електрично нейтральними (див. **Рис. 2б**).

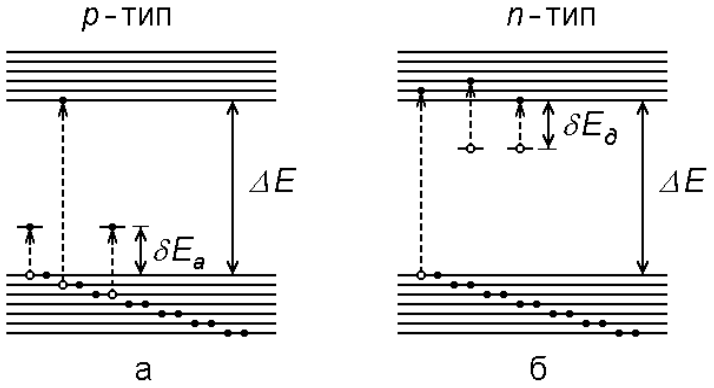


Рис. 2.

Межу розділу двох областей одного і того ж напівпровідника з різним типом провідності (електронним та дірковим) називають *p–n-переходом*. Він являє собою тонкий шар між двома областями одного і того ж кристалу, які відрізняються типом домішкової провідності.

Для виготовлення такого переходу беруть, наприклад, кристал кремнію з електронним типом провідності (зумовленим введеною в нього донорною домішкою). У вирізану з кристалу пластинку вплавляють з одного її боку

шматочок індію. При цьому атоми індію дифундують у пластину на деяку глибину. В тій області кристалу, до якої атоми індію потрапляють у достатній кількості, провідність змінює свій знак і стає дірковою. Та область в об'ємі напівпровідникового кристалу, у якій відбувається зміна типу провідності від електронного до діркового, і є *p*–*n*-переходом.

В результаті дифузії електронів з напівпровідника *n*-типу (де їх багато) у напівпровідник *p*-типу (де їх мало), а дірок – у протилежному напрямку, в області контакту *n*- і *p*-областей відбуватиметься посилена рекомбінація електронів та дірок, контактна область збіднюватиметься на рухомі носії заряду і у ній врешті-решт утвориться подвійний заряджений шар ширини *d* (**Рис. 3**). У приконтактному шарі *n*-напівпровідника залишиться нескомпенсований позитивний заряд нерухомих іонів донорної домішки, а у шарі *p*-напівпровідника – нескомпенсований негативний заряд нерухомих іонів акцепторної домішки. (На рисунку великими кружками зображено іони акцепторної та донорної домішок, маленькими – вільні носії заряду (електрони й дірки). Для спрощення не показано атоми основного матеріалу напівпровідника (кремнію) та неосновні носії заряду для кожної з областей). В результаті в області *p*–*n*-переходу виникне контактне електричне поле переходу з напруженістю $\vec{E}_k$, яке перешкоджатиме подальшому переходу електронів з напівпровідника *n*-типу у напівпровідник *p*-типу та дірок у протилежному напрямку. Цей подвійний заряджений шар буде запірним і матиме підвищений опір. Товщина *p*–*n*-переходу, як правило, становить 10^{-8}–10^{-6} м. Зауважимо, що по обидва боки від подвійного зарядженого шару напівпровідник залишатиметься електрично нейтральним: заряди електронів, дірок та домішкових іонів компенсуватимуть один одного.

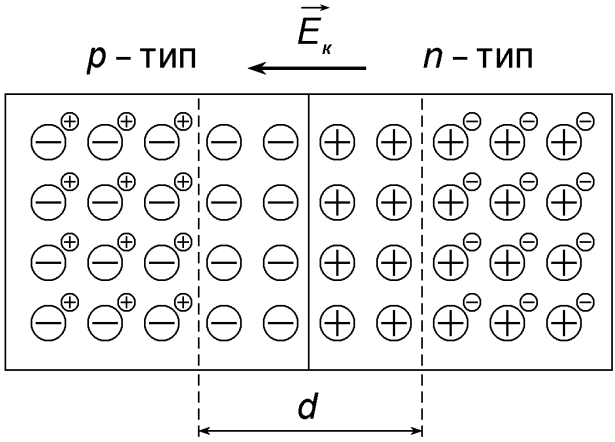


Рис. 3.

Як уже зазначалося, контактне електричне поле в *p*–*n*-переході спрямоване так, щоб протидіяти подальшому переходу основних носіїв через перехід. Рівновага досягатиметься при такій висоті потенціального бар'єру для електронів (відкладається вгору) та дірок (відкладається вниз, оскільки дірка – це відсутність електрона), при якій *рівні Фермі* обох областей розташовуватимуться на однаковій висоті. В результаті в області *p*–*n*-переходу відбуватиметься вигинання енергетичних зон (**Рис. 4**). На рисунку вздовж осі ординат відкладено енергію електронів, а вздовж осі абсцис – координату.

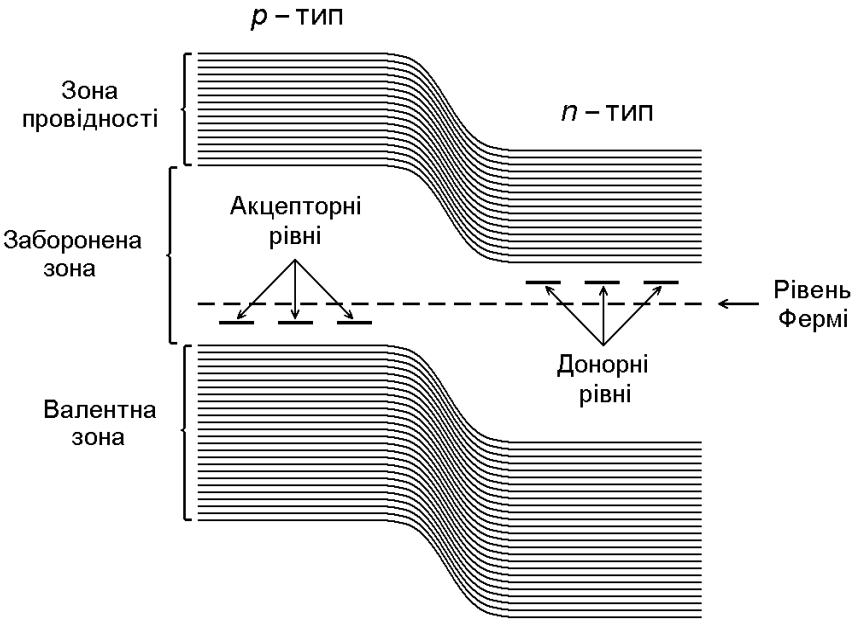


Рис. 4.

Вигинання енергетичних зон в області переходу спричинене тим, що потенціал *p*–області в стані термодинамічної рівноваги є нижчим (вплив нескомпенсованого негативного заряду іонів акцепторної домішки), ніж потенціал *n*-області; відповідно потенціальна енергія електрона в *p*–області є більшою, ніж в *n*-області. Таким чином, в області переходу виникає потенціальний бар'єр для основних носіїв заряду висотою eU_k, та, відповідно, з'являється контактна різниця потенціалів U_k в області *p*–*n*-переходу (наприклад, у германії U_k складає величину близько 0,6 В, а в кремнії – 1,0 В). При такому значенні U_k струм основних носіїв (які мають енергію, більшу за eU_k, тобто можуть подолати потенціальний бар'єр) та направлений йому

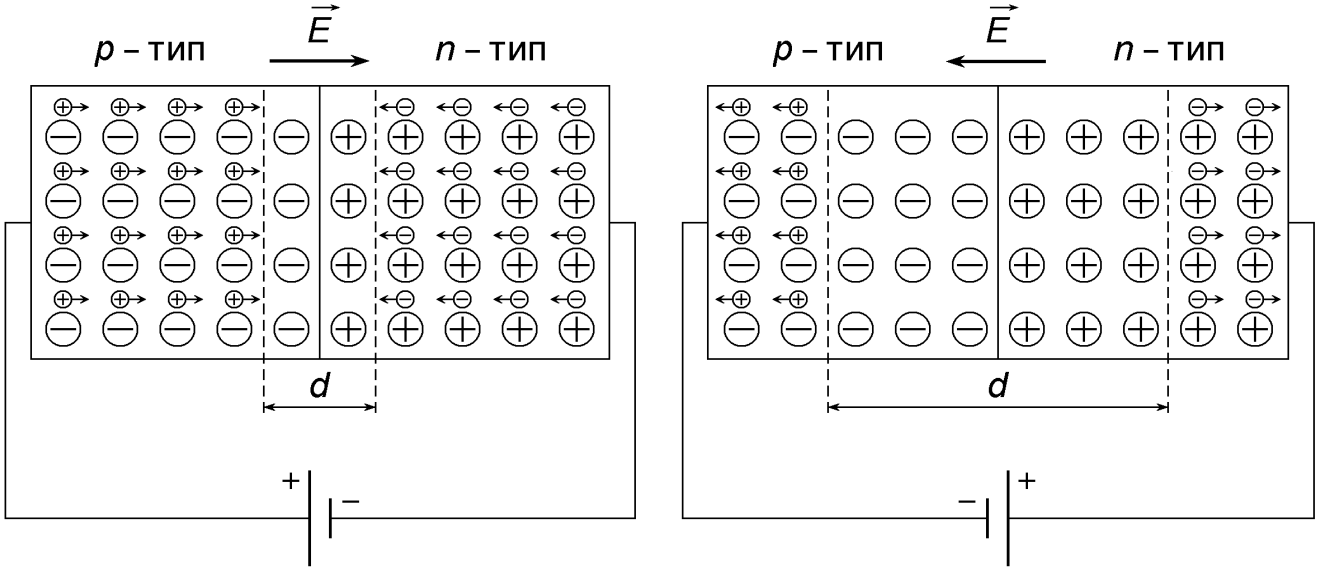
назустріч струм неосновних носіїв (для яких ніякого потенціального бар'єру не існує, вони «скочуються», наче з гірки) зрівнюються і результуючий струм через перехід стає рівним нулеві.

При прикладанні до *p*–*n*-переходу зовнішньої напруги у прямому (пропускному) напрямку, зовнішнє електричне поле $\vec{E}$ буде напрямлене протилежно до поля контактного шару $\vec{E}_k$ (**Рис. 5а**). Зовнішнє поле зменшуватиме висоту потенціального бар'єру до значення $e \cdot (U_k - U)$, де U – зовнішня напруга. Електрони та дірки переміщуватимуться під дією зовнішнього поля до межі *p*–*n*-переходу назустріч один одному, при цьому товщина подвійного шару та його опір зменшуватимуться. Струм неосновних носіїв заряду через перехід при цьому практично не зміниться. Умова рівноваги порушиться і через *p*–*n*-перехід почне текти результуючий струм, зумовлений рухом основних носіїв заряду. Такий струм називається *прямим*.

Якщо ж до *p*–*n*-переходу прикласти зовнішню напругу таким чином, щоб *n*-напівпровідник було під'єднано до позитивного полюса джерела, а *p*-напівпровідник – до негативного (**Рис. 5б**), то зовнішнє електричне поле посилюватиме поле контактного шару та викликатиме рух електронів в *n*-напівпровіднику та дірок в *p*-напівпровіднику в протилежні сторони від межі *p*–*n*-переходу. Таким чином, зовнішнє поле $\vec{E}$, яке за напрямком тепер збігатиметься з полем контактного шару $\vec{E}_k$, збільшуватиме висоту потенціального бар'єру до значення $e \cdot (U_k + U)$. Струм основних носіїв зменшиться, стане меншим за струм неосновних носіїв і через *p*–*n*-перехід протікатиме лише незначний струм неосновних носіїв, який називають *зворотним*. Напрямок зворотного струму є протилежним до напрямку прямого. Внаслідок малої концентрації неосновних носіїв та великого опору запірного шару, зворотний струм є набагато меншим за прямий, до того ж він майже не залежить від величини зовнішньої напруги.

Напівпровідникові діоди

Фізична система, що містить у собі *p*–*n*-перехід, має односторонню провідність, тобто може пропускати струм лише в одному напрямку. Прикладаючи до такої системи змінну за знаком напругу, отримують струм практично одного напрямку («випрямлений» струм). Для випрямлення струму застосовують напівпровідникові пристрої з одним *p*–*n*-переходом та двома омічними виводами – напівпровідникові *діоди*. Ту область *p*–*n*-структури, яка має вищу концентрацію основних носіїв заряду, називають *емітером* діода, а іншу, з меншою концентрацією основних носіїв, називають *базою*.



(а) (б)

Рис. 5.

Важливою характеристикою діода є коефіцієнт випрямлення – відношення прямого струму до зворотного при сталій зовнішній напрузі:

$$K = \frac{I_{пр}}{I_{зв}}.$$

Для випрямлювальних діодів коефіцієнт випрямлення K досягає значень $10^5 - 10^6$.

Іншою важливою характеристикою діода є залежність струму через нього від прикладеної напруги (*вольт-амперна характеристика, ВАХ*). Для діодів вона є нелінійною і тому коефіцієнт випрямлення K не є сталою величиною. Залежність сили струму I від прикладеної до діода напруги U описується формулою

$$I = I_0 \left[exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right],$$

де I_0 – струм неосновних носіїв через p–n-перехід (не залежить від U, але залежить від ширини забороненої зони напівпровідника і його температури T), e – елементарний заряд, k – стала Больцмана.

На **Рис. 6** подано типову статичну ВАХ напівпровідникового діода.

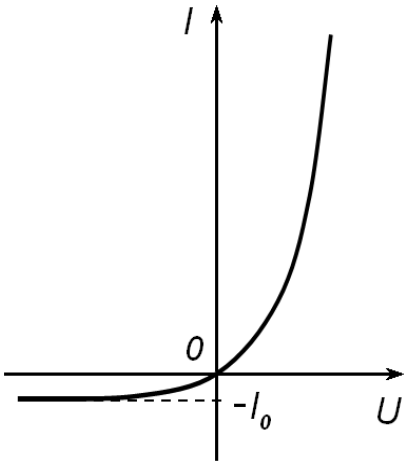


Рис. 6.

Ємність *p–n*-переходу

За відсутності зовнішньої напруги в *p–n*-переході існує потенціальний бар'єр для основних носіїв та внутрішнє електричне поле. Якщо до діода прикласти зворотну напругу, то висота потенціального бар'єру збільшиться. Зворотне зовнішнє поле відштовхуватиме електрони від *p–n*-переходу назад в глибину *n*-області, а дірки – назад в глибину *p*-області. В результаті відбуватиметься розширення збідненої області *p–n*-переходу (подвійного зарядженого шару), яку можна розглядати як шар діелектрика товщини *d* (див. **Рис. 3**), розташованого між обкладинками плоского конденсатора, роль яких відіграють незбіднені *n*- та *p*-області. В цьому випадку, у відповідності до формули ємності плоского конденсатора $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$, з ростом відстані між обкладинками (що викликана зростанням зворотної напруги) ємність *p–n*-переходу буде зменшуватися.

Загальна ємність діода, що вимірюється між виводами діода при заданій напрузі, складається з бар'єрної ємності, дифузійної ємності та ємності корпусу приладу.

Бар'єрна або зарядна ємність зумовлена нескомпенсованим об'ємним зарядом іонів домішок, які розташовані по обидва боки від межі *p–n*-переходу. Модельним аналогом бар'єрної ємності слугує ємність плоского конденсатора, обкладинками якого є *p*- та *n*-області, а діелектриком є подвійний заряджений шар *p–n*-переходу, який практично не має рухомих зарядів. Бар'єрна ємність може приймати значення в межах від десятків до сотень пікофарад; зміна цієї ємності при зміні зовнішньої напруги може досягати десятикратної величини.

Дифузійна ємність зумовлена зміною об'ємних зарядів в області *p–n*-переходу, спричиненою зміною прямої напруги та інжекцією (введенням) неосновних носіїв заряду (електронів у *p*-область, а дірок – у *n*-область): $C_{диф} = \frac{dQ_{неосн}}{dU_{пр}}$. Значення дифузійної ємності має порядок від сотень до тисяч пікофарад. Тому ємність *p–n*-переходу при прямій напрузі визначається переважно дифузійною ємністю, а при зворотній напрузі – бар'єрною ємністю.

Експериментальна частина

1. Вимірювальна установка складається з об'єкта дослідження та вимірювального пристрою, який встановлено на лабораторному столі. Об'єктом дослідження є пристрій, у якому встановлено 3 діоди (германієвий діод Д7; кремнієві діоди КД226 і КД521) та перемикач зразків, ручку управління яким виведено на передню панель.

2. Вимірювальний пристрій виконано у вигляді конструктивно завершеного приладу, в якому застосовано однокристальну мікро-ЕОМ з відповідними додатковими пристроями, які дозволяють встановлювати величину та полярність напруги, що подається на *p–n*-перехід зразка в об'єкті

дослідження, вимірювати ємність *p–n*-переходу та струм через нього в залежності від прикладеної напруги, а також керувати установкою (регулювати напругу, встановлювати режими роботи для зняття прямої гілки ВАХ (вольт-амперної характеристики), зворотної гілки ВАХ та ВФХ (вольт-фарадної характеристики).

До складу вимірювального пристрою також входять джерела живлення вимірювального пристрою та об'єкта дослідження. На передній панелі об'єкта дослідження розташовані гнізда для підключення об'єкта дослідження. На цій же панелі розташовані наступні пристрої управління та індикації:

– кнопки «+», «–» та «СБРОС» – для регулювання напруги та встановлення «0» (при цьому, при короткочасному натисканні відбувається установка одиниць, а при довготривалому – десятків, перемикання діапазонів відбувається автоматично);

– кнопка «ВАХ–ВФХ» – для вибору відповідного режиму роботи (зняття ВАХ або ВФХ);

– кнопка «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ» – для вибору режиму роботи при знятті ВАХ (зняття прямої або зворотної гілок ВАХ);

– індикатор «В» – для індикації значення величини напруги, що регулюється, у вольтах;

– індикатор «мА мкА пФ» – для індикації одиниць вимірювання та величини значень струму або ємності, що вимірюються;

– індикатори «ВАХ–ВФХ» – для індикації обраного режиму роботи (керується кнопкою «ВАХ–ВФХ», при встановленні відповідного режиму індикатор світиться);

– індикатори «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ» – для індикації обраного режиму роботи при знятті ВАХ (керується кнопкою «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ», при встановленні відповідного режиму індикатор світиться).

Під час проведення вимірювань перемикання діапазонів вимірювання відбувається автоматично.

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Увімкнути установку вимикачем «СЕТЬ», розташованим на задній панелі вимірювального пристрою (при цьому на індикаторах «В» та «мА мкА пФ» мають встановитися нулі та засвітитися індикатори «ВАХ» та «ПРЯМАЯ»). Перед початком вимірювань установка має прогрітися протягом 5 хвилин.

2. Перемикачем зразків, який розташовано на передній панелі вимірювального пристрою, обрати перший зразок (діод Д7), характеристики *p–n*-переходу якого будуть досліджуватися.

3. Виставляючи за допомогою кнопок «+» і «–» потрібні значення прямої напруги на *p–n*-переході, зняти з індикатора «мА мкА пФ» значення прямого струму через перехід (розмірність при цьому відображається світлодіодами індикатора, знак струму не відображається) для побудови прямої гілки ВАХ

p-*n*-переходу (заповнити **Таблицю 1**). По закінченні вимірів натиснути кнопку «СБРОС».

Таблиця 1. Пряма гілка вольтамперної характеристики *p*–*n*-переходу

U, В							
I, мА							

При досягненні значення струму 50 мА вимірювання необхідно припинити, оскільки при даній максимальній силі струму джерело живлення p–n-переходу переходить в режим обмеження струму.

4. Для зняття показів, необхідних для побудови зворотної гілки ВАХ, потрібно натиснути кнопку «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ». При цьому погасне індикатор «ПРЯМАЯ» та засвітиться індикатор «ОБРАТНАЯ».

5. Виставляючи за допомогою кнопок «+» і «–» потрібні значення зворотної напруги на *p*–*n*-переході, зняти з індикатора «мА мкА пФ» значення зворотного струму через перехід (розмірність при цьому відображається світлодіодами індикатора, знак струму не відображається) для побудови зворотної гілки ВАХ *p*–*n*-переходу (заповнити **Таблицю 2**). По закінченні вимірів натиснути кнопку «СБРОС».

Таблиця 2. Зворотна гілка вольтамперної характеристики *p*–*n*-переходу

U, В							
I, мкА							

При досягненні значення напруги –30 В вимірювання необхідно припинити, оскільки при даній максимальній напрузі джерело живлення p–n-переходу переходить в режим обмеження напруги.

6. Для зняття показів, необхідних для побудови вольт-фарадної характеристики (ВФХ), потрібно натиснути кнопку «ВАХ–ВФХ». При цьому погасне індикатор «ВАХ» та засвітиться індикатор «ВФХ».

7. Виставляючи за допомогою кнопок «+» і «–» потрібні значення прямої напруги на *p*–*n*-переході, зняти з індикатора «мА мкА пФ» значення ємності переходу (розмірність при цьому відображається світлодіодами індикатора) для побудови прямої гілки ВФХ *p*–*n*-переходу (заповнити **Таблицю 3**). По закінченні вимірів натиснути кнопку «СБРОС».

Таблиця 3. Пряма гілка вольт-фарадної характеристики *p*–*n*-переходу

U, В							
C, пФ							

8. Для зняття показів, необхідних для побудови зворотної гілки ВФХ, потрібно натиснути кнопку «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ». При цьому погасне індикатор «ПРЯМАЯ» та засвітиться індикатор «ОБРАТНАЯ».

9. Виставляючи за допомогою кнопок «+» і «–» потрібні значення зворотної напруги на *p*–*n*-переході, зняти з індикатора «мА мкА пФ» значення ємності переходу (розмірність при цьому відображається світлодіодами індикатора) для побудови зворотної гілки ВФХ *p*–*n*-переходу (заповнити **Таблицю 4**). По закінченні вимірів натиснути кнопку «СБРОС».

Таблиця 4. Зворотна гілка вольт-фарадної характеристики *p*–*n*-переходу

U, В							
C, пФ							

10. Для вимірювання ВАХ наступного діода потрібно натиснути кнопки «ВАХ–ВФХ» та «ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ». При цьому мають засвітитися індикатори «ВАХ» і «ПРЯМАЯ».

11. Під'єднати до вимірювального пристрою другий об'єкт дослідження (діод КД226) перемикачем зразків, який розташовано на передній панелі вимірювального пристрою. Описаним вище способом провести вимірювання ВАХ та ВФХ *p*–*n*-переходу даного діода.

12. Під'єднати до вимірювального пристрою третій об'єкт дослідження (діод КД521) перемикачем зразків, який розташовано на передній панелі вимірювального пристрою. Описаним вище способом провести вимірювання ВАХ та ВФХ *p*–*n*-переходу даного діода.

13. Після закінченні роботи необхідно відключити живлення установки вимикачем «СЕТЬ», розташованим на задній панелі вимірювального пристрою. За отриманими результатами вимірювань побудувати характеристики *p*–*n*-переходів досліджених діодів.

14. Розрахувати коефіцієнт випрямлення досліджених діодів $K = \frac{I_{пр}}{I_{зв}}$ для заданої зовнішньої напруги.

Контрольні запитання

1. Як зонна теорія твердого тіла пояснює механізми власної та домішкової провідності напівпровідників?
2. Напівпровідники *n*– та *p*–типу. Основні та неосновні носії заряду в таких напівпровідниках.
3. *p*–*n*-перехід. Власне електричне поле переходу. Дифузійний та дрейфовий струми. Контактна різниця потенціалів.
4. Пряме та зворотне включення *p*–*n*-переходу. Рух основних та неосновних носіїв через *p*–*n*-перехід під дією прямої та зворотної напруги. Чому *p*–*n*-перехід має односторонню провідність?

5. Вольт-амперна характеристика (ВАХ) *p–n*-переходу. Чим відрізняються ВАХ для *p–n*-переходів у різних напівпровідникових матеріалах?
6. Вольт-фарадна характеристика (ВФХ) *p–n*-переходу. Чому при зростанні зворотної напруги ємність *p–n*-переходу зменшується?
7. Практичні застосування *p–n*-переходу.

Рекомендована література

1. Гуменюк А.Ф. Електрика та магнетизм.- К., 2008.- С. 241-245, 250-260, 316-323.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Т. III. Электричество.- М., 2004.- С. 426-434, 466-469.
3. Калашников С.Г. Электричество.– М., 2003.- С. 348-359, 473-479.
4. Савельев И.В. Курс общей физики: Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц.- М., 1987.- С. 200-207, 224-229.
5. Орир Дж. Физика (пер. с англ.).- М., 2010.- С. 544-554.
6. Яворский Б.М., Детлаф А.А., Милковская Л.Б. Курс физики. Т. II. Электричество и магнетизм.- М., 1966.- С. 170-195.
7. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Знакомство с полупроводниками.– М.: Наука, 1984.– С. 7-22, 64-84, 102-133.– (Библиотечка «Квант». Вып. 33).
8. Левинштейн М.Е., Симин Г.С. Барьеры (От кристалла до интегральной схемы). – М.: Наука, 1987.– С. 10-24, 26-33, 41-85, 129-232.– (Библиотечка «Квант». Вып. 65).

Навчальне видання

КРАВЧЕНКО Владислав Миколайович
КУДРЯ Владислав Юрійович
МЯГЧЕНКО Юрій Олександрович
ЯЩУК Валерій Миколайович

ЕЛЕКТРИКА ТА МАГНЕТИЗМ

Лабораторний практикум

Навчальний посібник
для студентів фізичного факультету

Надруковано за авторською редакцією

Підписано до друку 01.04.2019.
Формат 60x84/16. Папір офсетний.
Друк різографічний.
Друк. арк. 7. Умов. друк. арк. 6,51.
Обл.-вид. арк. 3,86.
Наклад 150 прим. Зам. № 2352/1.

Віддруковано з оригіналів замовника.
ФОП Корзун Д.Ю.
Свідоцтво про державну реєстрацію фізичної особи-підприємця
серія В02 № 818191 від 31.07.2002 р.

Видавець та виготовлювач ТОВ «ТВОРИ».
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до
Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів
видавничої продукції серія ДК № 6188 від 18.05.2018 р.
21027, а/с 8825, м. Вінниця, вул. Келецька, 51а.
Тел.: (0432) 603-000, (096) 97-30-934, (093) 89-13-852.
e-mail: tvoru@tvoru.com.ua
http://www.tvoru.com.ua