

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
АГРАРНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

*Допущено Министерством образования
Республики Беларусь в качестве учебного пособия
для студентов учреждений высшего образования
по группе специальностей «Агроинженерия»
и по специальности «Проектирование
и производство сельскохозяйственной техники»*

В трех частях

Часть 2

Электричество и магнетизм

Минск
БГАТУ
2018

УДК 53(07)
ББК 22.3я7
Ф48

Авторы:

кандидат биологических наук, доцент, доцент кафедры *В. Н. Болодон*,
кандидат физико-математических наук,
доцент, доцент кафедры *В. П. Дымонт*,
старший преподаватель *В. А. Козик*,
старший преподаватель *В. Ч. Круплевич*,
доктор физико-математических наук,
доцент, профессор кафедры *М. В. Королевич*,
кандидат физико-математических наук,
доцент, доцент кафедры *И. Т. Неманова*,
кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры *П. Н. Логвинович*,
кандидат физико-математических наук,
доцент, заведующий кафедрой *В. А. Чернявский*,
кандидат физико-математических наук,
доцент, доцент кафедры *Г. М. Чобот*

Рецензенты:

кафедра физики и методики преподавания физики
физико-математического факультета БГПУ
(профессор, заведующий кафедрой *В. Р. Соболев*);
кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий
кафедрой «Техническая физика» БНТУ *И. А. Хорунжий*

Физика. Лабораторный практикум : учебное пособие : в 3 ч. /
Ф48 В. Н. Болодон [и др.]. – Минск : БГАТУ, 2018. – Ч. 2 : Электричество
и магнетизм. – 168 с.

ISBN 978-985-519-945-9.

Содержит лабораторные работы, каждая из которых включает в себя теоретическое введение, описание лабораторной установки, порядок выполнения работы и вопросы для самоконтроля.

Предназначено для студентов учреждений высшего образования по аграрно-техническим специальностям.

УДК 53(07)
ББК 22.3я7

ISBN 978-985-519-945-9 (ч. 2)
ISBN 978-985-519-811-7

© БГАТУ, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
Требования к выполнению лабораторных работ	6
Электричество	
Лабораторная работа 2.1	
Измерение емкости при последовательном	
и параллельном соединении конденсаторов	10
Лабораторная работа 2.2	
Определение диэлектрической проницаемости	
плоской пластины из диэлектрика	26
Лабораторная работа 2.3	
Компенсационный метод определения	
электродвижущей силы источника тока	42
Лабораторная работа 2.4	
Изучение зависимостей падения напряжения	
во внешней цепи, полезной мощности и коэффициента	
полезного действия источника тока от величины	
внешнего сопротивления и силы тока в замкнутой цепи	52
Лабораторная работа 2.5	
Электропроводность металлов	
и ее зависимость от температуры	65
Лабораторная работа 2.6	
Изучение температурной зависимости	
электрического сопротивления электролита	74
Магнетизм	
Лабораторная работа № 2.7	
Изучение зависимости индукции магнитного поля	
от величины намагничивающего тока	
и определение горизонтальной составляющей	
индукции магнитного поля Земли	81
<i>Задание 1. Изучение зависимости индукции магнитного поля</i>	
<i>от величины намагничивающего тока</i>	<i>95</i>
<i>Задание 2. Определение горизонтальной</i>	
<i>составляющей индукции магнитного поля Земли</i>	<i>97</i>

Лабораторная работа 2.8	
Изучение зависимостей $B = B(H)$ и $\mu = \mu(H)$	
ферромагнетиков и явления гистерезиса у ферромагнетиков.....	102
<i>Задание 1. Изучение зависимостей $B = B(H)$ и $\mu = \mu(H)$</i>	
<i>ферромагнетиков.....</i>	109
<i>Задание 2. Изучение явления гистерезиса</i>	
<i>у ферромагнетиков.....</i>	112
<i>Задание 3. Определение точки Кюри ферромагнетика</i>	116
Лабораторная работа № 2.9	
Определение индуктивности соленоида методом Жубера.....	120
Лабораторная работа № 2.10	
Изучение электромагнитных колебаний	
в колебательном контуре.....	132
<i>Задание 1. Изучение затухающих колебаний</i>	
<i>в колебательном контуре.....</i>	148
<i>Задание 2. Изучение явления резонанса</i>	
<i>в последовательном колебательном контуре</i>	153
<i>Часть 1. Изучение зависимости силы тока</i>	
<i>в колебательном контуре от частоты</i>	
<i>внешнего источника ЭДС.....</i>	153
<i>Часть 2. Изучение зависимости напряжения</i>	
<i>на конденсаторе в колебательном контуре</i>	
<i>от частоты внешнего источника ЭДС.....</i>	158
Справочные таблицы.....	163
Список рекомендуемой литературы	166

ВВЕДЕНИЕ

Окружающий нас мир состоит из взаимодействующих частиц. На макроскопическом уровне кажется, что существует много взаимодействий, однако с точки зрения современной физики существует всего четыре типа взаимодействий:

- 1) сильное;
- 2) электромагнитное;
- 3) слабое;
- 4) гравитационное.

Сильное взаимодействие существует между протонами и нейтронами, составляющими ядра атомов. Оно проявляется лишь на расстояниях порядка 10^{-15} м.

Электромагнитное взаимодействие проявляется на любых расстояниях, при этом оно слабее сильного взаимодействия примерно на 2 порядка.

Слабое взаимодействие слабее сильного на 5 порядков. Оно вообще играет незаметную роль на макроскопическом уровне.

Гравитационное взаимодействие примерно на 40 порядков слабее электромагнитного. Но именно гравитационное взаимодействие мы ощущаем всегда.

На макроскопическом уровне электромагнитное взаимодействие является самым важным. Значительная часть взаимодействий, наблюдаемых в повседневной жизни, обусловлена электромагнитным взаимодействием.

Целью данного практикума является изучение многочисленных проявлений электромагнитного взаимодействия. Он поможет показать повседневную востребованность фундаментальных физических знаний по данному курсу физики.

Практикум содержит описания лабораторных работ по электричеству и магнетизму, темы которых соответствуют программе курса общей физики. Их выполнение поможет лучше усвоить изучаемый материал, приобрести навыки работы с оборудованием, научиться формулировать цели работы и делать соответствующие выводы на основе полученных результатов. Для этого необходимо изучить краткую теорию, приведенную в работе, при необходимости прочитать соответствующий материал учебника и конспекта лекций, самостоятельно разобраться в схеме лабораторной установки и принципах ее работы, провести измерения и расчеты, сделать необходимые выводы. Для последующей защиты выполненной работы студент должен знать тематику работы и уметь отвечать на вопросы для самоконтроля, приведенные в конце каждой лабораторной работы.

ТРЕБОВАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Допуск к лабораторной работе

Перед выполнением лабораторной работы студент должен получить у преподавателя допуск к выполнению работы. Для того чтобы получить допуск к лабораторной работе, студент должен:

- заранее оформить конспект данной лабораторной работы;
- ответить на вопросы преподавателя по теории, методике измерений, устройству установки и методике обработки результатов.

При получении студентом допуска к выполнению работы преподаватель ставит свою подпись в конспекте студента (графа «ДОПУСК» в таблице на обложке).

Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе

Конспект для допуска и выполнения лабораторных работ готовится заранее на двойных листах из тетради в клетку (1–5 двойных листов в зависимости от почерка).

<i>Первая страница (обложка)</i>			
<i>кафедра физики</i>			
<i>БГАТУ</i>			
<i>Лабораторная работа №</i>			
<i>Название:</i>			
<i>Выполнил:</i>			
<i>студент __ курса __ группы</i>			
<i>(Ф. И. О.)</i>			
	<i>Допуск</i>	<i>Измерения</i>	<i>Зачет</i>
<i>Подпись, дата</i>			
<i>Минск 20__ г.</i>			

Следующие страницы

Цель работы: (переписать полностью из описания или сформулировать самостоятельно).

Теоретическое введение: (письменно ответить на поставленные в лабораторной работе вопросы с использованием формулировок законов, определений основных физических величин и соотношений между ними, а также рисунков, графиков и схем с пояснениями к ним).

Экспериментальная установка: (нарисовать электрическую схему или схематичный рисунок установки и пояснить элементы установки).

Результаты измерений и их обработка: (подготовить таблицу для результатов измерений).

Если студент не подготовил конспект по лабораторной работе, то он не допускается к выполнению работы до тех пор, пока конспект не будет подготовлен (причина невыполнения работы считается неуважительной).

Выполнение лабораторной работы

Учитывая указания преподавателя, студент получает и заносит в таблицы экспериментальные данные, проводит расчеты физических величин и погрешностей, строит графики и т. п. Выполнив необходимые действия, показывает полученные результаты измерений и расчетов преподавателю и при правильном результате получает подпись в графе «ИЗМЕРЕНИЯ».

Оформление отчета

Полностью оформленная и подготовленная к зачету работа должна соответствовать следующим требованиям:

1. Должны быть выполнены *все пункты* раздела «Оформление конспекта для допуска к лабораторной работе».

2. Для всех величин, представленных в таблицах и полученных в результате вычислений, должны быть записаны соответствующие *единицы измерения*.

3. Графики должны удовлетворять следующим требованиям:

– построение графиков осуществляется на миллиметровой бумаге или на листе в клетку, размер графика не менее половины тетрадного листа;

– на графике – оси декартовой системы, на концах осей – стрелки, обозначения величин, единицы измерения, множитель (10^n);

– на каждой оси должен быть выбран равномерный масштаб (риски через равные промежутки, числа через равное количество рисок);

– под графиком написать полное название графика *словами* (например: график зависимости скорости от времени);

– экспериментальные и теоретические точки наносить ярко, разными значками;

– экспериментальная кривая должна соответствовать теоретической зависимости (не соединять экспериментальные точки ломаной линией).

Полученный экспериментально график зависимости
от _____ имеет вид (прямой,
(название функции словами) *(название аргумента)*
проходящей через начало координат, параболы, гиперболы, плав-
ной кривой и т. п.) и качественно совпадает (не совпадает) с тео-
ретической зависимостью данной характеристики, имеющей вид

(формула)

4. Сделать вывод в соответствии с шаблоном:

По результатам измерений и расчетов получено значение
_____, равное _____ = _____ \pm _____
(название физической величины) *(символ)* *(среднее)* *(ошибка)* *(единица измерения)*

Полученное экспериментально значение _____, равное
_____, с точностью до ошибки измерений,
(число, единица измерения)
составляющей _____, совпадает (не совпадает)
(число, единица измерения)
с табличным (теоретическим) значением данной величины,
равным _____.
(число, единица измерения)

Отчет по лабораторной работе

Преподаватель проверяет правильность и полноту оформления конспекта, задает вопросы по теории, методике измерений, устройству установки, методике обработки результатов, обоснованности выводов по отдельным результатам работы и всей работе в целом, и если работа считается полностью выполненной, то преподаватель ставит подпись в графе «ЗАЧЕТ».

Отчет по выполненным работам должен быть осуществлен на текущем или на следующем занятии.

Если студент имеет две и более задолженности по отчетам лабораторных работ, к выполнению следующих работ студент не допускается (причина невыполнения считается неуважительной).

Порядок отработки невыполненных лабораторных работ

Лабораторные работы, не выполненные по уважительной причине, отрабатываются бесплатно при наличии разрешения деканата и конспекта по данной лабораторной работе с подписью ведущего занятия преподавателя в графе «ДОПУСК» в течение двух недель после выхода студента на занятия.

Лабораторные работы, не выполненные по неуважительной причине, отрабатываются платно в течение двух недель после выхода студента на занятия при наличии конспекта по данной лабораторной работе с подписью ведущего занятия преподавателя в графе «ДОПУСК», квитанции об оплате, договора об оказании услуг по ликвидации академической задолженности и акта о выполненных работах (оказанных услугах) по договору.

Отработка лабораторных работ проводится согласно графику отработки, утвержденному заведующим кафедрой и находящемуся на доске объявлений кафедры.

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Лабораторная работа № 2.1

ИЗМЕРЕНИЕ ЕМКОСТИ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ И ПАРАЛЛЕЛЬНОМ СОЕДИНЕНИИ КОНДЕНСАТОРОВ

Цель работы: освоить методику измерения емкостей неизвестных конденсаторов и экспериментально подтвердить справедливость формул для расчета общей емкости при последовательном и параллельном соединениях конденсаторов.

Введение

Конденсатором называется система из двух проводников, расположенных достаточно близко друг относительно друга. Проводники, составляющие конденсатор, называются его **обкладками**. Заряды на обкладках одинаковы по модулю и противоположны по знаку.

Чтобы внешние тела не оказывали влияния на емкость конденсатора, обкладкам придают такую форму и так располагают их друг относительно друга, чтобы поле, создаваемое накапливаемыми на них зарядами, было сосредоточено внутри конденсатора. Этому условию, например, удовлетворяют две пластинки, расположенные близко друг к другу, два коаксиальных цилиндра или две концентрические сферы. Соответственно различают *плоские, цилиндрические и сферические конденсаторы*.

Основной характеристикой конденсатора является его емкость. **Емкостью конденсатора** называется физическая величина, равная отношению модуля заряда q одной из обкладок к разности потенциалов $\Delta\varphi$ между его обкладками:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{q}{U}, \quad (2.1.1)$$

где потенциал обкладки конденсатора, на которой находится заряд $+q$, равен φ_1 , а потенциал обкладки, на которой находится заряд $-q$, равен φ_2 ($\varphi_1 > \varphi_2$). Разность потенциалов $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U$ называют напряжением между обкладками конденсатора.

Единица измерения емкости в системе СИ – емкость такого конденсатора, между обкладками которого возникает напряжение в 1 В при заряде на его обкладках в 1 Кл. Эта единица

называется *фарад* (Ф): $1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}$. На практике чаще применяются

более мелкие единицы емкости – *микрофард* (мкФ или $\mu\text{Ф}$), *нанофард* (нФ или nF) и *пикофард* (пФ или pF): $1 \text{ Ф} = 10^6 \text{ мкФ} = 10^9 \text{ нФ} = 10^{12} \text{ пФ}$.

Величина емкости определяется геометрией конденсатора (формой и размерами обкладок, а также величиной зазора между ними). Кроме того, величина емкости конденсатора зависит от диэлектрических свойств среды, заполняющей пространство между его обкладками.

Простейший конденсатор – система из двух параллельных металлических пластин площадью S каждая, расположенных на близком расстоянии d одна от другой. В заряженном состоянии конденсатор имеет на пластинах одинаковые по модулю и противоположные по знаку заряды. Поверхностная плотность этих зарядов $+\sigma$ и $-\sigma$ (рис. 1). Если расстояние между пластинами мало по сравнению с их линейными размерами, то краевыми эффектами можно пренебречь и поле между обкладками можно считать однородным и локализованным между пластинами конденсатора (рис. 1).

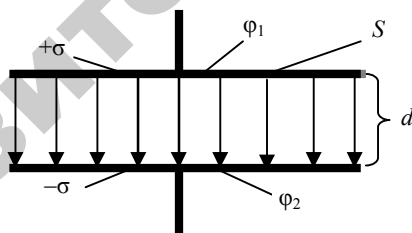


Рис. 1. Идеализированное представление электрического поля плоского конденсатора

Каждая из противоположно заряженных пластин плоского конденсатора создает вблизи поверхности электрическое поле, модуль напряженности которого выражается соотношением $|\vec{E}^+| = |\vec{E}^-| = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$,

где $\sigma = \frac{q}{S}$ – поверхностная плотность заряда на пластине (q – модуль заряда на пластине, S – площадь пластины, ϵ_0 – электрическая постоянная).

Согласно принципу суперпозиции вектор напряженности результирующего поля \vec{E} , создаваемого обеими пластинами, равен сумме напряженностей \vec{E}^+ и \vec{E}^- полей каждой из пластин: $\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-$.

Внутри конденсатора вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- параллельны друг другу (сонаправлены) и одинаковы по модулю, поэтому модуль напряженности суммарного поля будет равен

$$E = |2E^+| = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

Вне пластин вектора \vec{E}^+ и \vec{E}^- направлены в противоположные стороны (антипараллельны), поэтому вне пластин конденсатора результирующее поле $E = 0$. Разность потенциалов между пластинами в однородном электрическом поле

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = U = Ed,$$

где d – расстояние между пластинами;

φ_1 и φ_2 – потенциалы положительно и отрицательно заряженных пластин соответственно.

Из этих соотношений можно получить формулу для расчета емкости плоского конденсатора

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} = \frac{\sigma S}{Ed} = \frac{\epsilon_0 S}{d}. \quad (2.1.2)$$

Если все пространство между обкладками заполнено однородным изотропным диэлектриком, емкость конденсатора увеличивается в ϵ раз (ϵ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика):

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}. \quad (2.1.3)$$

Отметим, что емкость реального плоского конденсатора определяется полученной формулой с тем большей точностью, чем меньше зазор d по сравнению с линейными размерами обкладок.

Плоские конденсаторы с гибкими обкладками (обычно изготавливаемыми из тонкой фольги с промасленной бумагой в качестве изолятора) часто сворачивают в рулончик для экономии места. Из-за этого конденсатор промышленного выпуска выглядит как цилиндрическая деталь. Емкость от этой процедуры меняется незначительно.

Цилиндрический конденсатор состоит из двух соосных тонкостенных металлических цилиндров высотой h и радиусами R_1 и $R_2 > R_1$, вставленных друг в друга (рис. 2, б). Пусть заряд внутренней обкладки радиуса R_1 $q > 0$, а внешней обкладки $q < 0$.

Если $h \gg R_2$, то, пренебрегая искажениями поля вблизи краев конденсатора, можно приближенно считать, что поле конденсатора такое же, как поле двух соосных цилиндров бесконечной длины. Напряженность электрического поля бесконечно длинного цилиндра с радиусом основания R , заряженного с поверхностной плотностью заряда σ и находящегося в среде с диэлектрической проницаемостью ε на расстоянии $r > R$ от оси цилиндра:

$$E = \frac{\sigma R}{\varepsilon_0 \varepsilon r}. \quad (2.1.4)$$

Внутри такого цилиндра ($r < R$) напряженность поля $E = 0$.

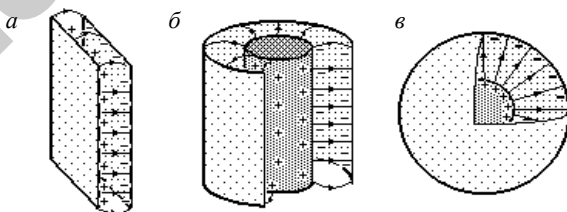


Рис. 2. Типы конденсаторов:
 а – плоский; б – цилиндрический; в – сферический

Поэтому внутри цилиндрического конденсатора (между цилиндрическими обкладками, т. е. при $R_1 \leq r \leq R_2$) поле создается только внутренней обкладкой. Отсюда следует, что напряженность поля в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ϵ , заполняющем пространство между обкладками конденсатора, равна:

$$E = \frac{\sigma_1 R_1}{\epsilon_0 \epsilon r} = \frac{\sigma_1 R_1 (2\pi R_1 h)}{\epsilon_0 \epsilon r (2\pi R_1 h)} = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon h r},$$

где σ_1 – поверхностная плотность заряда цилиндра радиуса R_1 ;

ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость вещества, находящегося между обкладками конденсатора;

$S_1 = 2\pi R_1 h$ – площадь боковой поверхности внутреннего цилиндра;

$q = \sigma_1 S_1 = \sigma_1 2\pi R_1 h$ – заряд, находящийся на боковой поверхности S_1 ;

r – расстояние от оси цилиндров ($R_1 \leq r \leq R_2$).

Тогда разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ между обкладками цилиндрического конденсатора:

$$U = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon h} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon h} (\ln R_2 - \ln R_1) = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon h} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Так как емкость конденсатора $C = \frac{q}{U}$, то емкость цилиндрического конденсатора

$$C = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon h}{\ln(R_2/R_1)}. \quad (2.1.5)$$

Сферический конденсатор состоит из двух концентрических металлических обкладок сферической формы, радиусы которых соответственно равны R_1 и $R_2 > R_1$ (рис. 2, в). Пусть заряд внутренней обкладки радиуса R_1 $q > 0$, а заряд внешней обкладки радиуса R_2 $q < 0$.

Напряженность электрического поля сферической поверхности радиуса R , заряженной с поверхностной плотностью заряда σ и находящейся в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , на расстоянии $r > R$ от ее центра равна $E = \frac{\sigma R^2}{\epsilon_0 \epsilon r^2}$.

На расстояниях $r < R$, т. е. внутри сферы, напряженность электрического поля равна нулю. Следовательно, поле внутри сферического конденсатора, т. е. между сферическими обкладками, создается только зарядом q внутренней обкладки радиуса R_1 , заряженной с поверхностной плотностью заряда $\sigma_1 = \frac{q}{S_1} = \frac{q}{4\pi R_1^2}$,

где $S_1 = 4\pi R_1^2$ – площадь поверхности внутренней сферической обкладки. Поэтому напряженность поля между обкладками сферического конденсатора (при $R_1 \leq r \leq R_2$) равна:

$$E = \frac{\sigma_1 R_1^2}{\epsilon_0 \epsilon r^2} = \frac{\sigma_1 R_1^2}{\epsilon_0 \epsilon r^2} \frac{4\pi}{4\pi} = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r^2}.$$

Тогда разность потенциалов между обкладками сферического конденсатора

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Отсюда емкость сферического конденсатора

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (2.1.6)$$

Как следует из полученных выражений, емкость конденсаторов любой формы прямо пропорциональна диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками. Поэтому применение в качестве прослойки диэлектриков с большой величиной диэлектрической проницаемости, например

сегнетоэлектриков, позволяет значительно увеличить емкость конденсаторов.

Конденсаторы характеризуются *пробивным напряжением* – минимальной разностью потенциалов между обкладками конденсатора, при которой происходит пробой – электрический разряд через слой диэлектрика в конденсаторе. Пробивное напряжение зависит от формы обкладок, свойств диэлектрика и его толщины.

Параллельное соединение конденсаторов. Конденсаторы можно соединять между собой, образуя батарею конденсаторов.

У параллельно соединенных конденсаторов разность потенциалов на обкладках конденсаторов одинакова: $U = U_1 = U_2 = \dots = U_n$ (рис. 3). Если емкости отдельных конденсаторов C_1, C_2, \dots, C_n , то заряды на обкладках конденсаторов

$$q_1 = C_1 U_1, q_2 = C_2 U_2, \dots, q_n = C_n U_n. \quad (2.1.7)$$

Заряд батареи конденсаторов $q = q_1 + q_2 + \dots + q_n$, так как обкладки, на которых сосредоточены заряды одного знака, соединены между собой. Поскольку $U = U_1 = U_2 = U_n$, то

$$q = (C_1 + C_2 + \dots + C_n)U. \quad (2.1.8)$$

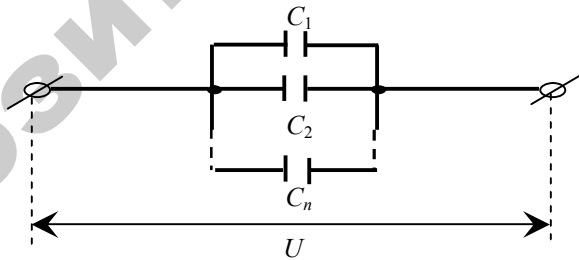


Рис. 3. Схема параллельного соединения конденсаторов

Тогда общая емкость батареи конденсаторов

$$C = (C_1 + C_2 + \dots + C_n). \quad (2.1.9)$$

Таким образом, при параллельном соединении конденсаторов их общая емкость равна сумме емкостей отдельных конденсаторов. В частности, если все n конденсаторов имеют одинаковую емкость $C = C_1 = C_2 = \dots = C_n$, то их общая емкость при параллельном соединении $C = nC'$.

Последовательное соединение конденсаторов. У последовательно соединенных конденсаторов (рис. 4) заряды всех обкладок равны по модулю, так как величина тока зарядки в любой момент времени на всем участке одинакова (при любой зависимости величины тока зарядки от времени):

$$q = q_1 = q_2 = \dots = q_n, \quad (2.1.10)$$

а разность потенциалов на зажимах батареи

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n, \quad (2.1.11)$$

где U_1, U_2, \dots, U_n – разность потенциалов на обкладках конденсаторов C_1, C_2, \dots, C_n соответственно.

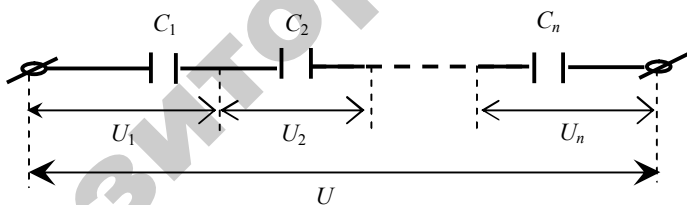


Рис. 4. Схема последовательного соединения конденсаторов

Поскольку для любого из рассматриваемых конденсаторов

$$q_1 = C_1 U_1, \quad q_2 = C_2 U_2, \quad \dots \quad q_n = C_n U_n, \quad (2.1.12)$$

то напряжение между крайними точками участка цепи (рис. 4):

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} + \dots + \frac{q_n}{C_n}. \quad (2.1.13)$$

Тогда с учетом (2.1.10) общую емкость C батареи последовательно соединенных конденсаторов можно найти из выражения

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (2.1.14)$$

Таким образом, при последовательном соединении конденсаторов результирующая емкость C всегда меньше наименьшей емкости конденсатора, входящего в данную батарею конденсаторов. В частности, если все n конденсаторов имеют одинаковую емкость $C' = C_1 = C_2 = \dots = C_n$, то их общая емкость при последовательном

соединении $C = \frac{C'}{n}$.

Энергия заряженного конденсатора. Пусть потенциал обкладки конденсатора, на которой находится заряд $+q$, равен φ_1 , а потенциал обкладки, на которой находится заряд $-q$, равен φ_2 . Энергия такой системы зарядов

$$W = \frac{1}{2}q(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{1}{2}qU. \quad (2.1.15)$$

Тогда с учетом соотношения $q = CU$ энергию заряженного конденсатора можно выразить следующим образом:

$$W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (2.1.16)$$

В частности, при параллельном соединении двух конденсаторов, емкости которых C_1 и C_2 , отношение их зарядов и энергий (с учетом того, что напряжения на конденсаторах $U_1 = U_2$) будет равно:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{W_1}{W_2} = \frac{C_1}{C_2}. \quad (2.1.17)$$

При последовательном соединении двух конденсаторов, емкости которых C_1 и C_2 , отношение их зарядов (с учетом того, что заряды на обкладках конденсаторов $q_1 = q_2$) будет равно 1, а отношение энергий конденсаторов

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{C_2}{C_1}. \quad (2.1.18)$$

Описание лабораторной установки и методики измерений

Как следует из материалов, представленных во введении к данной лабораторной работе, если последовательно соединить конденсатор неизвестной емкости C_x с конденсатором известной емкости C_0 и подать на них напряжение U , то величина зарядов на обкладках конденсаторов будет одинаковой $q_x = q_0$. Поэтому $C_x U_x = C_0 U_0$, где U_x и U_0 – напряжения на конденсаторах C_x и C_0 соответственно (рис. 5). Поскольку $U_x = U - U_0$, то емкость неизвестного конденсатора

$$C_x = \frac{C_0 U_0}{U_x} = \frac{C_0 U_0}{U - U_0}. \quad (2.1.19)$$

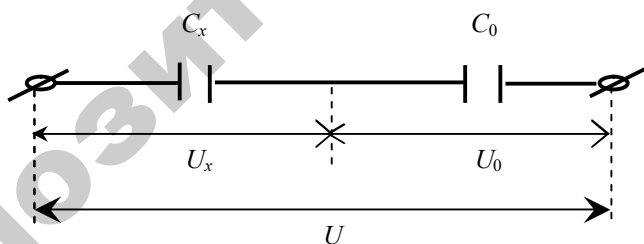


Рис. 5

Таким образом, если известна емкость конденсатора C_0 , то, измерив напряжения U и U_0 , можно определить емкость неизвестного конденсатора C_x (рис. 5).

Общий вид лабораторной установки и ее принципиальная схема представлены на рис. 6. Макет рабочей схемы представлен на рис. 7.

На макете имеется два конденсатора, емкости C_1 и C_2 которых неизвестны, и конденсатор C_0 , емкость которого известна. Конденсаторы C_1 и C_0 последовательно соединены между собой через клемму 5 (рис. 7). С помощью одной или двух перемычек конденсаторы C_1 , C_2 и C_0 можно соединять между собой различными способами.

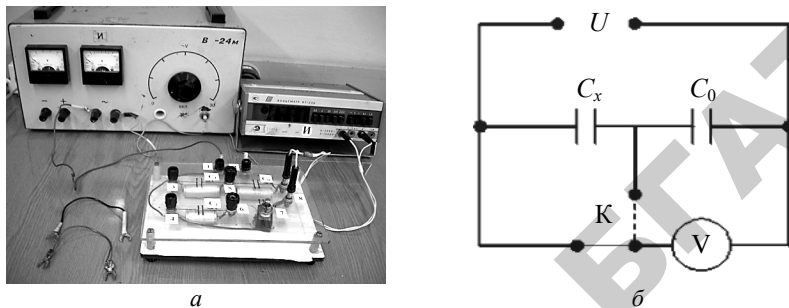


Рис. 6. Общий вид лабораторной установки (а) и ее принципиальная схема (б): C_0 – конденсатор с известной емкостью; C_x – конденсатор с неизвестной емкостью; К – переключатель; V – вольтметр

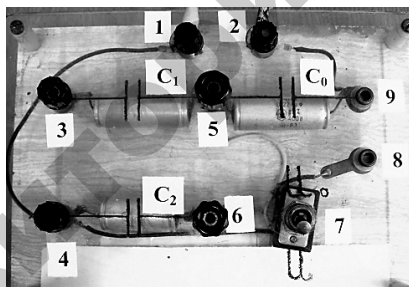


Рис. 7. Макет рабочей схемы

В лабораторной работе напряжение U подается от регулируемого источника В-24м на клеммы 1 и 2, которые соединены проводниками с клеммами 4 и 9 соответственно (рис. 7). Вольтметром В7-22А, подключенным к клеммам 8 и 9, измеряется либо напряжение U на клеммах источника, либо напряжение U_0 на известном конденсаторе C_0 в зависимости от положения ключа (рис. 7, клемма 7).

В данной лабораторной работе следует поочередно реализовать на макете (рис. 7) с помощью одной или двух перемычек четыре схемы соединения конденсаторов C_1 , C_2 и C_0 (рис. 8).

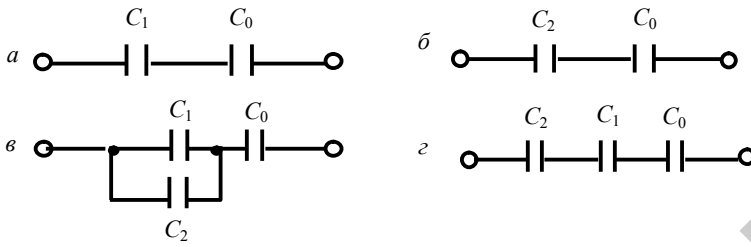


Рис. 8. Схемы соединения конденсаторов

Результаты измерений и расчетов для каждой из представленных выше схем занести в табл. 1–4 соответственно.

Таблица 1

Последовательно соединенные конденсаторы C_1 и C_0 (рис. 8, а)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x1} , мкФ	ΔC_{x1} , мкФ
	1				
	2				
	3				
Среднее значение					

Таблица 2

Последовательно соединенные конденсаторы C_2 и C_0 (рис. 8, б)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x2} , мкФ	ΔC_{x2} , мкФ
	1				
	2				
	3				
Среднее значение					

Таблица 3

Параллельно соединенные между собой конденсаторы C_1 и C_2 соединены последовательно с C_0 (рис. 8, в)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x3} , мкФ	ΔC_{x3} , мкФ
	1				
	2				
	3				
Среднее значение					

Таблица 4

Последовательно соединенные конденсаторы C_1 , C_2 и C_0 (рис. 8, з)

C_0 , мкФ	№ изм.	U , В	U_0 , В	C_{x4} , мкФ	ΔC_{x4} , мкФ
	1				
	2				
	3				
Среднее значение					

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с описанием лабораторной установки и методики измерений (см. рис. 5–8). Указанную на макете лабораторной установки величину емкости известного конденсатора C_0 занести в табл. 1–4.

2. Для реализации схемы *a*, представленной на рис. 8, следует соединить на макете (рис. 7) перемычкой клеммы 3 и 4. В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x1} играет конденсатор C_1 , последовательно соединенный с конденсатором C_0 через клемму 5 (рис. 7). Включить в сеть регулируемый источник В-24м (рис. 6) и вольтметр В7-22А.

3. Переключить ключ в положение « U » и подать от источника первое из трех заданных преподавателем значений U . Записать зафиксированную вольтметром величину напряжения U в табл. 1. Переключив ключ в положение « U_0 », определить по показанию вольтметра величину напряжения U_0 на известном конденсаторе C_0 и записать в табл. 1.

4. Повторить экспериментально п. 3 для двух других указанных преподавателем значений U и записать соответствующие им значения U_0 в табл. 1. Снять перемычку, соединяющую клеммы 3 и 4.

5. Реализовать на макете схему, представленную на рис. 8, *б*. Для этого следует соединить перемычкой клеммы 5 и 6 (рис. 7). В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x2} играет конденсатор C_2 , последовательно соединенный перемычкой с конденсатором C_0 . Выполнить п. 3 и 4 для данной схемы соединения конденсаторов и внести три значения напряжения U и три соответствующих им значения U_0 в табл. 2. Снять перемычку, соединяющую клеммы 5 и 6.

6. Реализовать на макете схему, представленную на рис. 8, *в*. Для этого следует соединить одной перемычкой клеммы 3 и 4,

а другой перемычкой – клеммы 5 и 6. В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x4} будут играть параллельно соединенные конденсаторы с емкостями C_1 и C_2 . Выполнить п. 3 и 4 и внести три значения напряжения U_x и три соответствующих им значения U_0 в табл. 3. Снять обе перемычки с макета.

7. Реализовать на макете схему, представленную на рис. 8, з. Для этого следует соединить перемычкой клеммы 3 и 6. В этом случае роль конденсатора с неизвестной емкостью C_{x4} будут играть последовательно соединенные конденсаторы с емкостями C_1 и C_2 . Выполнить п. 3 и 4 и внести три значения напряжения U_x и три соответствующих им значения U_0 в табл. 4. Снять обе перемычки с макета.

8. По известным средним значениям емкостей $C_{x1} = C_{x1}$ (табл. 1) и $C_{x2} = C_{x2}$ (табл. 2) рассчитать по формулам (2.1.9) и (2.1.14) общие емкости параллельно соединенных конденсаторов C_1 , C_2 и ($C_{x3}^{\text{теор}}$) и последовательно соединенных конденсаторов C_1 , C_2 и ($C_{x4}^{\text{теор}}$) и занести полученные значения в табл. 5.

Таблица 5

Сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных емкостей, зарядов и энергий при параллельном и последовательном соединении конденсаторов C_1 и C_2

Соединение C_1 и C_2	Теоретически рассчитанная величина емкости, мкФ	Средние значения емкостей C_{x3} (из табл. 3) и C_{x4} (из табл. 4), мкФ	Отношение зарядов на обкладках заряженных конденсаторов C_1 и C_2	Отношение энергий заряженных конденсаторов C_1 и C_2
Параллельное	$C_{x3}^{\text{теор}} =$	$C_{x3} =$	$\left(\frac{q_1}{q_2}\right)_{\text{пар}} =$	$\left(\frac{W_1}{W_2}\right)_{\text{пар}} =$
Последовательное	$C_{x4}^{\text{теор}} =$	$C_{x4} =$	$\left(\frac{q_1}{q_2}\right)_{\text{посл}} =$	$\left(\frac{W_1}{W_2}\right)_{\text{посл}} =$

9. Вставить средние значения емкостей C_{x3} и C_{x4} из табл. 3 и 4 в табл. 5. Сравнить между собой значения $C_{x3}^{\text{теор}}$ и $C_{x4}^{\text{теор}}$

с экспериментально полученными средними значениями C_{x3} и C_{x4} соответственно. Сделать вывод в письменном виде.

10. Используя известные средние значения емкостей $C_{x1} = C_1$ (табл. 1) и $C_{x2} = C_2$ (табл. 2), найти отношения зарядов $\left(\frac{q_1}{q_2}\right)_{\text{пар}}$

и $\left(\frac{q_1}{q_2}\right)_{\text{посл}}$ на обкладках этих конденсаторов при их параллельном

и последовательном соединении соответственно (использовать информацию, изложенную в теоретической части при рассмотрении последовательного и параллельного соединения конденсаторов). Занести полученные значения отношений в табл. 5.

11. Используя известные средние значения емкостей $C_{x1} = C_1$ (табл. 1) и $C_{x2} = C_2$ (табл. 2), найти отношения энергий $\left(\frac{W_1}{W_2}\right)_{\text{пар}}$

и $\left(\frac{W_1}{W_2}\right)_{\text{посл}}$ конденсаторов C_1 и C_2 при их параллельном и после-

довательном соединении соответственно (см. выражения (2.1.17) и (2.1.18)). Занести полученные значения отношений в табл. 5.

12. Оценить погрешность определения емкости конденсаторов (табл. 1–4).

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Дайте определение электроемкости конденсатора. В каких единицах она измеряется?

2. Какими параметрами определяется емкость плоского конденсатора?

3. Какими путями можно увеличить емкость плоского конденсатора?

4. За счет чего можно увеличить емкость плоского конденсатора, если его геометрические размеры должны оставаться неизменными?

5. Формула общей емкости параллельно соединенных конденсаторов.

6. Формула общей емкости последовательно соединенных конденсаторов.

7. Во сколько раз емкость батареи, состоящей из четырех одинаковых, параллельно соединенных конденсаторов, больше емкости батареи, состоящей из тех же конденсаторов, соединенных последовательно?

8. При последовательном соединении двух конденсаторов их общая емкость равна $0,75$ мкФ. При параллельном – 4 мкФ. Какова емкость каждого из конденсаторов?

9. Три конденсатора, емкости которых $C_1 = 2C_2 = 3C_3$, соединены последовательно и подсоединены к источнику, напряжение на клеммах которого $U = 24$ В. Определите напряжение на конденсаторе C_1 .

10. Три конденсатора, емкости которых $C_1 = 2C_2 = 3C_3 = 4$ мкФ, соединены последовательно и подсоединены к источнику, напряжение на клеммах которого $U = 24$ В. Определите величину заряда на конденсаторе C_2 .

11. Три конденсатора, емкости которых $C_1 = 2C_2 = 3C_3 = 3$ мкФ, соединены последовательно и подсоединены к источнику, напряжение на клеммах которого $U = 24$ В. Определите энергию электрического поля конденсатора C_3 .

12. Конденсатор емкостью $C_1 = 3$ мкФ был заряжен до разности потенциалов 40 В. После отключения от источника тока конденсатор был соединен параллельно с другим незаряженным конденсатором емкостью $C_2 = 5$ мкФ. Какое количество энергии (в мкДж) первого конденсатора израсходуется на образование искры в момент присоединения второго конденсатора?

13. Два плоских воздушных конденсатора одинаковой емкости $C_1 = C_2$ соединены последовательно и подключены к источнику тока, напряжение на клеммах которого $U = 40$ В. На какую величину ΔU_1 изменится разность потенциалов на пластинах первого конденсатора, если пространство между пластинами второго конденсатора, не отключая источника тока, заполнить диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 7$?

14. Конденсаторы емкостью $C_1 = 5$ мкФ и $C_2 = 10$ мкФ заряжены до напряжений $U_1 = 60$ В и $U_2 = 100$ В соответственно. Определить напряжение на обкладках конденсаторов после их соединения обкладками, имеющими одноименные заряды.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ ИЗ ДИЭЛЕКТРИКА

Цель работы: освоить методику экспериментального определения диэлектрической проницаемости плоской пластины из диэлектрика. Экспериментально определить диэлектрическую проницаемость плоской пластины диэлектрика.

Введение

Вещество, внесенное во внешнее электрическое поле, может существенно изменить величину напряженности электрического поля. Это связано с тем, что материалы состоят из молекул, в состав которых входят заряженные частицы. В отсутствие внешнего поля частицы распределяются внутри молекул так, что создаваемое ими электрическое поле в среднем по объему, включающему большое число атомов или молекул, равно нулю. При наличии внешнего поля напряженностью \vec{E}_0 в молекулах происходит перераспределение заряженных частиц и возникает собственное электрическое поле напряженностью \vec{E}' . Результирующая напряженность \vec{E} электрического поля в веществе определяется в соответствии с принципом суперпозиции как векторная сумма внешнего поля \vec{E}_0 и внутреннего поля \vec{E}' . Вещества многообразны по своим электрическим свойствам и разделяются на **проводники**, **полупроводники** и **диэлектрики**.

Основная особенность проводников и полупроводников – наличие свободных зарядов, которые могут свободно перемещаться по всему объему материала.

Типичные проводники – это металлы. При отсутствии внешнего электрического поля в любом элементе объема проводника отрицательный заряд электронов компенсируется положительным зарядом ионной решетки.

В незаряженном проводнике, внесенном во внешнее электрическое поле (рис. 1), происходит перераспределение свободных зарядов, в результате чего на поверхности проводника возникают некомпенсированные положительные и отрицательные заряды. Этот процесс называют *электростатической индукцией*, а появившиеся на поверхности проводника заряды – *индукционными зарядами*.

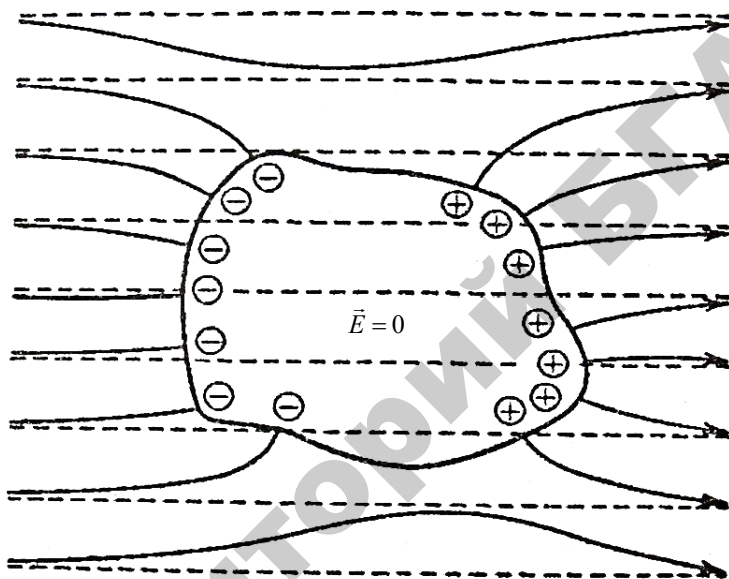


Рис. 1. Проводник в электростатическом поле

Индукционные заряды создают свое собственное поле с напряженностью \vec{E}' , которое компенсирует внешнее поле с напряженностью \vec{E}_0 во всем объеме внутри проводника:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0.$$

Другими словами, полное электростатическое поле внутри проводника отсутствует при равновесии зарядов, а потенциалы во всех точках одинаковы и равны потенциалу на поверхности проводника.

Все внутренние области проводника, внесенного в электрическое поле, остаются электронейтральными. Если удалить некоторый объем, выделенный внутри проводника, и образовать пустую полость, то электрическое поле внутри полости также будет равно нулю. На этом основана **электростатическая защита**: чувствительные к электрическому полю приборы для исключения влияния внешнего, постоянного во времени поля помещают в металлические ящики.

Так как поверхность проводника является эквипотенциальной, силовые линии у поверхности перпендикулярны к ней.

Диэлектриками называются вещества, которые при обычных условиях не проводят постоянный электрический ток. В отличие от проводников, в диэлектриках нет свободных электрических зарядов. Они состоят из нейтральных атомов или молекул. Заряженные частицы в нейтральном атоме (положительно заряженные ядра и отрицательно заряженные электроны) связаны друг с другом и не могут перемещаться под действием электрического поля по всему объему диэлектрика.

Различают 3 типа диэлектриков:

1. Диэлектрики, состоящие из неполярных молекул, называются **неполярными**; неполярные молекулы – это такие молекулы, у которых в отсутствие внешнего электрического поля центры тяжести отрицательного заряда и положительного заряда совпадают. Неполярные молекулы в отсутствие внешнего электрического поля не имеют собственного электрического дипольного момента. Положительный заряд молекул обусловлен ядрами атомов, из которых состоит молекула, а отрицательный – электронами. Примерами неполярных молекул являются симметричные по структуре молекулы водорода (H_2), азота (N_2), кислорода (O_2), углекислого газа (CO_2), метана (CH_4).

2. Диэлектрики, состоящие из полярных молекул, называются **полярными**. Полярные молекулы в отсутствие внешнего электрического поля имеют асимметричное строение и вследствие этого их положительные и отрицательные заряды имеют несовпадающие «центры тяжести», что и обуславливает наличие у них собственного дипольного момента (например, NH_3 , H_2O , SO_2 , CO). **Электрический диполь** – система двух равных по модулю разноименных

точечных зарядов ($-q$, $+q$), расстояние между которыми значительно меньше расстояния до рассматриваемых точек поля, созданного этими зарядами. Вектор $\vec{\ell}$ (рис. 2), направленный по оси диполя (прямой, проходящей через оба точечных заряда) от отрицательного заряда к положительному и равный расстоянию между ними, называется плечом диполя. Вектор \vec{p}_i , совпадающий по направлению с плечом диполя, и равный произведению модуля заряда q на плечо $\vec{\ell}$, называется **электрическим моментом диполя**, или **дипольным моментом**: $\vec{p}_i = q\vec{\ell}$.

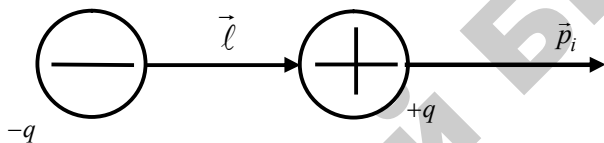


Рис. 2

3. К диэлектрикам третьего типа относятся **ионные кристаллические диэлектрики** (например, соли натрия и калия: NaCl и KCl). Кристаллическая решетка таких веществ состоит из положительных и отрицательных ионов. Ионные кристаллы представляют собой пространственные решетки с правильным чередованием ионов разных знаков.

Рассмотрим, что происходит с диэлектриками во внешнем электрическом поле.

1. Внешнее электрическое поле, действуя на неполярные молекулы, индуцирует в них смещение зарядов. Под действием внешнего электрического поля заряды неполярных молекул смещаются в противоположные стороны (положительные – по полю, отрицательные – против поля) и молекула приобретает индуцированный дипольный момент. Такая поляризация диэлектриков называется **электронной поляризацией** (см. рис. 3). Она осуществляется в основном за счет деформации электронных орбит под действием внешнего электрического поля.

2. Молекулы полярных диэлектриков изначально обладают дипольным моментом, однако вследствие теплового движения они ориентированы в отсутствие внешнего электрического поля хаотично. В результате наложения электрического поля диполи приобретают преимущественную ориентацию, совпадающую с направлением внешнего поля (см. рис. 4). Такая поляризация диэлектриков называется **ориентационной**, или **дипольной, поляризацией**. Естественно, что тепловое движение препятствует полной ориентации молекул, и в результате совместного действия обоих факторов (электрическое поле и тепловое движение) возникает преимущественная ориентация дипольных моментов молекул по полю. Причем чем больше величина этого поля и чем ниже температура диэлектрика, тем более строгая ориентация диполей.

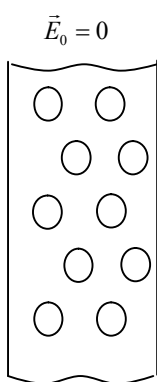


Рис. 3. Поляризация неполярного диэлектрика

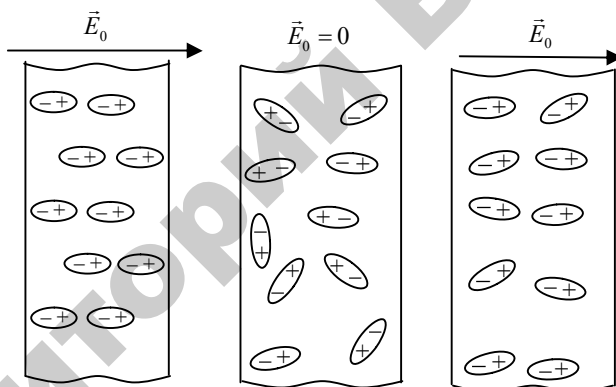


Рис. 4. Ориентационный механизм поляризации полярного диэлектрика

3. Влияние внешнего электрического поля на диэлектрики с ионными кристаллическими решетками приводит к смещению подрешеток положительных и отрицательных ионов в противоположных направлениях, поскольку электростатические поля действуют на разноименные заряды с силами, имеющими противоположные направления (происходит смещение подрешетки положительных ионов вдоль направления внешнего электрического поля, а подрешетки отрицательных ионов – против поля). Этот тип поляризации называется поляризацией ионного смещения, или **ионной поляризацией**.

В отсутствие внешнего электрического поля ($\vec{E}_0 = 0$) дипольные моменты молекул однородных изотропных диэлектриков либо равны нулю (в неполярных диэлектриках), либо хаотично распределены по направлениям в пространстве (в полярных диэлектриках). В обоих случаях суммарный дипольный момент диэлектрика равен нулю.

При внесении диэлектрика во внешнее электрическое поле \vec{E}_0 в нем возникает некоторое локальное перераспределение зарядов, входящих в состав атомов или молекул. В результате такого перераспределения на противоположных гранях диэлектрика появляются избыточные нескомпенсированные *связанные заряды*. Все заряженные частицы, образующие макроскопические связанные заряды, могут лишь смещаться из своих положений равновесия, но они по-прежнему входят в состав своих молекул и не могут покинуть их пределы. Однако результирующий дипольный момент диэлектрика под воздействием внешнего электрического поля \vec{E}_0 становится отличным от нуля. Процесс возникновения положительных и отрицательных связанных зарядов на поверхности диэлектрика под действием внешнего электрического поля называется *поляризацией диэлектрика*.

Для количественного описания поляризованного состояния диэлектрика используется векторная величина – *вектор поляризованности* \vec{P} , который определяется как дипольный момент единицы объема материала

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}_V}{V} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V}, \quad (2.2.1)$$

где \vec{p}_i – дипольный момент одной молекулы;

$\vec{p}_V = \sum_i \vec{p}_i$ – векторная сумма дипольных моментов молекул, находящихся в объеме V (этот объем должен быть столь малым, чтобы в его пределах электрическое поле было однородным, но число молекул в пределах этого объема было достаточно велико, чтобы к ним можно было применять статистические закономерности).

Заряды, не входящие в состав молекул диэлектрика, называются *сторонними (свободными)*. Поверхностная плотность сторонних зарядов, находящихся вне диэлектрика, например на обкладках конденсатора (см. рис. 5), обозначена $+\sigma$ и $-\sigma$. Эти заряды создают между обкладками электрическое поле, модуль которого

$$|\vec{E}_0| = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \text{ Если в это поле внести пластину из диэлектрика, то}$$

вследствие поляризации диэлектрика на его противоположных поверхностях, перпендикулярных направлению вектора напряженности \vec{E}_0 , возникают связанные заряды, поверхностная плотность которых $+\sigma'$ и $-\sigma'$ (рис. 5), и создают поле с напряженностью \vec{E}' . Созданное внутри диэлектрика поле связанных зарядов \vec{E}' направлено противоположно вектору напряженности \vec{E}_0 и определяется величиной поверхностной плотности связанных зарядов

$$|\vec{E}'| = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}. \quad (2.2.2)$$

Поэтому напряженность результирующего поля \vec{E} в диэлектрике, являющегося суперпозицией полей сторонних и связанных зарядов, $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$, оказывается по модулю равной

$$|\vec{E}| = |\vec{E}_0| - |\vec{E}'|, \quad (2.2.3)$$

т. е. $|\vec{E}| < |\vec{E}_0|$, а направления векторов напряженности полей \vec{E}_0 и \vec{E} в изотропных диэлектриках совпадают. В однородных изотропных диэлектриках любого типа (полярных, неполярных, ионных) поляризованность линейно зависит от напряженности результирующего поля:

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (2.2.4)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость вещества, характеризующая способность среды к поляризации (положительная безразмерная величина, не зависящая от \vec{E} ;

ϵ_0 – электрическая постоянная.

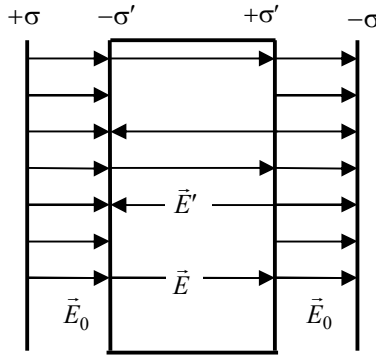


Рис. 5

В общем случае поверхностная плотность связанных зарядов равна нормальной составляющей вектора поляризованности $\sigma' = P_n$:

$$|\vec{P}| = P_n = \sigma' = \chi \epsilon_0 |\vec{E}|. \quad (2.2.5)$$

Тогда из формул (2.2.2), (2.2.3) и (2.2.4) следует:

$$|\vec{E}| = \left| \vec{E}_0 \right| - \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = \left| \vec{E}_0 \right| - \frac{\chi \epsilon_0 |\vec{E}|}{\epsilon_0} = \left| \vec{E}_0 \right| - \chi |\vec{E}|. \quad (2.2.6)$$

Отсюда:

$$\left| \vec{E}_0 \right| = (1 + \chi) |\vec{E}| = \epsilon |\vec{E}|, \quad (2.2.7)$$

где

$$\epsilon = 1 + \chi = \frac{|\vec{E}_0|}{|\vec{E}|}. \quad (2.2.8)$$

В рассматриваемом случае (рис. 5) безразмерная физическая величина ϵ , равная отношению модуля напряженности электрического

поля, создаваемого сторонними (свободными) зарядами в вакууме, $|\vec{E}_0|$ к модулю напряженности полного поля $|\vec{E}|$ в однородном изотропном диэлектрике, называется **диэлектрической проницаемостью** вещества. Другими словами, величина диэлектрической проницаемости показывает, во сколько раз ослабляется внешнее электрическое поле внутри диэлектрического материала. Поскольку в соответствии с рис. 5 вектора \vec{E}_0 и \vec{E} совпадают по направлению, то в данном случае можно записать $\varepsilon = \vec{E}_0 / \vec{E}$.

Поскольку для любого диэлектрического материала имеет место соотношение $|\vec{E}_0| > |\vec{E}|$, то величина диэлектрической проницаемости диэлектриков любого типа $\varepsilon > 1$ (для вакуума $\varepsilon = 1$; для воздуха при нормальном давлении в области комнатных температур $\varepsilon \cong 1 + 6 \cdot 10^{-4} \approx 1$).

Диэлектрическая проницаемость вещества, в частности, входит в закон Кулона и показывает, во сколько раз сила взаимодействия двух свободных точечных зарядов, находящихся в однородном изотропном диэлектрике, меньше, чем в вакууме.

С другой стороны, если все пространство между обкладками конденсатора заполнить диэлектриком, диэлектрическая проницаемость которого ε , то емкость такого конденсатора увеличивается в ε раз. Вычисление полей во многих случаях упрощается, если ввести вспомогательную величину – вектор **электрического смещения** \vec{D} , который связан с вектором поляризованности \vec{P} и вектором напряженности электрического поля \vec{E} в изотропном диэлектрике:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}. \quad (2.2.9)$$

Методика измерений

Рассмотрим плоский воздушный конденсатор с расстоянием между пластинами d и площадью каждой из пластин S (рис. 6). Емкость такого воздушного конденсатора (для воздуха $\varepsilon \cong 1$):

$$C_B = \frac{\varepsilon_0 S}{d}. \quad (2.2.10)$$

Если в пространство между его обкладками внести плоскую пластину из диэлектрика толщиной $d_2 < d$, то получится трехслойный конденсатор, емкость которого обозначим C_d (рис. 6). У этого конденсатора первый и третий слои имеют толщины d_1 и d_3 соответственно и представляют собой воздушные конденсаторы, емкости которых

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 S}{d_1} \text{ и } C_3 = \frac{\varepsilon_0 S}{d_3}. \quad (2.2.11)$$

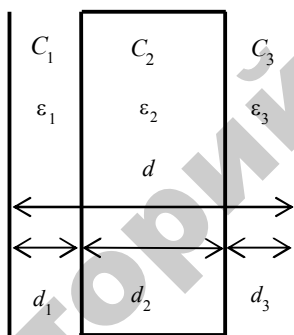


Рис. 6

Диэлектрические проницаемости воздушных прослоек этих конденсаторов $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$. Емкость конденсатора C_2 , все пространство которого заполняет пластина толщиной d_2 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 > 1$, равна:

$$C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 S}{d_2}. \quad (2.2.12)$$

Емкость C_d трехслойного конденсатора можно представить как общую емкость трех последовательно соединенных конденсаторов C_1 , C_2 , и C_3 :

$$\frac{1}{C_d} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \quad (2.2.13)$$

С учетом формул (2.2.11) и (2.2.12):

$$\frac{1}{C_d} = \frac{d_1}{\varepsilon_0 S} + \frac{d_2}{\varepsilon_0 \varepsilon S} + \frac{d_3}{\varepsilon_0 S} = \frac{d_1 + d_3}{\varepsilon_0 S} + \frac{d_2}{\varepsilon_0 \varepsilon S}. \quad (2.2.14)$$

Отсюда $\frac{\varepsilon_0 S}{C_d} = d_1 + d_3 + \frac{d_2}{\varepsilon}$. Как следует из рис. 6, $d_1 + d_3 = d - d_2$.

Поэтому $\frac{\varepsilon_0 S}{C_d} = d - d_2 + \frac{d_2}{\varepsilon}$. Тогда $\frac{d_2}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0 S}{C_d} - (d - d_2) =$
 $= \frac{\varepsilon_0 S - C_d (d - d_2)}{C_d}$. Отсюда $\varepsilon = \frac{C_d d_2}{\varepsilon_0 S - C_d (d - d_2)}$. Как следует

из формулы (2.2.10), $C_B d = \varepsilon_0 S$. Тогда искомое значение диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = \varepsilon_2$) пластины

$$\varepsilon = \frac{C_d d_2}{C_B d - C_d (d - d_2)}. \quad (2.2.15)$$

Таким образом, зная значения емкостей C_B и C_d , можно определить диэлектрическую проницаемость пластины.

Если последовательно соединить конденсатор неизвестной емкости C_x (имеется в виду C_B или C_d) с конденсатором известной емкости C_0 и подать на них напряжение U , то величина зарядов на обкладках конденсаторов будет одинаковой: $q_x = q_0$ (см. рис. 7). Поэтому $C_x U_x = C_0 U_0$, где U_x и U_0 – напряжения на конденсаторах C_x и C_0 соответственно (рис. 7). Поскольку $U_x = U - U_0$, то емкость неизвестного конденсатора

$$C_x = \frac{C_0 U_0}{U_x} = \frac{C_0 U_0}{U - U_0}. \quad (2.2.16)$$

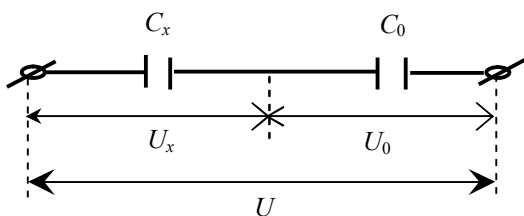


Рис. 7

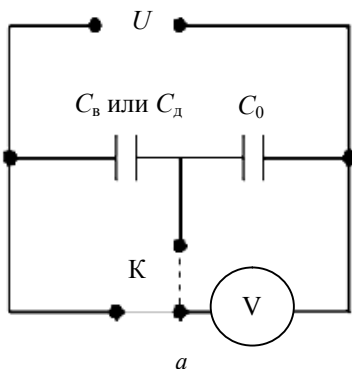
Таким образом, если известна емкость конденсатора C_0 , то, измерив напряжения U и U_0 , можно определить емкость неизвестного конденсатора C_x .

Порядок выполнения работы

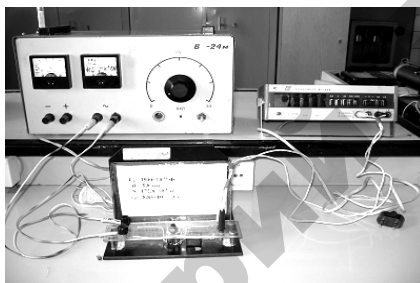
1. Ознакомьтесь с общим видом и принципиальной схемой лабораторной установки (рис. 8). Указанные на макете лабораторной установки материал диэлектрика, значения толщины d_2 диэлектрической пластины, площади пластин S и расстояния между ними d воздушного конденсатора, величину емкости известного конденсатора C_0 и величину электрической постоянной ϵ_0 занесите (в единицах СИ) в таблицу.

2. Рассчитайте по формуле (2.2.10) емкость воздушного конденсатора C_v и занесите в таблицу.

3. Поставьте ключ K в положение « U ». Включите в сеть источник питания и вольтметр. Подайте от источника первое из трех заданных преподавателем значений напряжения U . Запишите зафиксированную вольтметром величину напряжения U в таблицу. Переключив ключ в положение « U_0 », определите по показанию вольтметра величину напряжения U_0 на известном конденсаторе C_0 и занесите в таблицу. Вставив диэлектрическую пластину между обкладками неизвестного конденсатора, определите по показанию вольтметра величину нового напряжения U_0^n на известном конденсаторе C_0 и запишите в таблицу.



a



б

Рис. 8. Принципиальная схема (*a*) и общий вид (*б*) лабораторной установки:

C_0 – конденсатор с известной емкостью;

$C_в$ – плоский воздушный конденсатор с неизвестной емкостью;

$C_д$ – тот же конденсатор со вставленной пластиной из диэлектрика;

V – вольтметр; K – переключатель (два положения – « U » и « U_0 »)

4. Повторите п. 3 для двух других заданных преподавателем значений напряжения U и занесите полученные экспериментально значения U , U_0 и $U_0^д$ в таблицу.

5. Определите три значения емкости $C_в^{эксп}$ неизвестного воздушного конденсатора по трем экспериментально снятым парам значений U и U_0 по формуле $C_в^{эксп} = \frac{C_0 U_0}{U - U_0}$. Запишите три полученных результата $C_в^{эксп}$ в таблицу.

Таблица

Материал диэлектрика: _____; $d_2 =$ _____;								
$d =$ _____; $S =$ _____; $C_B = \frac{\epsilon_0 S}{d} =$ _____;								
$C_0 =$ _____; $\epsilon_0 =$ _____								
№ п/п	$U, В$	$U_0, В$	$U_0^D, В$	$C_B^{эксп}, Ф$	$C_D^{эксп}, Ф$	$\Delta C, Ф$	$C_D, Ф$	ϵ
1								
2								
3								
Среднее значение								

6. По трем экспериментально полученным парам значений напряжений U и U_0^D определите три соответствующих значения емкости неизвестного конденсатора $C_D^{эксп}$ со вставленной в него диэлектрической пластиной по формуле $C_D^{эксп} = \frac{C_0 U_0^D}{U - U_0}$. Запишите три полученных результата $C_D^{эксп}$ в таблицу.

7. Определенные из эксперимента величины $C_B^{эксп}$ и $C_D^{эксп}$ включают в себя монтажную емкость схемы ΔC , которую можно определить как разность между значением емкости воздушного конденсатора $C_B^{эксп}$ и теоретически рассчитанным значением емкости C_B этого же воздушного конденсатора по его известным геометрическим размерам (см. п. 2). Определите три значения монтажной емкости по формуле $\Delta C = C_B^{эксп} - C_B$ и занесите три

полученных результата ΔC в таблицу. Зная три значения ΔC , определите три соответствующих значения емкости конденсатора со вставленной в него диэлектрической пластиной: $C_d = C_d^{\text{эксп}} - \Delta C$. Запишите три полученных значения C_d в таблицу.

8. Рассчитайте три значения диэлектрической проницаемости пластины ϵ по формуле (2.2.15) и занесите полученные результаты расчетов в таблицу.

9. Рассчитайте среднее значение величины диэлектрической проницаемости ϵ и занесите результаты расчетов в таблицу.

10. Сравните рассчитанную среднюю величину диэлектрической проницаемости материала пластины с ее известным по справочным данным значением для данного материала.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Какие вещества называются диэлектриками?
2. Какие молекулы относятся к полярным молекулам, а какие к неполярным?
3. Как определяется величина и направление электрического момента диполя?
4. Какие существуют типы диэлектриков?
5. Дайте характеристику различным видам поляризации: электронной, ориентационной и ионной.
6. Какие заряды называются сторонними (свободными)?
7. Какие заряды называются связанными?
8. Дайте определение поляризованности диэлектрика.
9. Как зависит поляризованность однородного изотропного диэлектрика от напряженности результирующего электрического поля?
10. Дайте определение диэлектрической проницаемости вещества.
11. Во сколько раз сила взаимодействия между точечными зарядами в веществе меньше силы взаимодействия их в вакууме?
12. Сформулируйте и запишите связь вектора поляризованности с поверхностной плотностью связанных зарядов для однородного изотропного диэлектрика.

13. Что такое вектор электрического смещения? Какова связь между векторами напряженности электрического поля \vec{E} , электрического смещения \vec{D} , поляризованности диэлектрика \vec{P} ?

14. Выведите формулу для расчета диэлектрической проницаемости, используемую в данной лабораторной работе.

15. Между пластинами плоского конденсатора, находящимися на расстоянии 5 мм друг от друга, приложена разность потенциалов 150 В. К одной из пластин прилегает плоскопараллельная пластинка фарфора толщиной 3 мм. Найти напряженность электрического поля в воздухе и фарфоре.

16. Определить электрическую емкость плоского конденсатора с двумя слоями диэлектриков: фарфора толщиной $d_1 = 2$ мм и эбонита толщиной $d_2 = 1,5$ мм, если площадь S пластин равна 100 см^2 .

Лабораторная работа 2.3

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ ИСТОЧНИКА ТОКА

Цель работы: экспериментально определить ЭДС неизвестного источника тока с помощью компенсационного метода.

Введение

Электрическим током называется упорядоченное движение электрических зарядов. За направление тока принимают направление движения положительных зарядов, которое противоположно направлению движения отрицательных зарядов.

Количественной мерой электрического тока служит физическая величина, называемая **силой тока** I . Эта скалярная величина, равная отношению заряда dq , переносимого через поперечное сечение проводника за интервал времени dt и деленная на этот интервал:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (2.3.1)$$

Если сила тока и его направление не изменяются со временем, то такой ток называется **постоянным**.

В Международной системе единиц СИ сила тока измеряется в **амперах** (А). Единица измерения тока 1 А устанавливается по магнитному взаимодействию двух параллельных проводников с током.

В качестве характеристики, задающей распределение силы тока по поперечному сечению проводника, служит **вектор плотности тока** \vec{j} .

Плотностью электрического тока называется вектор \vec{j} , совпадающий с направлением электрического тока в рассматриваемой точке и численно равный отношению силы тока dI сквозь малый элемент поверхности, перпендикулярной направлению тока, к площади dS_{\perp} этого элемента:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}. \quad (2.3.2)$$

Сила тока сквозь произвольную поверхность S определяется как поток вектора плотности тока $I = \int_S \vec{j} dS$, где $\vec{dS} = \vec{n} dS$, \vec{n} – единичный вектор нормали к площадке dS .

Если за время dt через поперечное сечение S проводника переносится заряд $dq = nevSdt$ (n, e, v – концентрация, заряд и средняя скорость упорядоченного движения зарядов), то сила тока $I = \frac{dq}{dt} = nevS$, а плотность тока $\vec{j} = nev\vec{v}$.

Постоянный электрический ток может быть создан только в **замкнутой цепи**, в которой свободные носители заряда циркулируют по замкнутым траекториям. Для существования постоянного тока необходимо наличие в замкнутой цепи устройства, способного создавать и поддерживать разность потенциалов на участках цепи за счет работы сил **неэлектростатического происхождения**. Такие устройства называются **источниками постоянного тока**. Силы неэлектростатического происхождения, действующие на свободные носители заряда внутри источников тока, называются **сторонними силами**.

Природа сторонних сил может быть различной. В гальванических элементах или аккумуляторах они возникают в результате электрохимических процессов, в генераторах постоянного тока – при движении проводников в магнитном поле. Источник тока в электрической цепи играет ту же роль, что и насос в замкнутой гидравлической системе, который необходим для поднятия жидкости на более высокий потенциальный уровень в некоторой точке замкнутой гидравлической цепи. Под действием сторонних сил электрические заряды движутся внутри источника тока **против** сил электростатического поля, соответственно в остальных точках цепи заряды движутся под действием электрических сил, и таким образом существует непрерывное направленное движение зарядов во всей замкнутой цепи, или постоянный электрический ток.

При перемещении зарядов по замкнутой цепи работа постоянного во времени электрического поля равна нулю. Эта работа складывается

из суммы работ электростатического поля во внешней цепи и работы поля сторонних сил, действующих внутри источника тока.

Физическая величина, равная отношению работы $A_{ст}$ сторонних сил при перемещении положительного заряда q по замкнутой электрической цепи или ее участку к величине этого заряда, называется электродвижущей силой (ЭДС):

$$\mathcal{E} = \frac{A_{ст}}{q}. \quad (2.3.3)$$

Электродвижущая сила, как и разность потенциалов, измеряется в *вольтах* (В).

Вне источника напряженность поля сторонних сил отсутствует, т. е. равна нулю, поэтому при перемещении положительного заряда по замкнутой цепи работу сторонних сил можно представить как интеграл по всему замкнутому контуру $A_{ст} = q \oint \vec{E}_{ст} d\vec{l}$ ($\vec{E}_{ст}$ – напряженность поля сторонних сил, определяемая силой неэлектростатического происхождения, действующей на единичный положительный заряд внутри источника). Отсюда ЭДС, действующая в замкнутой цепи, – это циркуляция вектора напряженности поля сторонних сил:

$$\mathcal{E} = q \oint \vec{E}_{ст} d\vec{l}. \quad (2.3.4)$$

Если цепь разомкнута, то ЭДС останется по величине такой же, поскольку определяется только на промежутке источника тока.

Цепь постоянного тока можно разбить на определенные участки. Те участки, на которых не действуют сторонние силы (т. е. участки, не содержащие источников тока), называются *однородными*. Участки, включающие источники тока, называются *неоднородными*.

При перемещении положительного заряда по некоторому участку 1–2 цепи работу совершают как электростатические (кулоновские), так и сторонние силы:

$$A_{12} = q \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} + q \int_1^2 \vec{E}_{ст} d\vec{l} = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q \mathcal{E}_{12}. \quad (2.3.5)$$

Величину $U_{12} = \frac{A_{12}}{q} = (\varphi_1 - \varphi_2) = \mathcal{E}_{12}$ принято называть **напряжением**

на участке цепи 1–2. Следовательно, напряжение на участке 1–2 – это работа электростатических (кулоновских) и сторонних сил над единичным зарядом при его перемещении по этому участку. В случае однородного участка напряжение равно разности потенциалов: $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$.

Немецкий физик Г. Ом в 1826 г. экспериментально установил, что сила тока I , текущего по однородному металлическому проводнику (т. е. проводнику, в котором не действуют сторонние силы), пропорциональна напряжению U на концах проводника: $I = \frac{1}{R} U$,

где $R = \text{const}$. Это соотношение выражает **закон Ома для однородного участка цепи: сила тока в проводнике прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника.**

Величину R принято называть **электрическим сопротивлением**. Проводник, обладающий электрическим сопротивлением, называется **резистором**.

В системе СИ единицей электрического сопротивления проводников служит Ом. Сопротивлением в 1 Ом обладает такой участок цепи, в котором при напряжении 1 В возникает ток силой 1 А.

Проводники, подчиняющиеся закону Ома, называются **линейными**. Графическая зависимость силы тока I от напряжения U (такие графики называются **вольтамперными характеристиками**, сокращенно ВАХ) изображается прямой линией, проходящей через начало координат. Следует отметить, что существует много материалов и устройств, не подчиняющихся закону Ома, например полупроводниковый диод или газоразрядная лампа. Даже у металлических проводников при достаточно больших токах наблюдается отклонение от линейной зависимости между током и напряжением, т. е. нарушение закона Ома. Это обусловлено тем, что электрическое сопротивление металлических проводников растет с ростом температуры, что и сказывается при разогреве проводника протекающим током. Для участка цепи, содержащего ЭДС, закон Ома записывается в следующей форме:

$$IR = U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = \Delta\varphi_{12} + \mathcal{E}. \quad (2.3.6)$$

Это соотношение принято называть **обобщенным законом Ома**.

На рис. 1 изображена замкнутая цепь постоянного тока. Участок цепи cd является однородным. По закону Ома $IR = \Delta\varphi_{cd}$. Участок ab содержит источник тока с ЭДС, равной \mathcal{E} . По закону Ома для неоднородного участка: $Ir = \Delta\varphi_{ab} + \mathcal{E}$. Сложив оба равенства, получим: $I(R + r) = \Delta\varphi_{cd} + \Delta\varphi_{ab} + \mathcal{E}$. Но $\Delta\varphi_{cd} = \Delta\varphi_{ba} = -\Delta\varphi_{ab}$. Поэтому:

$$I = \mathcal{E} / (R + r). \quad (2.3.7)$$

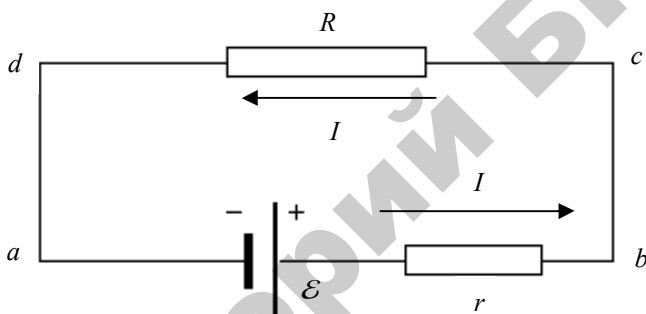


Рис. 1. Замкнутая цепь постоянного тока

Эта формула выражает **закон Ома для замкнутой цепи**: сила тока в полной цепи равна электродвижущей силе источника, деленной на сумму сопротивлений однородного и неоднородного участков, составляющих замкнутую цепь.

Сопротивление r неоднородного участка на рис. 1 можно рассматривать как **внутреннее сопротивление источника тока**. Если точки a и b замкнуть проводником, сопротивление которого мало по сравнению с внутренним сопротивлением источника ($R \ll r$), тогда в цепи потечет **ток короткого замыкания** $I_{\text{кз}} = \mathcal{E} / r$.

Сила тока короткого замыкания – максимальная сила тока, которую можно получить от данного источника с электродвижущей силой \mathcal{E} и внутренним сопротивлением r . У источников с малым внутренним сопротивлением ток короткого замыкания может

быть очень велик и вызывать разрушение электрической цепи или источника. Например, у свинцовых аккумуляторов, используемых в автомобилях, сила тока короткого замыкания может составлять несколько сотен ампер. Особенно опасны короткие замыкания в осветительных сетях, питаемых от подстанций (тысячи ампер).

Методика измерений

Дана электрическая цепь, схема которой представлена на рис. 2. Здесь ab – реохорд (тонкая длинная однородная проволока). По ней может скользить подвижный контакт c . Сопротивление реохорда R . ЭДС источника \mathcal{E} и его внутреннее сопротивление r . По реохорду течет ток

$$I = \mathcal{E} / (R + r).$$

Падение напряжения между точками bc $U_{bc} = IR_{bc}$, где R_{bc} – сопротивление участка bc . Дополним схему гальваническим элементом с ЭДС $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}$ и нульгальванометром Γ (рис. 3). Участок цепи $b\mathcal{E}c$ можно рассматривать как два источника, соединенные параллельно. ЭДС одного источника равна \mathcal{E}_1 , а второго $U_{bc} = IR_{bc}$ – падению напряжения между точками b и c . Если $\mathcal{E}_1 < U_{bc}$, ток потечет от c к b через источник \mathcal{E}_1 и стрелка нульгальванометра отклонится в одну сторону. Если же $\mathcal{E}_1 > U_{bc}$, ток потечет от b к c и стрелка нульгальванометра отклонится в другую сторону.

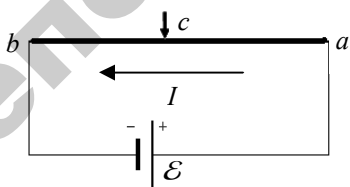


Рис. 2

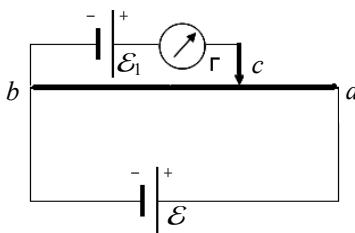


Рис. 3

Поскольку $U_{bc} = IR_{bc}$, то, перемещая подвижный контакт, можно найти точку c такую, что $\mathcal{E}_1 = U_{bc}$ и ток на участке $b\mathcal{E}_1c$ (через нуль-гальванометр) будет равен нулю. В этом случае ЭДС элемента компенсируется падением напряжения U_{bc} , т. е. $\mathcal{E}_1 = U_{bc} = IR_1 = I(R + r)$, где R_1 – сопротивление участка реохорда bc при условии компенсации. Если вместо \mathcal{E}_1 включить другой элемент с ЭДС $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}$, то, рассуждая аналогично, получим $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E} R_2 / (R + r)$.

Тогда $\mathcal{E}_1 / \mathcal{E}_2 = R_1 / R_2 = \frac{\rho \frac{l_1}{S}}{\rho \frac{l_2}{S}} = \frac{l_1}{l_2}$. Здесь l_1 и l_2 – длины участков

реохорда, соответствующие сопротивлениям R_1 и R_2 .

Используя вместо элемента \mathcal{E}_2 нормальный элемент Вестона, ЭДС которого известна и равна \mathcal{E}_0 , можно из последнего равенства определить ЭДС неизвестного элемента \mathcal{E}_x , а именно:

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \frac{l_x}{l_0}, \quad (2.3.8)$$

где l_x – длина участка реохорда bc , на котором падение напряжения компенсирует ЭДС неизвестного источника тока;

l_0 – длина участка bc , на котором падение напряжения компенсирует ЭДС \mathcal{E}_0 известного источника тока нормального элемента Вестона.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки (рис. 4 и 5).
2. Ключ K_1 поставьте в нейтральное положение.
3. Включите в сеть источник постоянного тока \mathcal{E} .

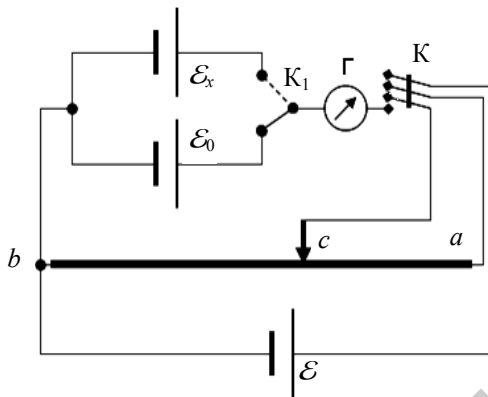


Рис. 4. Принципиальная схема лабораторной установки:
 \mathcal{E}_0 – элемент Вестона; \mathcal{E}_x – исследуемый элемент; \mathcal{E} – источник постоянного тока;
 Γ – нульгальванометр; K_1 – ключ; K – двойной ключ; ab – реохорд

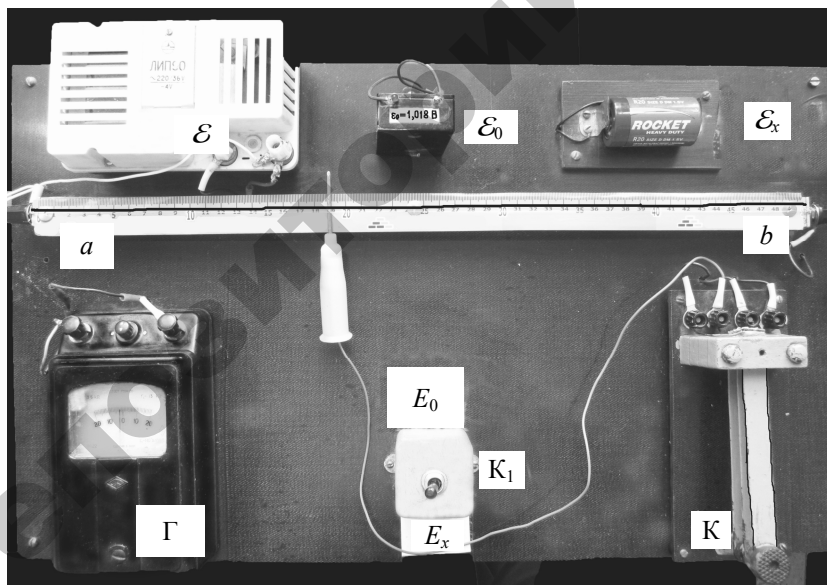


Рис. 5. Общий вид лабораторной установки:
 \mathcal{E}_0 – элемент Вестона; \mathcal{E}_x – исследуемый элемент; \mathcal{E} – источник постоянного тока;
 Γ – нульгальванометр; K_1 – ключ; K – двойной ключ; ab – реохорд

4. Ключом K_1 включите в цепь элемент \mathcal{E}_x . Замыкая на очень короткое время ключ K и перемещая подвижный контакт c , добейтесь отсутствия тока через гальванометр. Запишите в таблицу значение l_x .

5. Ключом K_1 включите в цепь элемент \mathcal{E}_0 . Замыкая на очень короткое время ключ K и перемещая подвижный контакт c , добейтесь отсутствия тока через гальванометр. Запишите в таблицу значение l_0 .

6. Повторите измерения (п. 4–5) не менее 5 раз и занесите данные в таблицу.

Таблица

№ измерения	l_x , мм	l_0 , мм	$\langle \mathcal{E}_x \rangle$, В	$\langle \Delta \mathcal{E}_x \rangle$, В	$\delta \mathcal{E}_x$
1					
2					
3					
4					
5					
Среднее значение					

7. Рассчитайте среднее значение ЭДС по формуле $\langle \mathcal{E}_x \rangle = \langle \mathcal{E}_0 \rangle \frac{\langle l_x \rangle}{\langle l_0 \rangle}$

для средних значений $\langle l_x \rangle$ и $\langle l_0 \rangle$, а затем рассчитайте абсолютную и относительную погрешности значений ЭДС. Абсолютная погрешность определения ЭДС $\langle \mathcal{E}_x \rangle = \langle \mathcal{E}_0 \rangle \frac{\langle l_0 \rangle + \langle l_x \rangle}{\langle l_0 \rangle^2} \Delta l$. В данной ра-

боте измерения l_x и l_0 проводятся с помощью миллиметровой шкалы с ценой деления 1 мм. Следовательно, абсолютная ошибка измерения $\Delta l = \Delta l_x = \Delta l_0$ составляет 0,5 мм.

Рассчитайте относительную погрешность по формуле $\delta \mathcal{E}_x = \langle \Delta \mathcal{E}_x \rangle / \langle \mathcal{E}_x \rangle$.

Вопросы для самоконтроля

1. Что называется электродвижущей силой (ЭДС)?
2. Что такое сторонние силы?
3. Что такое электрический ток и что является его количественной мерой?
4. Что называется плотностью электрического тока?
5. Запишите закон Ома для замкнутой неоднородной цепи.
6. Для чего в работе используется нормальный элемент Вестона?
7. Каковы условия существования тока в электрической цепи?
8. Какова связь ЭДС, действующей в замкнутой цепи, с вектором напряженности поля сторонних сил?
9. Почему метод измерения ЭДС называется компенсационным? В чем физическая сущность метода?
10. Совершает ли работу электрическое поле при протекании тока по замкнутой цепи?

Лабораторная работа 2.4

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАДЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ ВО ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ, ПОЛЕЗНОЙ МОЩНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ИСТОЧНИКА ТОКА ОТ ВЕЛИЧИНЫ ВНЕШНЕГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И СИЛЫ ТОКА В ЗАМКНУТОЙ ЦЕПИ

Цель работы: экспериментально изучить зависимости напряжения на зажимах источника, полезной мощности и КПД источника тока от внешнего сопротивления и силы тока в замкнутой цепи.

Введение

Постоянный электрический ток может быть создан только в замкнутой цепи, в которой свободные носители заряда циркулируют по замкнутым траекториям. Работа электростатических сил по перемещению электрического заряда по замкнутой траектории равна нулю. Для существования постоянного тока необходимо наличие в замкнутой цепи источника (устройства), способного создавать и поддерживать разность потенциалов на участках цепи за счет работы сил *неэлектростатического происхождения*. Такие устройства называются *источниками постоянного тока*.

Как известно, **закон Ома для замкнутой цепи** (рис. 1) имеет вид: $I = \mathcal{E} / (R + r)$, где I – сила тока в замкнутой цепи; \mathcal{E} – ЭДС источника тока; r – внутреннее сопротивление источника тока; R – внешнее сопротивление. Если сопротивление внешнего участка мало по сравнению с внутренним сопротивлением источника $R \ll r$, т. е. $R \rightarrow 0$, тогда в цепи потечет **ток короткого замыкания** $I_{кз} = \mathcal{E} / r$.

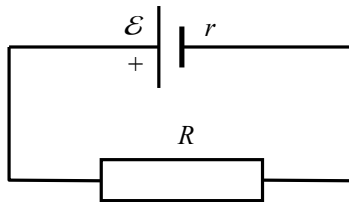


Рис. 1

Сила тока короткого замыкания – максимальная сила тока, которую можно получить от данного источника с электродвижущей силой \mathcal{E} и внутренним сопротивлением r . У источников с малым внутренним сопротивлением ток короткого замыкания может быть очень велик и вызывать разрушение электрической цепи или источника. Например, у свинцовых аккумуляторов, используемых в автомобилях, сила тока короткого замыкания может составлять несколько сотен ампер. Чтобы избежать разрушительного действия таких больших токов, в цепь включаются предохранители или специальные автоматы защиты сетей.

В ряде случаев для предотвращения опасных значений силы тока короткого замыкания к источнику подсоединяется некоторое внешнее балластное сопротивление. Тогда сопротивление r равно сумме внутреннего сопротивления источника и внешнего балластного сопротивления.

В зависимости от соотношения между величинами сопротивления внешней нагрузки и внутреннего сопротивления источник тока может работать в режиме генератора напряжения (внутреннее сопротивление мало по сравнению с сопротивлением нагрузки) и режиме генератора тока (внутреннее сопротивление велико по сравнению с сопротивлением нагрузки). Для измерения напряжений и токов в электрических цепях постоянного тока используются специальные приборы – **вольтметры** и **амперметры** (рис. 2).

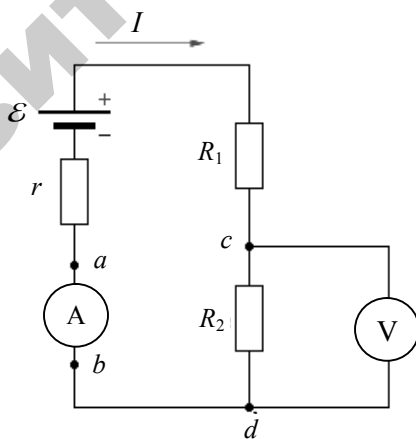


Рис. 2. Схема включения вольтметра и амперметра

Вольтметр предназначен для измерения разности потенциалов между различными точками электрической цепи. Он подключается **параллельно** участку цепи, на котором производится измерение разности потенциалов. Если участок цепи, к которому подключен вольтметр, является однородным, то измеренная вольтметром разность потенциалов на концах этого участка численно равна падению напряжения на этом участке.

Любой вольтметр обладает некоторым внутренним сопротивлением R_B .

Для того чтобы вольтметр не вносил заметного перераспределения токов при подключении к измеряемой цепи, его внутреннее сопротивление должно быть велико по сравнению с сопротивлением того участка цепи, к которому он подключен. Для цепи, изображенной на рис. 2, это условие записывается в виде $R_B \gg R_2$.

Это условие означает, что ток $I_B = \frac{\Delta\varphi_{cd}}{R_B}$, протекающий через

вольтметр, много меньше тока $I = \frac{\Delta\varphi_{cd}}{R_2}$, который протекает по

измеряемому участку цепи, т. е. по резистору R_2 .

Амперметр предназначен для измерения силы тока в цепи. Амперметр включается последовательно в разрыв электрической цепи (рис. 2), чтобы через него проходил весь измеряемый ток. Амперметр также обладает некоторым внутренним сопротивлением R_A . В отличие от вольтметра, внутреннее сопротивление амперметра должно быть достаточно малым по сравнению с полным сопротивлением всей цепи. Для цепи на рисунке сопротивление амперметра должно удовлетворять условию $R_A \ll (r + R_1 + R_2)$, чтобы при включении амперметра ток в цепи практически не изменялся.

При протекании тока по однородному участку цепи за время Δt через поперечное сечение проводника пройдет заряд $\Delta q = I\Delta t$.

На данном однородном участке будет совершена работа

$$\Delta A = (\varphi_1 - \varphi_2) \Delta q = \Delta\varphi_{12} I \Delta t = UI \Delta t,$$

где $U = \Delta\varphi_{12}$ – напряжение. Эту работу называют **работой электрического тока**. Используя закон Ома $U = IR$ для однородного

участка цепи с сопротивлением R , можно получить:

$$\Delta A = UI \Delta t = I^2 R \Delta t = \frac{U^2}{R} \Delta t. \text{ Работа } \Delta A \text{ электрического тока } I, \text{ протекающего по неподвижному проводнику с сопротивлением } R,$$

преобразуется в тепло ΔQ_R , выделяющееся на проводнике: $\Delta Q_R = \Delta A$. Английский физик Д. Джоуль в 1841 г. и независимо от него русский физик Э. Х. Ленц в 1842 г. экспериментально обнаружили, что количество теплоты ΔQ_R , выделяющееся в проводнике, пропорционально его сопротивлению, квадрату силы тока и времени его протекания: $\Delta Q_R = RI^2 \Delta t$. Это утверждение называется *законом Джоуля–Ленца*.

Мощность электрического тока равна отношению работы тока ΔA к интервалу времени Δt , за которое эта работа была совершена:

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}.$$

Работа электрического тока в СИ выражается в *джоулях* (Дж), мощность – в *ваттах* (Вт).

Рассмотрим полную цепь постоянного тока, состоящую из источника тока \mathcal{E} , обладающего внутренним сопротивлением r , и внешнего однородного участка с сопротивлением R (рис. 1). *Закон Ома для полной цепи* записывается в виде $(R + r)I = \mathcal{E}$. Умножив обе части этой формулы на $\Delta q = I \Delta t$, мы получим соотношение, выражающее закон сохранения энергии для полной цепи постоянного тока: $RI^2 \Delta t + rI^2 \Delta t = \mathcal{E} I \Delta t = \Delta A_{\text{ст}}$.

Первый член в левой части $\Delta Q_R = RI^2 \Delta t$ – тепло, выделяющееся на внешнем участке цепи сопротивлением R за время Δt , второй член $\Delta Q_r = rI^2 \Delta t$ – тепло, выделяющееся внутри источника тока за то же время. Выражение $\mathcal{E} I \Delta t$ равно работе сторонних сил $\Delta A_{\text{ст}}$, действующих внутри источника.

При протекании электрического тока по замкнутой цепи работа сторонних сил $\Delta A_{\text{ст}}$ преобразуется в тепло, выделяющееся

во внешней цепи (ΔQ_R) и внутри источника (ΔQ_r):
 $\Delta Q_R + \Delta Q_r = \Delta A_{\text{ст}} = \mathcal{E} I \Delta t.$

Следует обратить внимание, что в это соотношение не входит работа электрического поля. При протекании тока по замкнутой цепи электрическое поле работы не совершает; поэтому **тепло производится работой только одних сторонних сил**, действующими внутри источника.

Внешняя цепь может представлять собой не только проводник с сопротивлением R , но и какое-либо устройство, потребляющее мощность, например электродвигатель постоянного тока. В этом случае под R нужно понимать *эквивалентное сопротивление нагрузки*. Энергия, выделяемая во внешней цепи, может частично или полностью преобразовываться не только в тепло, но и в другие виды энергии, например в механическую работу, совершаемую электродвигателем. Поэтому вопрос об использовании энергии источника тока имеет большое практическое значение.

Проанализируем теоретически зависимости напряжения на зажимах источника U , полезной мощности P_R и КПД источника η от величины внешнего сопротивления R и силы тока I в замкнутой цепи (рис. 1).

Согласно закону Ома сила тока для замкнутой цепи

$$I = \mathcal{E} / (R + r). \quad (2.4.1)$$

Тогда напряжение на клеммах источника

$$U = IR = \mathcal{E}R / (R + r) = \mathcal{E} - Ir. \quad (2.4.2)$$

Из последнего выражения видно, что напряжение $U = f(I)$ линейно убывает от значения $U = \mathcal{E}$ (при $I = 0$) до нуля (при токе короткого замыкания $I_{\text{кз}} = \mathcal{E} / r$ (рис. 3)). Как следует из формулы (2.4.2):

$$1 / U = (R + r) / \mathcal{E}R = 1 / \mathcal{E} + r / \mathcal{E}R. \quad (2.4.3)$$

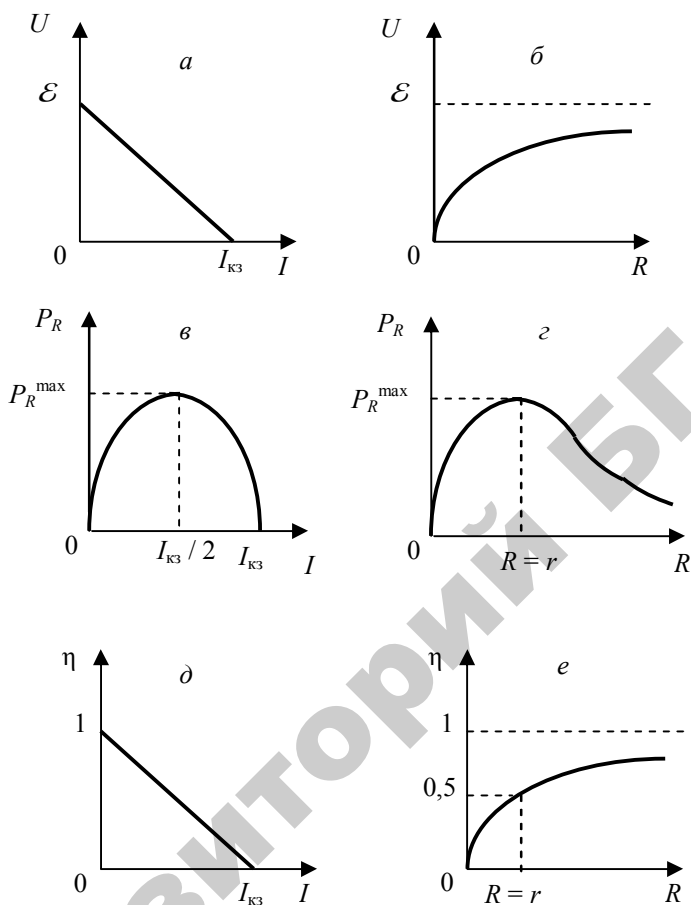


Рис. 3

Отсюда видно, что, считая величины $\mathcal{E} = const$ и $r = const$, при $R \rightarrow 0$ напряжение на клеммах источника $U \rightarrow 0$, а при $R \rightarrow \infty$ $U \rightarrow \mathcal{E}$ (рис. 3, б). Таким образом, для источника тока с ЭДС, равной \mathcal{E} , и внутренним сопротивлением r в замкнутой цепи при изменении внешнего сопротивления R от нуля до бесконечности напряжение на зажимах источника будет меняться от нуля до максимального значения, равного ЭДС источника тока.

Как было показано выше, полная мощность источника $P_{\text{ист}}$, т. е. работа $\Delta A_{\text{ст}} = \mathcal{E} I \Delta t$, совершаемая сторонними силами за единицу времени, равна:

$$P_{\text{ист}} = \frac{\Delta A_{\text{ст}}}{\Delta t} = \mathcal{E} I = \mathcal{E}^2 / (R + r). \quad (2.4.4)$$

Из закона Ома для замкнутой цепи следует:

$$IR + Ir = \mathcal{E}. \quad (2.4.5)$$

Умножив обе части уравнения (2.4.5) на величину силы тока в замкнутой цепи I , получим:

$$I^2 R + I^2 r = \mathcal{E} I, \quad (2.4.6)$$

или

$$P_R + P_r = P_{\text{ист}}, \quad (2.4.7)$$

где $P_R = I^2 R$ – полезная мощность, выделяемая во внешней цепи (в резисторе R);

$P_r = I^2 r$ – мощность, выделяемая в источнике.

Как следует из выражения (2.4.6), полезную мощность, выделяемую во внешней цепи, можно определить также из выражения

$$P_R = \mathcal{E} I - I^2 r = \mathcal{E}^2 R / (R + r)^2. \quad (2.4.8)$$

Отсюда видно, что зависимость полезной мощности от тока в цепи $P_R(I) = \mathcal{E} I - I^2 r$ представляет собой параболу, ветви которой направлены вниз и должны проходить через точки, которым соответствуют значения силы тока в цепи $I_1 = 0$ и $I_2 = I_{\text{кз}} = \mathcal{E} / r$, при которых $P_R = 0$ (рис. 3, в). Т. е. полезная мощность равна нулю как при отсутствии тока (разомкнутая цепь), так и при коротком замыкании, когда вся развиваемая источником мощность $P_{\text{ист}}$ выделяется в виде теплоты на его внутреннем сопротивлении.

Максимальное значение полезной мощности, выделяемой во внешней цепи, можно найти, исследовав на экстремум функцию $P_R(I) = \mathcal{E}I - I^2r$:

$$\frac{dP_R}{dI} = \mathcal{E} - 2Ir = 0.$$

Отсюда следует, что при силе тока

$$I_{\text{кз}} = \mathcal{E} / 2r \quad (2.4.9)$$

во внешней цепи выделяется максимальная мощность. Сравнив выражения (2.4.1) и (2.4.9), легко увидеть, что такой ток будет протекать в замкнутой цепи при $R = r$, т. е. когда сопротивление внешней цепи будет равно внутреннему сопротивлению источника. В этом случае во внешней цепи будет в соответствии с формулой (2.4.8) выделяться максимальная полезная мощность

$$P_R^{\text{max}} = \mathcal{E}^2 R / (R + r)^2 = \mathcal{E}^2 / 4r. \quad (2.4.10)$$

Аналогичный результат можно получить, исследовав на экстремум зависимость $P_R(R) = \mathcal{E}^2 R / (R + r)^2$:

$$\frac{dP_R}{dR} = \mathcal{E}^2 (r^2 - R^2) / (R + r)^4 = \mathcal{E}^2 (r - R) / (R + r)^3 = 0. \quad (2.4.11)$$

Из формулы (2.4.11) также следует, что зависимость $P_R(R)$ достигает максимума при $R = r$, и тогда ее максимальное значение $P_R^{\text{max}} = \mathcal{E}^2 / 4r$ (рис. 3, з). Анализируя зависимость $P_R(R) = \mathcal{E}^2 R / (R + r)^2$, легко заметить, что при $R = 0$ (короткое замыкание) $P_R = 0$. В этом случае вся вырабатываемая источником мощность $P_{\text{ист}}$ выделяется внутри источника, что может привести к его перегреву и разрушению. Если же сопротивление внешней

цепи будет стремиться к бесконечности, то зависимость $P_R(R)$ после прохождения максимума при $R = 0$ начинает уменьшаться и стремится к нулю при $R \rightarrow \infty$.

Коэффициентом полезного действия (КПД) источника тока η называется отношение полезной мощности к полной мощности,

вырабатываемой источником: $\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}}$. С учетом формулы (2.4.8):

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \mathcal{E}I - I^2 r / \mathcal{E}I = 1 - (rI / \mathcal{E}). \quad (2.4.12)$$

Отсюда видно, что с увеличением силы тока в замкнутой цепи от $I = 0$ до $I = I_{\text{кз}} = \mathcal{E} / 2r$, КПД $\eta(I)$ линейно уменьшается от 1 до 0 (рис. 3, д). С другой стороны, в соответствии с формулой (2.4.6):

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \frac{I^2 R}{I^2 R + I^2 r} = \frac{R}{R + r}. \quad (2.4.13)$$

Из последнего выражения следует, что при $R = 0$ КПД источника тока $\eta = 0$. При $R \rightarrow \infty$, как следует из выражения

$$\frac{1}{\eta} = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = \frac{R + r}{R} = 1 + \frac{r}{R}, \quad \frac{1}{\eta}(R) \text{ асимптотически приближается к } 1.$$

Тогда и $\eta(R) \rightarrow 1$ при $R \rightarrow \infty$ (рис. 3, е). В частности, при $R = r$ (см. формулу (2.4.13)), когда во внешней цепи выделяется максимальная полезная мощность, КПД источника тока $\eta = 0,5$. Предпочтительнее работать при значениях КПД $\eta > 0,5$, т. е. при сопротивлении внешней цепи $R > r$. Однако при этом полезная мощность $P_R < P_R^{\text{max}}$.

КПД источника также можно определить, зная ЭДС источника и напряжение на его клеммах:

$$\eta = \frac{P_R}{P_{\text{ист}}} = I^2 R / \mathcal{E} I = IR / \mathcal{E} = U / \mathcal{E}. \quad (2.4.14)$$

В данной лабораторной работе экспериментально проверим поведение функций, представленных на рис. 3.

Методика измерений

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой и лабораторной установкой (рис. 4).

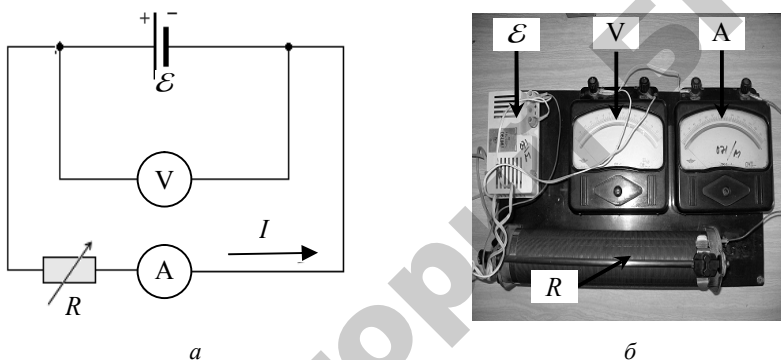


Рис. 4. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установкой: \mathcal{E} – источник постоянного тока; V – вольтметр; A – амперметр; R – реостат

2. Определите цену деления вольтметра и амперметра.
3. Включите в сеть источник постоянного тока \mathcal{E} . Если он регулируемый, установите напряжение по указанию преподавателя.
4. Установите путем перемещения ползунка реостата указанную преподавателем величину тока в замкнутой цепи.
5. Изменяйте сопротивление реостата (не менее 15 различных положений ползунка) в соответствии с рекомендациями преподавателя, записывая при этом показания амперметра и вольтметра в табл. 1.
6. Закончив измерения, рассчитайте соответствующие значения

сопротивления внешней цепи, $R = \frac{U}{I}$ и полезной мощности

$P_R = UI$ и занесите все результаты расчетов в табл. 1.

Таблица 1

№ измерения	U , В	I , А	R , Ом	P_R , Вт	η
1					
2					
3					
4					
5					
6					
•					
•					
•					
15					

7. Выберите из таблицы две пары значений тока и напряжения (U_1, I_1) и (U_2, I_2) , существенно отличающихся друг от друга (например, для номера измерений № 3 (U_1, I_1) и № 10 (U_2, I_2)), и определите внутреннее сопротивление r и ЭДС \mathcal{E} источника, решив систему уравнений:

$$\begin{cases} U_1 = \mathcal{E} - I_1 r, \\ U_2 = \mathcal{E} - I_2 r. \end{cases} \quad (2.4.15)$$

8. Повторив аналогичные расчеты для номеров измерений, например (№ 4 и № 11) и (№ 5 и № 12), определите средние значения внутреннего сопротивления $\langle r \rangle$ и ЭДС источника $\langle \mathcal{E} \rangle$. Полученные расчетные значения $\langle r \rangle$ и $\langle \mathcal{E} \rangle$ занесите в табл. 2 (колонки 1 и 2).

Таблица 2

Расчетные значения				Графически определенные значения				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\langle r \rangle$, Ом	$\langle \mathcal{E} \rangle$, В	$I_{кз}$, А	P_R^{\max} , Вт	\mathcal{E} , В по $U(I)$	$I_{кз}$, А по $U(I)$	P_R^{\max} , Вт по $P_R(I)$	r , Ом по $P_R(R)$	r , Ом по $\eta(R)$

9. Рассчитайте величину тока короткого замыкания $I_{кз} = \langle \mathcal{E} \rangle / \langle r \rangle$ и занесите в табл. 2 (колонка 3). Рассчитайте максимальную вели-

чину полезной мощности $P_R^{\max} = \langle \mathcal{E} \rangle^2 / 4\langle r \rangle$ и занесите в табл. 2 (колонка 4).

10. Рассчитайте значения КПД источника для каждого измерения по формуле $\eta = \frac{R}{R + \langle r \rangle}$ и внесите результаты расчетов в табл. 1.

По полученным данным, постройте графики зависимостей:

- напряжения от силы тока $U(I)$;
- полезной мощности от силы тока $P_R(I)$;
- КПД от силы тока $\eta(I)$;
- напряжения от сопротивления $U(R)$;
- полезной мощности от сопротивления $P_R(R)$;
- КПД от сопротивления $\eta(R)$.

Определите по графику зависимости $U(I)$ значения ЭДС источника \mathcal{E} и тока короткого замыкания $I_{кз}$ и занесите в табл. 2 (колонки 5 и 6 соответственно).

11. Определите по графикам зависимостей $P_R(I)$ величину P_R^{\max} и занесите в табл. 2 (колонка 7).

12. Определите по графикам зависимостей $P_R(R)$ и $\eta(R)$ значения внутреннего сопротивления источника r и занесите в табл. 2 (колонки 8 и 9 соответственно).

13. Сравните представленные в табл. 2 расчетные и графически определенные значения величин r , \mathcal{E} , $I_{кз}$ и P_R^{\max} между собой соответственно.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Сформулируйте и запишите формулу закона Ома для однородного участка цепи.

2. Сформулируйте и запишите формулу закона Ома для неоднородного участка цепи (обобщенный закон Ома); изобразите схему этого участка.

3. Сформулируйте и запишите формулу закона Ома для полной цепи.

4. Что такое ток короткого замыкания и как определить его величину?

5. Как избежать разрушительного действия тока короткого замыкания?

6. Как следует подключать вольтметр и амперметр, чтобы измерить напряжение и силу тока на участке цепи?

7. Сформулируйте и запишите формулу закона Джоуля–Ленца.

8. Работа каких сил численно равна выделившемуся в замкнутой цепи количеству теплоты?

9. По каким формулам можно рассчитать количество теплоты и мощность, выделяемые во внешнем участке замкнутой цепи и в источнике?

10. Получите выражение для КПД электрической цепи.

11. При каком внешнем сопротивлении можно получить максимальную полезную мощность, если известно внутреннее сопротивление источника тока? Как это доказать?

12. Чему равен КПД источника тока, если во внешней цепи выделяется максимально возможная полезная мощность?

13. Чему равно напряжение на клеммах источника тока, ЭДС которого $\mathcal{E} = 1,5$ В, если во внешней цепи выделяется максимально возможная полезная мощность?

14. КПД источника тока $\eta = 75\%$. Во сколько раз сопротивление внешней цепи больше внутреннего сопротивления источника?

15. ЭДС элемента равна 1,6 В, внутреннее его сопротивление – 0,5 Ом. Чему равен КПД элемента при силе тока 2,4 А?

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Цель работы: экспериментально изучить зависимость сопротивления заданного металла от температуры и определить температурный коэффициент сопротивления металла.

Введение

Металл представляет собой систему, состоящую из кристаллической решетки, в узлах которой находятся положительно заряженные ионы, и свободных электронов, хаотически движущихся между узлами решетки. *Электрический ток в металлах* – это упорядоченное движение электронов под действием электрического поля. Первой теорией металлов, описывающей поведение свободных электронов и обусловленные им свойства металлов, является классическая электронная теория металлов, развитая в работах Друде, Томсона, Лоренца в конце XIX в. Согласно теории проводимости электроны, заполняющие решетку металла, ведут себя как электронный газ, во многом похожий на идеальный газ. Электронный газ заполняет пространство между ионами, образующими кристаллическую решетку металла (рис. 1).

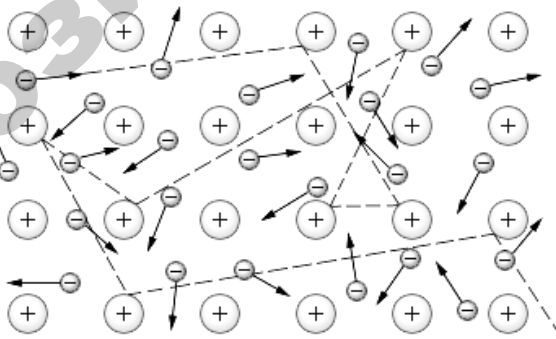


Рис. 1

В отличие от идеального газа, молекулы которого при своем хаотическом движении сталкиваются между собой, электроны сталкиваются с ионами, совершающими тепловые колебания в узлах кристаллической решетки. Эти столкновения и обуславливают сопротивление металла электрическому току.

Движение электронов в металле можно охарактеризовать средней длиной свободного пробега $\langle \lambda \rangle$, средним временем между двумя последовательными соударениями электронов с ионами решетки $\langle \tau \rangle$, средней скоростью их теплового движения:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (2.5.1)$$

где k – постоянная Больцмана;

m – масса электрона;

T – температура металла.

При включении однородного электрического поля напряженностью E каждый свободный электрон будет двигаться в металле с ускорением, которое можно найти по 2-му закону Ньютона:

$$a = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (2.5.2)$$

Благодаря этому ускорению появляется кроме хаотического движения направленное движение всех свободных электронов против направления напряженности поля E . Тем самым возникает электрический ток. Скорость направленного движения \vec{u} растет пропорционально времени до тех пор, пока в результате столкновения с ионом в узле кристаллической решетки электрон не потеряет приобретенную в электрическом поле кинетическую энергию.

Плотность тока \vec{j} определяется выражением $\vec{j} = qn\langle \vec{u} \rangle$, с учетом отрицательного знака носителей тока в данном случае

$$\vec{j} = -en\langle\vec{u}\rangle, \quad (2.5.3)$$

где $\langle\vec{u}\rangle$ – средняя скорость упорядоченного движения электронов. Максимальное значение скорости упорядоченного движения электрона достигается за время свободного пробега τ :

$$u_{\max} = a\tau = \frac{eE}{m}\tau. \quad (2.5.4)$$

Но $\tau = \frac{\langle\lambda\rangle}{v}$, где $\langle\vec{v}'\rangle = \langle\vec{v}\rangle + \langle\vec{u}\rangle$ – векторная сумма средних скоростей хаотического и направленного движений. Расчеты показывают, что средняя скорость хаотического движения электронов $\langle v \rangle$ приблизительно в 10^8 раз больше скорости их упорядоченного движения $\langle u \rangle$. Поэтому можно считать, что $\langle\vec{v}'\rangle = \langle\vec{v}\rangle$.

Тогда выражение (2.5.4) примет вид: $u_{\max} = \frac{eE\lambda}{mv'}$. Среднее значение $\langle u \rangle$ за время свободного пробега будет равно, как и при равноускоренном движении без начальной скорости:

$$\langle u \rangle = \frac{1}{2}u_{\max} = \frac{eE\lambda}{2mv'}. \quad (2.5.5)$$

Подставив формулу (2.5.5) в (2.5.3), получим выражение для величины плотности тока $j = \frac{ne^2\lambda}{2mv'}E$, где

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mv'}. \quad (2.5.6)$$

Выражение (2.5.6) – это удельная электропроводность металла. Тогда выражение для плотности тока примет вид:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (2.5.7)$$

Выражение (2.5.6) является законом Ома в дифференциальной форме. Удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2mv}{ne^2\lambda}. \quad (2.5.8)$$

Таким образом, согласно классической электронной теории металлов, электрическое сопротивление обусловлено столкновениями свободных электронов с ионами кристаллической решетки и величина удельного сопротивления выражается формулой (2.5.8). Подставив (2.5.1) в (2.5.8), получим $\rho \sim \sqrt{T}$. Значит, согласно классической теории сопротивление металлов должно возрастать пропорционально \sqrt{T} . Опытные данные показывают, что с увеличением температуры сопротивление металлов действительно увеличивается, но пропорционально первой степени абсолютной температуры, т. е. $\rho \sim T$.

Классическая теория дает лишь качественное описание механизма увеличения сопротивления металлов с ростом температуры, однако количественное описание противоречит опытным данным.

Это несоответствие теории и опытных данных было преодолено в рамках квантовой теории металлов. Квантовая теория твердых тел, в частности металлов, базируется на новом представлении о поведении электронов.

Согласно квантовым представлениям электроны, образующие электронный газ, обладают волновыми свойствами. Следствием этого является тот факт, что энергия и другие характеристики движения электрона в твердом теле, а значит и в металле, могут принимать лишь строго определенные значения, как говорят, квантуются. Возможные значения энергии электронов в металле образуют не непрерывный, а дискретный ряд значений. Если отметить эти возможные значения энергии электронов по шкале энергии, то полученные отметки будут называться энергетическими уровнями (рис. 2).

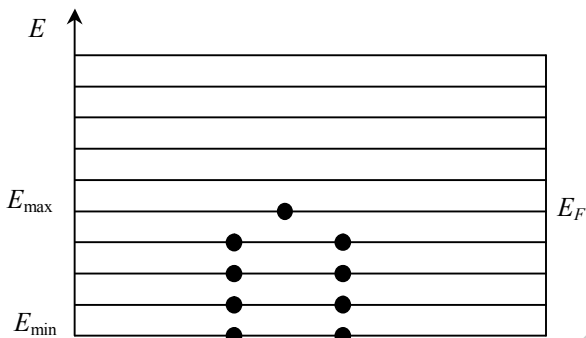


Рис. 2

Совокупность энергетических уровней (возможных значений энергии) свободных электронов в металле образует зону проводимости. Одно и то же значение энергии имеет не более двух электронов в металле. При абсолютном нуле температуры свободные электроны металла имеют энергии от некоторого E_{\min} до E_{\max} . Это выражают словами: электроны заполняют энергетические уровни от E_{\min} до E_{\max} . Последний заполненный при $T = 0$ K энергетический уровень называется **уровнем Ферми**.

При повышении температуры распределение электронов по уровням изменяется. Исходя из этих представлений, удельная электропроводность металлов равна:

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda(E_F)}{m\nu(E_F)}. \quad (2.5.9)$$

Это выражение аналогично классическому выражению (2.5.6), но имеет несколько иной смысл. В выражении (2.5.9) $\lambda(E_F)$ есть средняя длина свободного пробега электрона, обладающего энергией Ферми, $\nu(E_F)$ – скорость такого электрона. Эта скорость практически не зависит от температуры, так как с изменением температуры E_F остается практически неизменной. В квантовой теории считается,

что совершенно правильная кристаллическая решетка с неподвижными ионами не оказывает сопротивления электронам проводимости. Столкновения и рассеяние электронов происходят только на неоднородностях решетки, возникающих из-за тепловых колебаний узлов решетки. Расчет показывает, что по этой причине длина свободного пробега обратно пропорциональна температуре $\lambda \sim \frac{1}{T}$.

Учитывая эту зависимость и независимость $v(E_F)$ от температуры, формула (2.5.9) имеет вид $\sigma \sim \frac{1}{T}$, а следовательно $\rho \sim T$, что хорошо совпадает с опытными данными.

Описание лабораторной установки и методика измерений

Общий вид лабораторной установки приведен на рис. 3.

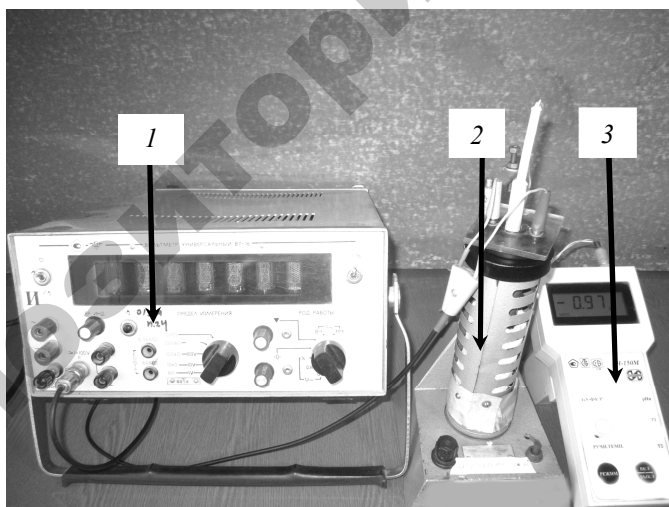


Рис. 3. Общий вид лабораторной установки:
1 – вольтметр универсальный В7-16 для измерения сопротивления исследуемого образца (металла); 2 – нагреватель, куда помещен металлический проводник;
3 – прибор для измерения температуры РН-150М

Линейную зависимость сопротивления металлического проводника от температуры можно представить выражением $R = R_0(1 + \alpha t)$, где R_0 и R – сопротивление проводника при температурах соответственно $t_0 = 0^\circ\text{C}$ и t ; α – температурный коэффициент сопротивления металла.

Температурный коэффициент сопротивления численно равен изменению сопротивления каждой единицы сопротивления (1 Ом)

при изменении температуры проводника на 1°C : $\alpha = \frac{R - R_0}{R_0 t}$. Если

при температуре t_1 сопротивление проводника $R_1 = R_0(1 + \alpha t_1)$,

а при температуре t_2 его сопротивление $R_2 = R_0(1 + \alpha t_2)$,

то $\frac{R_1}{R_2} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2}$ и $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}$.

Таким образом, измерив сопротивление проводника при двух различных температурах, можно определить его температурный коэффициент сопротивления.

Порядок выполнения работы

1. Исследуемый образец (металл) поместите в нагреватель.
2. Включите в электрическую сеть вольтметр универсальный В7-16, нагреватель и прибор для измерения температуры РН-150М.
3. Переверните тумблер нагревателя в положение «включено».
4. Измерьте сопротивление исследуемого образца (металла) при его нагревании от 20°C до 80°C через каждые 10°C , снимая значения с вольтметра универсального В7-16. Результаты измерений занесите в табл. 1.
5. По достижении температуры образца 70°C отключите нагреватель, при этом температура продолжит расти до 80°C .
6. При температуре образца 80°C извлеките пробирку с исследуемым образцом из нагревателя и закрепите на краешке.

7. Измерьте сопротивление образца (металла) при его остывании от 80 °С до 20 °С через каждые 10 °С. Результаты измерений занесите в табл. 1.

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$		20	30	40	50	60	70	80
$R, \text{Ом}$	Нагревание							
	Остывание							
$R_{\text{ср}}, \text{Ом}$								

8. Рассчитайте среднее значение сопротивления при каждой температуре.

9. По средним значениям сопротивления вычислите 3 значения температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}$.

Температуры t_1 и t_2 выбирайте так, чтобы $t_2 - t_1 = 40$ °С. Данные занесите в табл. 2.

Таблица 2

Расчет температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}$					
$t_1, ^\circ\text{C}$	$R_1, \text{Ом}$	$t_2 = t_1 + 40, ^\circ\text{C}$	$R_2, \text{Ом}$	$\langle \alpha \rangle, \text{K}^{-1}$	$\langle \Delta \alpha \rangle, \text{K}^{-1}$
Среднее					

10. Определите среднее значение α , среднюю абсолютную и относительную погрешности.

11. По экспериментальным данным постройте график зависимости $R_{\text{ср}}(t) = f(t)$.

Вопросы для самоконтроля

1. Какими носителями электрического заряда создается ток в металлах?
2. Почему металлы обладают сопротивлением?
3. В каких единицах измеряется сопротивление в системе СИ?
4. Что называется удельной электропроводностью? В каких единицах измеряют электропроводность в системе СИ?
5. Запишите выражение для закона Ома в дифференциальной форме.
6. Как перемещаются свободные электроны в металле при наличии в нем электрического поля?
7. Запишите выражение для величины плотности тока в металлах.
8. Оцените среднюю скорость теплового движения электронов в металлах при комнатной температуре по формулам молекулярно-кинетической теории (формула (2.5.1)).
9. Сформулируйте определение и запишите выражение для температурного коэффициента сопротивления металлов.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИТА

Цель работы: ознакомиться с закономерностями прохождения электрического тока через электролиты, экспериментально изучить зависимость сопротивления электролита от температуры и определить температурный коэффициент сопротивления электролита.

Введение

Электролитами принято называть проводящие среды, в которых протекание электрического тока сопровождается переносом вещества. Носителями свободных зарядов в электролитах являются положительно и отрицательно заряженные ионы. К электролитам относятся многие соединения металлов с металлоидами в расплавленном состоянии, а также некоторые твердые вещества. Однако основными представителями электролитов, широко используемыми в технике, являются водные растворы неорганических кислот, солей и щелочей.

Прохождение электрического тока через электролит сопровождается выделением веществ на электродах. Это явление получило название **электролиза**.

Электрический ток в электролитах представляет собой перемещение ионов обоих знаков в противоположных направлениях. Положительные ионы движутся к отрицательному электроду (**катоду**), отрицательные ионы – к положительному электроду (**аноду**).

Ионы обоих знаков появляются в водных растворах солей, кислот и щелочей в результате расщепления части нейтральных молекул. Это явление называется **электролитической диссоциацией**. Например, хлорид меди CuCl_2 распадается в водном растворе на ионы меди и хлора: $\text{CuCl}_2 \rightleftharpoons \text{Cu}^{++} + 2\text{Cl}^-$.

При подключении электродов к источнику тока ионы под действием электрического поля начинают упорядоченное движение: положительные ионы меди движутся к катоду, а отрицательно заряженные ионы хлора – к аноду (см. рис. 1).

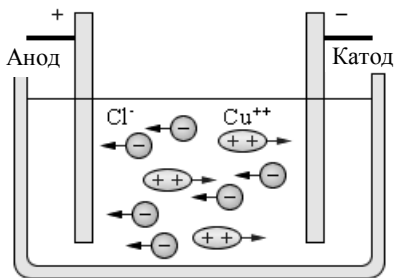


Рис. 1

Достигнув катода, ионы меди нейтрализуются избыточными электронами катода и превращаются в нейтральные атомы, оседающие на катоде. Ионы хлора, достигнув анода, отдают по одному электрону. После этого нейтральные атомы хлора соединяются попарно и образуют молекулы хлора Cl_2 . Хлор выделяется на аноде в виде пузырьков.

Наряду с диссоциацией молекул происходит и обратный процесс – воссоединение ионов при их столкновениях (рекомбинация). При каждой температуре устанавливается определенное равновесное состояние, при котором число ионов в единице объема приблизительно постоянно. Отношение концентрации распавшихся на ионы молекул n к концентрации молекул

растворенного вещества n_0 $\alpha = \frac{n}{n_0}$ называется *коэффициентом*

диссоциации; он показывает, какая доля молекул растворенного вещества распалась. Коэффициент диссоциации зависит от концентрации раствора, от рода растворителя и от температуры. С повышением температуры α увеличивается. Молекулы растворителя обволакивают ион, образуя вокруг него сольватную оболочку. Это, во-первых, затрудняет рекомбинацию ионов, во-вторых, затрудняет движение ионов: фактически в растворе движется сольват – шарик, состоящий из иона и сольватной оболочки вокруг него.

При наличии внешнего электрического поля плотность тока в электролите определяется выражением

$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^-, \quad (2.6.1)$$

где q^+ , q^- – величина зарядов положительных и отрицательных ионов;

n^+ , n^- – их концентрация;

u^+ , u^- – их скорости направленного движения.

Из закона сохранения электрического заряда следует:
 $q^+ n^+ = q^- n^- = qn$, и плотность тока

$$j = qn(u^+ + u^-). \quad (2.6.2)$$

Скорость упорядоченного движения сольвата можно найти из следующих соображений. В электрическом поле на сольват вдоль направления движения действуют электрическая сила $F_e = qE$ и сила внутреннего трения жидкости $F_c = 6\pi\eta r u$, где r – радиус сольвата, η – коэффициент вязкости жидкости. При установившемся движении $F_e = F_c$, откуда

$$u = \frac{q}{6\pi\eta r} E = bE, \quad (2.6.3)$$

где b – подвижность иона:

$$u = \frac{q}{6\pi\eta r} E = bE. \quad (2.6.4)$$

Выражение для плотности тока принимает вид:

$$j = qn(b^+ + b^-)E. \quad (2.6.5)$$

Отсюда следует, что для электролитов также выполняется закон Ома

$$j = \sigma E, \quad (2.6.6)$$

где удельная электропроводность

$$\sigma = qn(b^+ + b^-) = \alpha qn_0(b^+ + b^-). \quad (2.6.7)$$

Удельное сопротивление электролита

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\alpha qn_0(b^+ + b^-)}. \quad (2.6.8)$$

С повышением температуры сопротивление электролита довольно быстро убывает, поскольку возрастает степень диссоциации и уменьшается вязкость электролита.

Описание лабораторной установки и метода измерений

Общий вид лабораторной установки приведен на рис. 2.

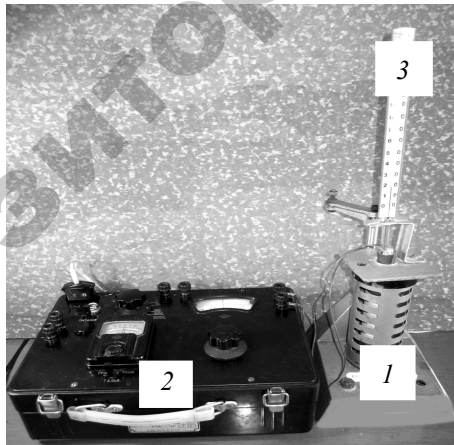


Рис. 2. Общий вид лабораторной установки:

- 1 – электрический нагреватель, где находится пробирка с электролитом;
- 2 – реохордный мост (магазин сопротивлений);
- 3 – термометр с диапазоном измерения 0–100 °С.

В небольших интервалах температур можно приближенно считать, что сопротивление электролита уменьшается линейно с ростом температуры. В этом приближении зависимость сопротивления R электролита от температуры $R_2 = R_1 (1 + \alpha (t_2 - t_1))$, где R_1 и R_2 – сопротивления электролита при температурах t_1 и t_2 ,

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 (t_2 - t_1)} - \text{средний температурный коэффициент сопротивления,}$$

численно равный изменению каждой единицы сопротивления (1 Ом) при изменении температуры электролита на 1 °С.

Таким образом, проведя измерения сопротивления электролита при двух различных температурах, можно определить его температурный коэффициент сопротивления.

Порядок выполнения работы

1. Вставить пробирку с исследуемым электролитом в нагреватель.
2. Включить в электрическую сеть реохордный мост, тумблер питания перевести в положение переменного тока.
3. Перевести тумблер гальванометра в положение «точно».
4. Вращая барабан набора сопротивлений, выставить стрелку гальванометра в положение «ноль».
5. Снять показания сопротивления на круговой шкале и умножить это значение на показатель переключения сопротивлений (это может быть 10, 100 или 1000). В случае, когда стрелка гальванометра не устанавливается на ноль, необходимо перевести переключатель сопротивлений в другое положение (10, 100, 1000).
6. Перевести тумблер нагревателя в положение «включено».
7. Измерить сопротивление электролита при его нагревании от 20 °С до 80 °С через каждые 10 °С. При этом, устанавливая стрелку гальванометра на ноль вращением барабана, снять показания сопротивления на круговой шкале, умножив его на показатель переключения сопротивлений. Результаты измерений занести в табл. 1.
8. При температуре 70 °С отключить нагреватель, при этом температура продолжает расти до 80 °С.

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$		20	30	40	50	60	70	80	90
$R, \text{Ом}$	Нагревание								
	Остывание								
$R_{\text{ср}}, \text{Ом}$									

9. По достижении температурой образца $80\text{ }^\circ\text{C}$ извлечь пробирку с исследуемым электролитом из нагревателя и закрепить на кронштейне.

10. Измерить сопротивление того же электролита при его остывании от $80\text{ }^\circ\text{C}$ до $20\text{ }^\circ\text{C}$ через каждые $10\text{ }^\circ\text{C}$. Результаты измерений занести в табл. 1.

11. Рассчитать среднее значение сопротивления при каждой температуре.

12. По средним значениям сопротивления вычислить 3 значения температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1(t_2 - t_1)}$ для различных температурных интервалов (табл. 2).

Таблица 2

Расчет температурного коэффициента сопротивления $\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1(t_2 - t_1)}$				
$t_1, ^\circ\text{C}$	$R_1, \text{Ом}$	$t_2, ^\circ\text{C}$	$R_2, \text{Ом}$	α, K^{-1}
Среднее значение				

13. По экспериментальным данным постройте график зависимости $R_{\text{ср}} = f(t, ^\circ\text{C})$.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие вещества называются электролитами?
2. Какими носителями электрического заряда создается электрический ток в электролитах?
3. Как происходит процесс электролитической диссоциации молекул?
4. Что называется коэффициентом диссоциации и от чего он зависит?
5. Сформулируйте определение и запишите выражение для температурного коэффициента сопротивления электролита.
6. Чему равна удельная электропроводность электролита?
7. Как зависит сопротивление электролита от температуры? Какими причинами обусловлена эта зависимость?
8. Выполняется ли для электролита закон Ома?
9. Получите аналитическое выражение закона Ома в дифференциальной форме для электрического тока в электролитах.

МАГНЕТИЗМ

Лабораторная работа № 2.7

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ВЕЛИЧИНЫ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГО ТОКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Цель работы: ознакомиться с методом определения индукции магнитного поля постоянного тока путем измерения силы Ампера, действующей на проводник с током, а также научиться определять горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли с помощью тангенс-гальванометра.

Введение

Свойство постоянных магнитов притягивать железные предметы было известно уже древним грекам. Земля также является постоянным магнитом. Это обусловлено процессами, происходящими в жидком металлическом ядре Земли. На основе земного магнетизма был изобретен компас; он представляет собой магнитную стрелку, которая свободно поворачивается вокруг оси и ориентируется определенным образом в магнитном поле Земли. Тот конец магнитной стрелки, который устанавливается в направлении на северный географический полюс Земли, называется северным, а противоположный конец стрелки – южным. Каждый постоянный магнит имеет два полюса, условно названные северным и южным. Известно, что одноименные полюсы магнита отталкиваются, разноименные – притягиваются. Взаимодействие магнитов происходит на расстоянии, оно осуществляется через магнитное поле, окружающее каждый магнит.

Всегда предполагалось, что между электрическими и магнитными явлениями существует определенная связь. Но характер этой связи долгое время оставался неизвестным. Опыт датского ученого Эрстеда в 1820 г. прояснил эту связь. Опыт Эрстеда состоял в том, что по проводнику протекал электрический ток, а рядом с этим

проводником помещалась магнитная стрелка, которая могла поворачиваться вокруг вертикальной оси. Когда ток в проводнике отсутствовал, магнитная стрелка ориентировалась по магнитному полю Земли. При протекании тока по проводнику стрелка поворачивалась и устанавливалась в определенном направлении. При изменении направления тока изменялось также направление поворота стрелки и ее конечное положение. На основе этого опыта был сделан следующий вывод: каждый проводник, по которому протекает электрический ток, окружен магнитным полем. Таким образом, магнитное поле сопровождает не только постоянные магниты, но и электрические токи. Более того, магнитное поле постоянных магнитов, как выяснилось позже, тоже образуется электрическими токами, а именно микротоками.

Следующим шагом в изучении магнитного взаимодействия явились исследования французского физика Ампера. Ампер установил, что электрические токи взаимодействуют между собой. Например, два тонких прямолинейных параллельных проводника, по которым текут постоянные токи (они называются прямыми токами), притягиваются друг к другу, если токи имеют одинаковые направления, и отталкиваются, если токи имеют противоположные направления. В обоих случаях сила взаимодействия, рассчитанная на единицу длины проводника, пропорциональна величинам сил токов I_1 и I_2 , протекающих по этим проводникам, и обратно пропорциональна расстоянию между проводниками. Это утверждение называется **законом Ампера для параллельных токов**. Оно записывается следующим образом:

$$f = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi b}, \quad (2.7.1)$$

где f – величина силы, действующей на единицу длины каждого проводника;

b – расстояние между проводниками.

Коэффициент пропорциональности в формуле (2.7.1) записан в виде $\frac{\mu_0}{2\pi}$. На основе закона (2.7.1) устанавливается единица силы

тока – ампер (А); **1 А** определяется как сила постоянного тока, который, протекая по двум параллельным прямым проводникам бесконечной длины и малого поперечного сечения, вызывает между этими проводниками силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины, если проводники находятся на расстоянии 1 м друг от друга в вакууме. Пользуясь этим определением, найдем из формулы (2.7.1) постоянную величину μ_0 :

$$\mu_0 = \frac{2\pi b f}{I_1 I_2} = \frac{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-7}}{1} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}. \quad (2.7.2)$$

Постоянная μ_0 называется магнитной постоянной.

Причина взаимодействия токов понятна: каждый электрический ток создает кроме электрического также и магнитное поле, которое действует на другой ток. Таким образом, магнитное поле действует не только на постоянные магниты (как в опытах Эрстеда), но и на электрические токи. Принимая во внимание то, что электрический ток представляет собой направленное движение электрических зарядов, приходим к выводу, что, с одной стороны, электрические заряды во время своего движения создают магнитное поле, а с другой стороны, на них действует внешнее магнитное поле. Было также экспериментально обнаружено, что на неподвижные заряды магнитное поле не влияет.

Для исследования электрического поля используется электрический точечный заряд. Для исследования магнитного поля используется плоская рамка, по которой протекает постоянный ток. Такая рамка называется **пробным контуром**. Пробный контур может иметь произвольную форму, но обязательно малые размеры, чтобы в границах контура внешнее магнитное поле можно было считать однородным. Ориентация пробного контура в пространстве определяется единичным нормальным вектором, направление которого связано с направлением тока, текущего по пробному контуру, правилом правого винта (рис. 1). Этот вектор \vec{n} будем называть вектором положительной нормали.

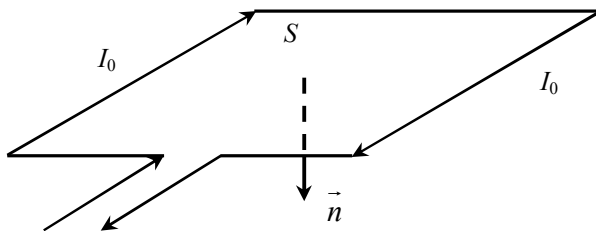


Рис. 1

Вектор, равный по величине произведению силы тока, протекающего по пробному контуру, и площади контура S , направленный вдоль положительной нормали \vec{n} , называется **магнитным моментом пробного контура** \vec{p}_m :

$$\vec{p}_m = I_0 S \vec{n}. \quad (2.7.3)$$

Пусть постоянный ток силы I , текущий по прямолинейному проводнику, лежащему в плоскости рисунка (рис. 2, а), создает в вакууме магнитное поле. Внесем в это магнитное поле пробный контур с определенным магнитным моментом \vec{p}_m и вертикальной осью вращения (изображение на рис. 2, а, его вид сверху представлен на рис. 2, б). Согласно закону Ампера для параллельных токов на стороны AB и CD пробного контура магнитное поле тока I будет действовать с силами \vec{f}_1 и \vec{f}_2 соответственно. Из-за малых размеров пробного контура величины этих сил можно считать равными, а направления антипараллельными. Под действием момента этой пары сил контур повернется до равновесного положения (рис. 2, в). В конечном положении момент пары сил равен нулю, так как равно нулю плечо пары сил. Это положение устойчивого равновесия. Одновременно на стороны AD и BC также действуют силы, равные по величине и направленные противоположно друг другу вдоль вертикальной оси вращения контура. Момент этих сил при данной ориентации прямолинейного проводника с током и пробного контура равен нулю.

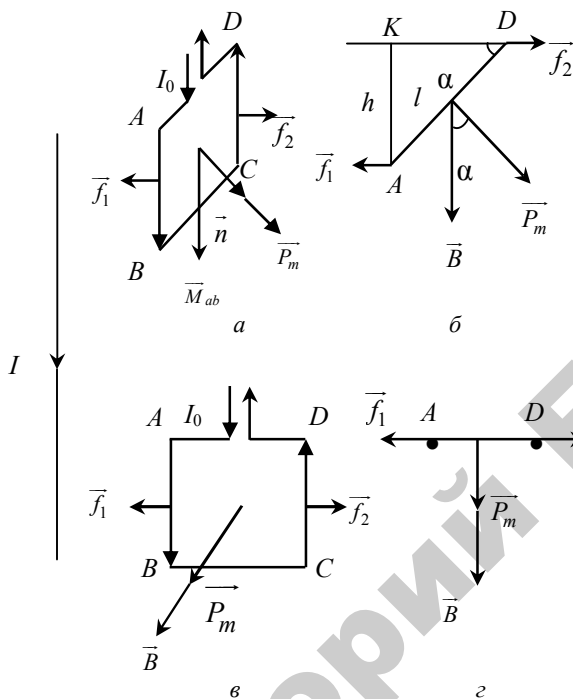


Рис. 2

Векторной величиной, характеризующей магнитное поле тока I , является **вектор индукции магнитного поля** (или вектор магнитной индукции, или магнитная индукция), который обозначается \vec{B} . За направление вектора индукции в точках пространства, где находится пробный контур, принимается направление вектора магнитного момента пробного контура (или его положительной нормали) в положении устойчивого равновесия (рис. 2, в, вид сверху представлен на рис. 2, г). Момент пары сил, поворачивающий контур до положения устойчивого равновесия – так называемый **вращательный момент** – по величине равен:

$$M_B = fh = fl \sin \alpha, \quad (2.7.4)$$

где угол $\alpha = \angle ADK$. Это угол между направлением магнитного момента пробного контура в его первоначальном состоянии

и вектором индукции \vec{B} . Формула (2.7.4) показывает, что вращательный момент пропорционален синусу этого угла и будет макси-

мальным при $\alpha = \frac{\pi}{2}$. Величина вектора \vec{B} определяется таким

образом, чтобы она была пропорциональна величине вращательного момента ($B \sim M_B$). С другой стороны, как показывают опыты, вращательный момент пропорционален магнитному моменту пробного контура. На основании этих рассуждений величину момента сил, действующего на пробный контур в магнитном поле, записывают в следующем виде: $M_B = B p_m \sin \alpha$, или, учитывая направления векторов \vec{M}_B , \vec{p}_m , \vec{B} :

$$\vec{M}_B = \vec{p}_m \times \vec{B}. \quad (2.7.5)$$

Как уже было сказано, максимальный вращательный момент действует в случае, когда магнитный момент пробного контура в первоначальном положении перпендикулярен вектору \vec{B} . Иначе говоря, если при действии вращательного момента происходит

поворот на угол $\alpha = \frac{\pi}{2}$, то вращательный момент был максимальным. В этом случае $M_{B\max} = p_m B$, откуда

$$B = \frac{M_{B\max}}{p_m}. \quad (2.7.6)$$

Формула (2.7.6) служит для определения величины вектора \vec{B} . Учитывая данное выше определение направления этого вектора, получаем следующее полное определение: **вектор магнитной индукции \vec{B} по величине равен отношению максимального вращательного момента, действующего со стороны магнитного поля на пробный контур, к величине магнитного момента пробного контура. Направлен вектор \vec{B} как вектор магнитного момента пробного контура \vec{p}_m в положении устойчивого равновесия.**

Магнитная индукция \vec{B} является основной силовой характеристикой магнитного поля (единицей измерения магнитной индукции в системе СИ служит тесла (Тл)).

Эксперименты показали, что магнитное поле, как и электрическое, подчиняется принципу суперпозиций. Он состоит в том, что магнитное поле, создаваемое несколькими движущимися зарядами или токами, является суперпозицией магнитных полей, создаваемых каждым зарядом или током в отдельности. Математически это означает, что

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i, \text{ или } \vec{B} = \int_C d\vec{B}, \quad (2.7.7)$$

где $d\vec{B}$ – элемент индукции, созданный элементом тока. Используя этот принцип, можно от индукции магнитного поля одного заряда прийти к индукции поля электрического тока, который, как известно, представляет собой направленное движение системы зарядов.

Пусть по тонкому проводнику (рис. 3) течет постоянный ток силы I . Для определения магнитной индукции \vec{B} в точке наблюдения A выделим в проводнике вдоль его длины элементарный участок проводника длиной dl . Тогда элементарный вектор индукции магнитного поля, создаваемый в точке наблюдения A постоянным электрическим током силы I , текущим по элементу проводника длиной dl , равен:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}. \quad (2.7.8)$$

Вектор $I d\vec{l}$ называется линейным элементом тока. Выражение (2.7.8) определяет элементарную индукцию, созданную элементом тока $I d\vec{l}$ в данной точке наблюдения. Это выражение было найдено на основе результатов многочисленных опытов и теоретических обобщений учеными Био, Саваром и Лапласом. Поэтому закон, выражаемый формулой (2.7.8), вошел в физику под названием закона **Био–Савара–Лапласа**. Как следует из (2.7.8), вектор элементарной

индукции $d\vec{B}$ в точке A направлен перпендикулярно плоскости, в которой лежат векторы $d\vec{l}$ и \vec{r} , по правилу правого винта (на рис. 3; если $d\vec{l}$ и точка A лежат в плоскости рисунка, то за эту плоскость). Величина элементарной индукции, как следует из (2.7.8):

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \cdot \sin \alpha}{r^2}, \quad (2.7.9)$$

где α – угол между векторами $d\vec{l}$ и \vec{r} .

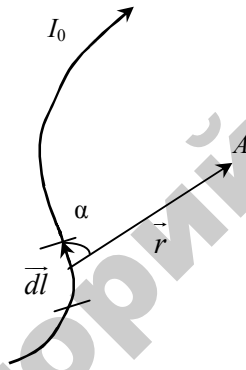


Рис. 3

Вектор \vec{B} в точке наблюдения, в соответствии с принципом суперпозиций (2.7.7), находится в результате интегрирования выражения (2.7.8) по всем элементам тока вдоль данного участка проводника:

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}. \quad (2.7.10)$$

В общем случае, когда ток протекает по проводникам произвольной конфигурации, расчет индукции по формуле (2.7.10) представляет собой сложную задачу. Однако в случае определенной симметрии распределения тока процесс нахождения вектора индукции упрощается.

В том случае, когда ток течет по отрезку прямого проводника с током, величина вектора индукции в точке, находящейся на расстоянии b от проводника, после вычисления интеграла в выражении (2.7.10) определяется следующим образом:

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2), \quad (2.7.11)$$

где α_1 – угол между радиус-вектором первой (по ходу тока) точки на проводнике и направлением тока;

α_2 – угол между радиусом-вектором последней точки на проводнике и направлением тока.

В частном случае, когда прямолинейный проводник с током имеет бесконечную длину, угол $\alpha_1 = 0$, угол $\alpha_2 = \pi$. Учитывая эти значения углов в выражении (2.7.11), получим магнитную индукцию бесконечно длинного прямого проводника с постоянным током:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi b}. \quad (2.7.12)$$

Вектор \vec{B} направлен в обоих случаях – (2.7.11) и (2.7.12) – перпендикулярно плоскости, в которой находятся прямой ток и точка наблюдения, как векторное произведение $d\vec{l} \times \vec{r}$, что следует из выражения (2.7.10). Это означает, что вектор \vec{B} направлен по касательным к окружности обращения вокруг тока по правилу правого винта относительно направления тока. Другими словами, линиями вектора \vec{B} являются окружности, лежащие в плоскости, перпендикулярной току, с центрами на линии тока. Направление линий вектора \vec{B} определяется правилом правого винта по отношению к направлению тока.

Пусть постоянный ток силы I течет по тонкому проводнику, представляющему собой круговой виток радиуса R (рис. 4). Величина магнитной индукции на оси этого кругового тока, т. е. на перпендикуляре, проведенном через центр кругового витка, на расстоянии x от центра витка:

$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.7.13)$$

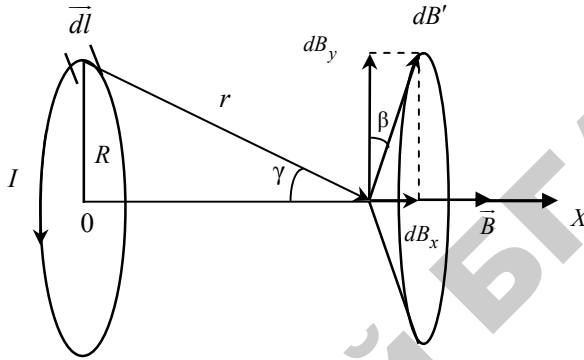


Рис. 4

Вектор \vec{B} направлен вдоль оси витка с током в сторону, определяемую правилом правого винта по отношению к направлению тока на окружности.

Из выражения (2.7.13) легко получить величину индукции в точке 0 – центре кругового тока, если предположить, что $x = 0$:

$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (2.7.14)$$

Основные свойства магнитного поля, как и электрического, описываются в интегральных равенствах, выражающих циркуляцию по произвольному контуру и поток через произвольную замкнутую поверхность вектора магнитной индукции – основной характеристики магнитного поля. Остановимся на циркуляции вектора \vec{B} .

Пусть по некоторой системе проводников протекают постоянные токи, которые создают в пространстве магнитное поле, вектор индукции которого \vec{B} имеет в каждой точке определенную величину и направление. Выберем в области магнитного поля замкнутую

кривую линию с определенным правилом обхода. Замкнутая линия с определенным правилом обхода называется геометрическим контуром. В каждой точке контура L вектор \vec{B} имеет определенное направление. Если в точке A контура выделить элемент контура $d\vec{l}$ и построить проекцию вектора \vec{B} на направление $d\vec{l}$, т. е. $B_L = B \cos \vartheta$, то интеграл $\oint B_L dl$ по замкнутому контуру L будет называться циркуляцией вектора \vec{B} (аналогично циркуляции вектора \vec{E}). **Теорема о циркуляции** вектора индукции магнитного поля \vec{B} в вакууме гласит: если поле образовано токами, текущими по некоторым проводникам, и выбран определенный контур, охватывающий все или часть этих проводников, то циркуляция вектора \vec{B} по этому контуру равна магнитной постоянной μ_0 , умноженной на алгебраическую сумму токов, охваченных выбранным контуром:

$$\oint B_L dl = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i, \quad (2.7.15)$$

При этом в алгебраическую сумму токов $\sum_{i=1}^N I_i$ со знаком «+» входят токи, направления которых связаны с правилом обхода по контуру правилом правого винта, со знаком «-» – в противоположном случае. На рис. 5 $\sum I_i = I_1 - I_2 - 2I_3$.

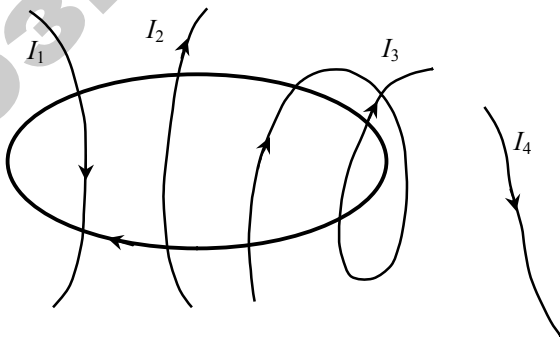


Рис. 5

В отличие от электрического поля, циркуляция магнитного поля не равна нулю, если выбранный контур охватывает ток. Поля, обладающие этим свойством, называются **вихревыми** (или **соленоидальными**). Такое поле не является потенциальным.

Линии вектора \vec{B} , как вихревого поля, являются замкнутыми линиями или начинаются и заканчиваются на бесконечности. Это указывает на тот факт, что в природе не существует магнитных зарядов.

С помощью теоремы о циркуляции можно найти формулу для вычисления индукции магнитного поля соленоида. **Соленоидом** (или катушкой) называется совокупность одинаковых последовательно соединенных витков, равномерно намотанных на общий цилиндрический каркас. Магнитное поле, создаваемое током, текущим по соленоиду, эквивалентно полю одинаковых круговых токов с общей осью. Если длина соленоида во много раз больше диаметра его витков, то соленоид можно считать бесконечно длинным. Можно показать, что в любой точке внутри длинного соленоида величина вектора магнитной индукции равна:

$$B = \mu_0 In . \quad (2.7.16)$$

Произведение In – силы тока в соленоиде и количества его витков на единицу длины – называется числом ампер-витков. Направление вектора \vec{B} внутри бесконечно длинного соленоида определяется правилом правого винта по отношению к направлению тока в соленоиде. Вне соленоида магнитное поле отсутствует, то есть вне соленоида $B = 0$.

Линии вектора магнитной индукции \vec{B} , с помощью которых изображается магнитное поле определенной системы токов, проводятся с такой плотностью, чтобы через единичную площадку, расположенную перпендикулярно линиям индукции, проходило количество линий вектора \vec{B} , равное модулю вектора \vec{B} в центре площадки. Вычисленный при этом условии интеграл по некоторой поверхности от нормальной составляющей вектора индукции \vec{B} , т. е.

$$\Phi_B = \int_S B \cos \alpha \cdot dS = \int_S B_n dS, \quad (2.7.17)$$

называемый **магнитным потоком**, или потоком вектора магнитной индукции, через поверхность S , численно равен количеству линий вектора \vec{B} , пронизывающих поверхность S . Это алгебраическая величина, ее знак определяется выбором направления вектора нормали \vec{n} к поверхности. Та сторона поверхности, из которой выходит вектор \vec{n} , называется обычно положительной стороной поверхности.

Так как линии магнитной индукции всегда замкнуты или начинаются и заканчиваются на бесконечности и, следовательно, нигде не прерываются, магнитный поток через любую замкнутую поверхность равен нулю:

$$\Phi_B = \oint B_n dS = 0. \quad (2.7.18)$$

Равенство (2.7.18) представляет собой **теорему Остроградского–Гаусса** для магнитного поля: поток вектора магнитной индукции \vec{B} через замкнутую поверхность равен нулю. Заметим, что этот результат не зависит от того, находится ли внутри замкнутой поверхности электрический ток или нет.

Приведенный ранее закон Ампера для параллельных токов является **частным случаем общего закона Ампера** для элемента тока: если проводник с током силы I находится во внешнем магнитном поле, то на каждый элемент проводника $d\vec{l}$ со стороны внешнего магнитного поля действует элементарная сила $d\vec{f}$

$$d\vec{f} = I d\vec{l} \times \vec{B}, \quad (2.7.19)$$

где \vec{B} – вектор магнитной индукции в той точке магнитного поля, в окрестности которой находится элемент проводника $d\vec{l}$. Определяемая формулой (2.7.19) сила называется силой Ампера. Ее величина

$$df = IB \cdot \sin \alpha \cdot dl, \quad (2.7.20)$$

где α – угол между направлением тока в проводнике (вектором $d\vec{l}$) и вектором \vec{B} (рис. 6). Направление вектора $d\vec{f}$ определяется,

согласно выражению (2.7.19), правилом правого винта, примененным к векторам $d\vec{l}$ и \vec{B} . На рис. 6 вектор $d\vec{f}$ направлен за рисунок, если $d\vec{l}$ и \vec{B} находятся в плоскости рисунка.

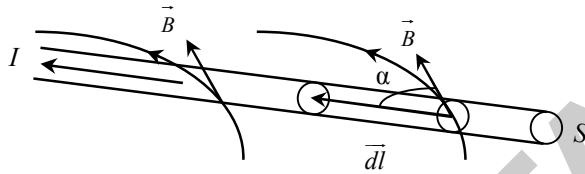


Рис. 6

Сила Ампера, действующая на *конечный* участок C проводника с постоянным током:

$$\vec{f} = I \int_C d\vec{l} \times \vec{B}. \quad (2.7.21)$$

На прямой участке длиной l в *однородном* магнитном поле индукции \vec{B} действует сила $\vec{f} = \vec{Il} \times \vec{B}$.

При отсутствии тока в проводнике сила Ампера также отсутствует, $d\vec{f} = 0$. Так как электрический ток представляет собой направленное движение электрических зарядов, то действие силы Ампера на электрический ток является результатом действия магнитного поля на движущийся электрический заряд.

На движущуюся в магнитном поле со скоростью \vec{v} частицу, имеющую электрический заряд q , со стороны магнитного поля действует сила

$$\vec{f} = q\vec{v} \times \vec{B}, \quad (2.7.22)$$

где \vec{B} – вектор индукции магнитного поля. Эта сила называется **силой Лоренца** (точнее, магнитной составляющей силы Лоренца, так как иногда силой Лоренца называют силу, с которой на заряд действуют электрическая и магнитная силы вместе: $\vec{f} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$, где \vec{E} – напряженность электрического поля).

Задание 1. Изучение зависимости индукции магнитного поля от величины намагничивающего тока

Цель работы: экспериментально изучить зависимость индукции магнитного поля, создаваемого постоянным током, путем измерения силы Ампера, действующей на проводник с током.

Описание лабораторной установки и методика измерений

На рис. 7 показаны принципиальная схема и общий вид лабораторной установки.

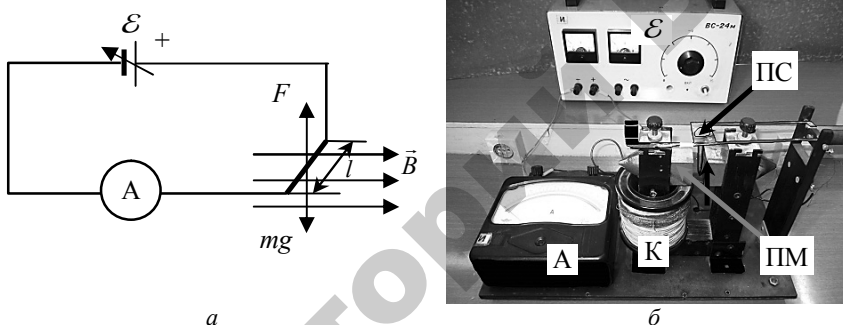


Рис. 7. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установки: \mathcal{E} – источник постоянного тока; А – амперметр; ПС – подвесная система; ПМ – полюса магнита; К – катушка, по которой течет постоянный ток, создающий однородное магнитное поле между полюсами ПМ

В данном задании вычисляется индукция магнитного поля постоянного тока по результатам измерения силы Ампера. Магнитное поле, индукцию которого надо определить, создается постоянным током, проходящим по соленоиду. В сердечнике соленоида имеется зазор, в который помещен изогнутый проводник (контур). Его закрепляют так, что он образует подвижную систему, способную перемещаться в вертикальном направлении. При пропускании тока по проводнику он под действием силы Ампера, действующей на горизонтальную сторону изогнутого проводника, выталкивается вверх. Выталкивающую силу,

т. е. силу Ампера, уравнивают силой тяжести разновесок, добиваясь исходного положения проводника.

Для данного случая получаем величину выталкивающей силы ($\alpha = 90^\circ$, следовательно $\sin \alpha = 1$):

$$F = IlB = mg,$$

где I – сила тока в проводнике;

l – длина горизонтальной части проводника;

m – масса разновесок, с помощью которых система возвращается в исходное положение (положение до момента включения тока);

g – ускорение свободного падения.

Из последнего выражения получаем **расчетную формулу**

$$B = \frac{mg}{Il}. \quad (2.7.23)$$

Порядок выполнения задания

1. Проверить, выталкивается ли подвесная система (ПС) вверх из зазора между полюсами магнита (ПМ) при включении электрического тока в катушке и проводнике (см. рис. 7). В противном случае изменить направление тока в катушке или в проводнике.

2. При выключенном токе с помощью противовеса установить подвесную систему в равновесное положение (исходное положение системы).

3. Нагрузить чашечку весов разновеской минимальной массы.

4. Вращая ручку источника тока, установить такой ток, чтобы система вернулась в исходное состояние равновесия. Значение силы этого тока записать.

5. Измерения повторить 10 раз, постепенно увеличивая суммарную массу разновесок, находящихся на чашке ПС.

6. Результаты измерения и вычислений по расчетной формуле (2.7.23) занести в табл. 1.

7. По экспериментальным данным и полученным результатам вычислений построить график зависимости $B = f(I)$.

Таблица 1

№	m , кг	I , А	B , Тл
1			
2			
3			
4			
5			
6			
7			
8			
9			
10			

Задание 2. Определение горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли

Цель работы: экспериментально определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли.

На рис. 8 показаны принципиальная схема и общий вид лабораторной установки.

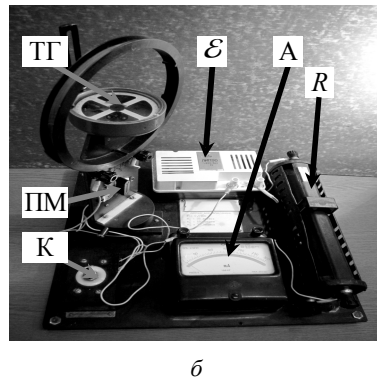
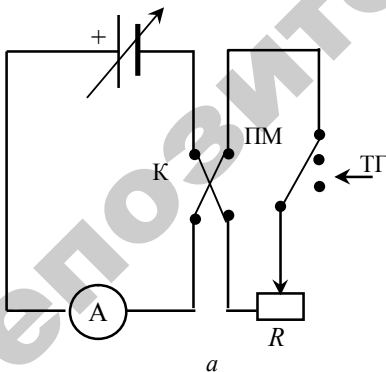


Рис. 8. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установки: Э – источник тока; А – амперметр; К – переключатель направления тока в витках тангенс-гальванометра; ПМ – перемычка для выбора числа витков тангенс-гальванометра; ТГ – тангенс-гальванометр; R – реостат

Земля представляет собой огромный шаровой магнит. Магнитные полюса Земли не совпадают с географическими полюсами. Южный полюс (S) магнитного поля Земли расположен у северных берегов Америки, под поверхностью Земли примерно на 74° северной широты и на 100° западной долготы. Северный магнитный полюс (N) находится в Антарктиде под 60° южной широты и 143° восточной долготы. Магнитная ось Земли, т. е. прямая, соединяющая магнитные полюса, наклонена по отношению к оси вращения Земли на угол $11,5^\circ$. Положение магнитных полюсов изменяется приблизительно на 5 км в год.

Линии индукции магнитного поля Земли выходят из северного магнитного полюса и входят в южный магнитный полюс. Проекции этих линий на поверхность Земли называются *магнитными меридианами*, а вертикальные плоскости, проходящие через магнитные меридианы, – *плоскостями магнитного меридиана*. Вектор индукции магнитного поля Земли образует с горизонтальной плоскостью угол φ , который называется магнитным наклоением (см. рис. 9).

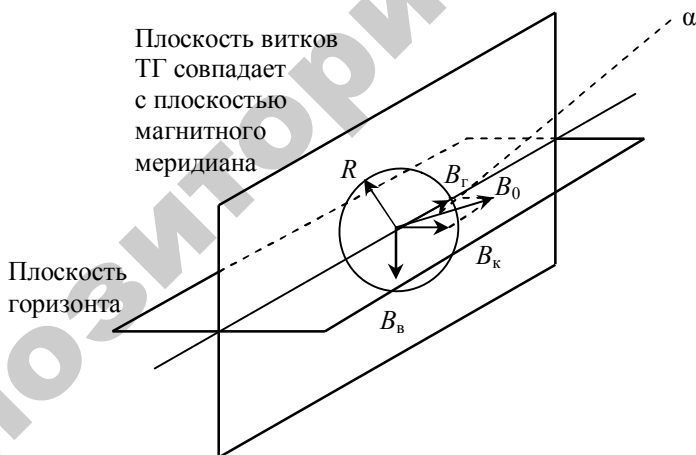


Рис. 9

Вектор индукции \vec{B} магнитного поля Земли можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие: горизонтальную \vec{B}_G , параллельную горизонтальной плоскости, и вертикальную \vec{B}_V –

вдоль радиуса Земли. Тогда $B = \frac{B_{\Gamma}}{\cos \varphi}$. В данной работе вертикальная составляющая \vec{B}_B компенсируется силой трения на оси магнитной стрелки компаса.

Для определения величины горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли используется тангенс-гальванометр. Он представляет собой несколько проволочных круговых витков, в центре которых на вертикальной оси расположена магнитная стрелка. Поверх стрелки укреплен тонкий круглый диск со шкалой, поделенной на градусы. На оправе этого компаса имеется приспособление (специальный окуляр) для отсчета угла.

При отсутствии тока в витках тангенс-гальванометра (ТГ) магнитная стрелка под действием горизонтальной составляющей \vec{B}_{Γ} устанавливается в плоскости магнитного меридиана. Совместим плоскость витков со стрелкой и, следовательно, с плоскостью магнитного меридиана. При пропускании тока через витки на магнитную стрелку кроме горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли будет действовать магнитное поле кругового тока, индукция которого в центре круга равна

$B_{\kappa} = \frac{\mu_0 n I}{2R}$ и направлена перпендикулярно плоскости витков; n – число витков, R – радиус витков. Магнитная стрелка отклонится от плоскости магнитного меридиана на угол α и установится по направлению результирующего вектора индукции \vec{B}_0 (рис. 9). Из прямоугольного треугольника следует **расчетная формула** для нахождения горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли:

$$B_{\Gamma} = B_{\kappa} \operatorname{ctg} \alpha = \frac{\mu_0 n I}{2R \operatorname{tg} \alpha}. \quad (2.7.24)$$

При изменении направления тока в витках на противоположное получается картина, симметричная относительно плоскости витков.

Порядок выполнения задания

1. Установить плоскость витков в плоскости магнитного меридиана. Для этого, поворачивая плоскость витков, добиться, чтобы в отсчетном окуляре было видно показание 90° или 270° .

2. Получить у преподавателя задание: какую установить силу тока в цепи; выбрать и установить определенное количество витков в тангенс-гальванометре.

3. Замкнуть цепь ключом К и установить с помощью реостата нужное значение силы тока.

4. Снять показание тангенс-гальванометра α_1 . Занести в табл. 2.

Таблица 2

№	n	I, А	α_1 , град	α_2 , град	α , град	B_T , Тл	ΔB_T , Тл	δB_T
1								
2								
3								
4								
5								
Среднее значение								

5. Изменить с помощью ключа К направление тока в витках и снять показание тангенс-гальванометра α_2 . Занести в табл. 2.

6. Определить величину α по формуле $\alpha = \frac{|\alpha_1 - \alpha_2|}{2}$.

7. Изменив по указанию преподавателя величину силы тока или количество витков, определить таким же образом еще 2 значения α . Занести в табл. 2.

8. Вычислить значение B_T по расчетной формуле (2.7.23) для каждого измерения.

9. Найти среднее значение B_T , среднюю абсолютную погрешность ΔB_T и относительную погрешность δB_T . Занести в табл. 2.

Вопросы для самоконтроля

1. Каким образом проявляется магнитное поле? Каковы источники магнитного поля?

2. Что такое магнитный момент рамки (контура) с током? Как он направлен?

3. Дайте определение вектора индукции магнитного поля \vec{B} (его величины и направления). В каких единицах измеряется индукция магнитного поля?

4. Какие линии называются линиями индукции магнитного поля? Какой вид имеют линии индукции прямого тока?

5. Сформулируйте принцип суперпозиций магнитных полей.

6. Запишите закон Био–Савара–Лапласа. Объясните смысл всех входящих туда величин.

7. Сформулируйте и запишите теорему о циркуляции вектора индукции магнитного поля (закон полного тока для магнитного поля в вакууме).

8. Сформулируйте и запишите теорему Остроградского–Гаусса для магнитного поля.

9. Сформулируйте и запишите в векторной форме закон Ампера для проводника с током, помещенного в магнитное поле. Как определить направление силы Ампера?

10. Как взаимодействуют два параллельных проводника с токами, если: а) токи текут в одном направлении; б) токи текут в противоположных направлениях? (Закон Ампера для параллельных токов.)

11. Из закона Ампера для параллельных токов дайте определение единицы измерения силы тока 1 А.

12. (Для задания 1.) Дать описание метода определения индукции магнитного поля, использованного в данной лабораторной работе. Записать расчетную формулу.

13. (Для задания 2.) Как с помощью тангенс-гальванометра определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли? Записать расчетную формулу.

Лабораторная работа 2.8

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ $B = B(H)$ И $\mu = \mu(H)$ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ И ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА У ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Цель работы: экспериментально изучить зависимости индукции магнитного поля B в ферромагнетике и магнитной проницаемости μ ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля; получить петлю гистерезиса для трансформаторного железа, экспериментально определить ферромагнитные характеристики трансформаторного железа; экспериментально определить температуру (точку) Кюри ферромагнетика.

Введение

Магнитное поле в веществе

Все вещества, помещенные во внешнее магнитное поле, создают собственное магнитное поле, т. е., как говорят, намагничиваются.

По магнитным свойствам все вещества можно разделить на три группы: диамагнетики, парамагнетики и сильно магнитные вещества (ферромагнетики, ферримагнетики, антиферромагнетики).

Для объяснения многих магнитных явлений можно использовать квазиклассическую планетарную модель атома. Электроны, обращающиеся по орбитам, представляют собой замкнутые электрические токи (микротоки, существование которых предполагал еще Ампер), ответственные за намагничивание вещества.

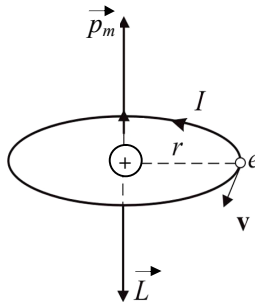


Рис. 1

Орбитальный магнитный момент электрона, движущегося по круговой орбите радиуса r , $p_m = IS = e\nu\pi r^2$, а его орбитальный механический момент импульса $L = mvr = m2\pi\nu r^2$ (см. рис. 1).

Направления \vec{p}_m и \vec{L} противоположны. Поэтому $\vec{p}_m = -\frac{e}{2m}\vec{L} = g\vec{L}$,

величину $g = -\frac{e}{2m}$ называют гиромагнитным отношением для орбитальных моментов.

Кроме орбитального механического момента импульса, электрон обладает собственным механическим моментом импульса \vec{L}_s , который называется спином.

Спину электрона соответствует собственный (спиновый) магнитный момент \vec{p}_{ms} .

Проекция спина на направление вектора \vec{B} внешнего магнитного поля может принимать только одно из следующих двух значений:

$p_{msB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm\mu_B$, где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h – постоянная Планка);

μ_B – магнетон Бора, являющийся единицей магнитного момента электрона.

Магнитный момент атома равен векторной сумме магнитных моментов (орбитальных и спиновых) всех электронов в атоме

$$\vec{p}_a = \sum \vec{p}_m + \sum \vec{p}_{ms}.$$

Значит, магнитные моменты атомов могут быть равными нулю и отличными от нуля в зависимости от строения электронных оболочек.

Диамagnetики

У диамagnetиков в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов вещества равны нулю. При помещении атома во внешнее магнитное поле в общем случае, когда направление поля не перпендикулярно к плоскости орбиты электрона, возникает момент сил, приводящий к равномерному вращению плоскости орбиты электрона вокруг направления внешнего поля. Такое вращение называется прецессией (рис. 2).

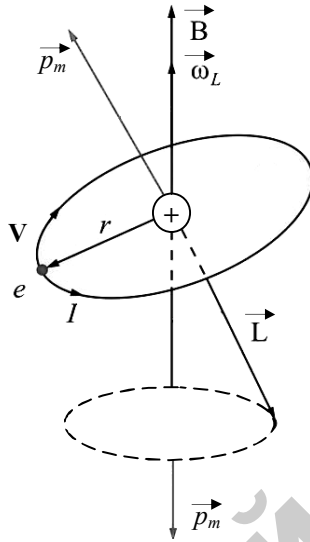


Рис. 2

Прецессия – такое движение орбиты, при котором нормаль к ее плоскости описывает коническую поверхность вокруг силовой линии

внешнего магнитного поля \vec{B} с ларморовской частотой $\vec{\omega}' = \frac{|e|\hbar}{2m} \vec{B}$,

где $|e|\hbar$ – абсолютная величина заряда электрона; m – его масса; \vec{B} – индукция внешнего магнитного поля; $\vec{\omega}'$ – вектор мгновенной угловой скорости прецессии. Прецессия приводит к появлению дополни-

тельного орбитального тока $\Delta I = e \frac{\omega'}{2\pi}$ и соответствующего ему

наведенного орбитального магнитного момента $\Delta \vec{p}_m = -\frac{e^2 S_{\perp}}{4\pi m} \vec{B}$.

По направлению вектор $\Delta \vec{p}_m$ противоположен вектору \vec{B} , это означает, что дополнительное наведенное магнитное поле ослабляет действие внешнего поля. К диамагнетикам относятся медь, висмут, серебро, золото, углерод, ртуть и другие вещества.

Парамагнетики

У парамагнетиков атомы вещества имеют собственные магнитные моменты, не равные нулю. Во внешнем магнитном поле в таких веществах на атомы действует вращающий момент сил, ориентирующий их так, чтобы собственные магнитные моменты были направлены по направлению внешнего поля. Поэтому парамагнетики усиливают внешнее магнитное поле. Парамагнетиками являются натрий, калий, алюминий, хром, марганец и др.

Вещество, помещенное во внешнее магнитное поле, намагничивается. Степень намагничивания вещества принято характеризовать вектором намагничивания \vec{J} . Вектором намагничивания называется физическая величина, численно равная суммарному

магнитному моменту единицы объема вещества $\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V}$, где

$\sum_{\Delta V} \vec{p}_m$ – суммарный магнитный момент вещества в объеме ΔV .

Для многих веществ вектор намагничивания пропорционален напряженности магнитного поля \vec{H} , вызывающего намагничивание $\vec{J} = \chi \vec{H}$, где χ – магнитная восприимчивость вещества.

Магнитная восприимчивость парамагнетиков положительна ($\chi > 0$), диамагнетиков – отрицательна ($\chi < 0$).

Магнитное поле, создаваемое магнетиком, векторно складывается с внешним магнитным полем, и суммарное поле характеризуется индукцией магнитного поля $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}$ или $\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Каждый магнетик характеризуется **магнитной проницаемостью** μ , показывающей, во сколько раз индукция поля \vec{B} в магнетике отличается от индукции \vec{B}_0 магнитного поля в вакууме

$\mu = \frac{\vec{B}}{B_0} = 1 + \chi$. Следовательно, для диамагнетиков $\mu < 1$, а для пара-

магнетиков $\mu > 1$.

Как диа-, так и парамагнетики незначительно изменяют внешнее магнитное поле, и величина μ для них мало отличается от единицы. Например, для воды $\mu = 0,999991$, а для алюминия $\mu = 1,000021$.

Ферромагнетики

В природе существуют парамагнетики, обладающие целым рядом свойств, которые позволяют выделить их в особую группу, получившую название ферромагнетиков. Ферромагнетиками являются железо, никель, кобальт, гадолиний, а также многие сплавы. К особым свойствам ферромагнетиков относятся:

1. Нелинейность зависимостей величин вектора намагничивания \vec{J} и индукции магнитного поля B в ферромагнетике от напряженности магнитного поля H (рис. 3, а, б).

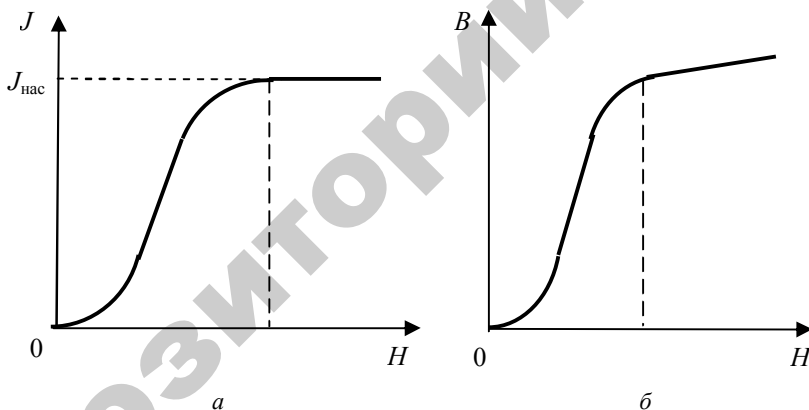


Рис. 3

2. Высокая относительная магнитная проницаемость ($\mu \gg 1$), сложным образом зависящая от напряженности магнитного поля H . Поскольку $\mu = 1 + \chi$, то магнитная восприимчивость $\chi \gg 1$ также зависит от напряженности магнитного поля.

Типичная зависимость $\mu(H)$ приведена на рис. 4. В таблицах обычно приводятся значения максимальной магнитной проницаемости материала.

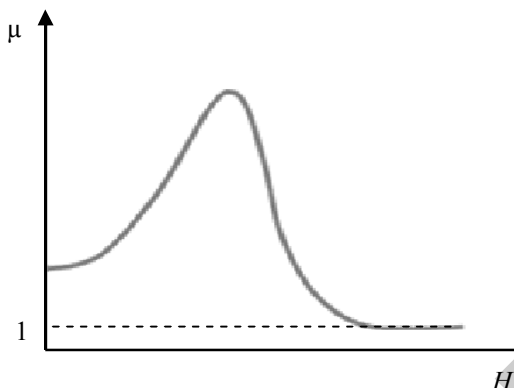


Рис. 4

3. Наличие остаточной намагниченности после снятия внешнего магнитного поля и связанное с ней наличие гистерезиса в зависимостях $J = J(H)$ и $B = B(H)$.

4. Существование температуры, называемой точкой Кюри, при нагревании выше которой ферромагнетик теряет свои ферромагнитные свойства и ведет себя как обычный парамагнетик.

Характерной особенностью процесса намагничивания ферромагнетиков является так называемый *гистерезис*, т. е. зависимость намагничивания от предыстории образца. Кривая намагничивания $B(H)$ ферромагнетика представляет собой петлю сложной формы, которая называется *петлей гистерезиса* (см. рис. 5).

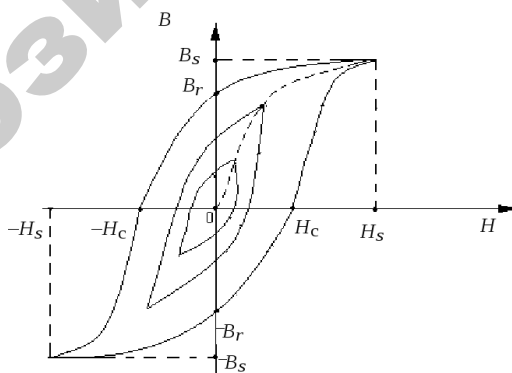


Рис. 5

Из рис. 4 видно, что при $|H| > H_s$ наступает магнитное насыщение – намагниченность образца достигает максимального значения. Если теперь, уменьшая напряженность H внешнего поля, довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит остаточную намагниченность B_r . Для того чтобы полностью размагнитить ферромагнетик, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести H до значения $-H_c$, которое принято называть **коэрцитивной силой**. Далее процесс перемагничивания повторяется.

В связи с неоднозначностью зависимости B от H понятия относительной магнитной проницаемости и магнитной восприимчивости ферромагнетиков применяются лишь к основной кривой намагничивания, соответствующей намагничиванию ферромагнетика, не подвергавшегося ранее намагничиванию.

Различают магнитомягкие и магнито жесткие ферромагнетики. У магнитомягких ферромагнетиков значения коэрцитивной силы H_c невелики и петля гистерезиса таких материалов достаточно «узкая». Материалы с большим значением коэрцитивной силы, т. е. имеющие «широкую» петлю гистерезиса, относятся к магнито жестким.

Природа ферромагнетизма может быть до конца понята только на основе квантовых представлений. Качественно ферромагнетизм объясняется наличием собственных (спиновых) магнитных полей у электронов. В кристаллах ферромагнитных материалов возникают условия, при которых, вследствие сильного взаимодействия спиновых магнитных полей соседних электронов, энергетически выгодной становится их параллельная ориентация. В результате такого взаимодействия внутри кристалла ферромагнетика возникают самопроизвольно намагниченные области размером порядка $10^{-2} \dots 10^{-4}$ см. Эти области называются **доменами**. Каждый домен представляет собой небольшой магнит (рис. 6).

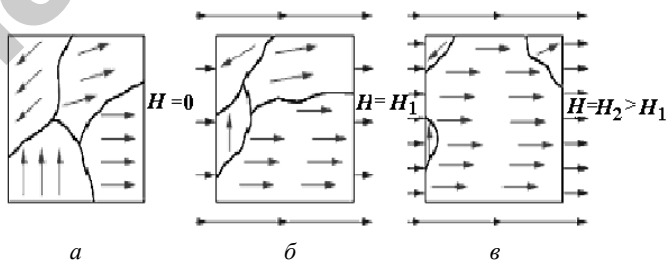


Рис. 6

В отсутствие внешнего магнитного поля направления векторов индукции магнитных полей в различных доменах ориентированы в большом кристалле хаотически (рис. 6, а). Такой кристалл в среднем окажется ненамагниченным. При наложении внешнего магнитного поля H происходит смещение границ доменов так, что объем доменов, ориентированных по внешнему полю, увеличивается (рис. 6, б). С увеличением индукции внешнего поля возрастает магнитная индукция намагниченного вещества. При достаточно сильном внешнем поле процессы смещения доменных границ становятся необратимыми. То есть при уменьшении величины внешнего поля зависимость $B(H)$ будет иной, чем при увеличении, – это и есть магнитный гистерезис.

В очень сильном внешнем поле домены, в которых собственное магнитное поле совпадает по направлению с внешним полем, поглощают все остальные домены, и наступает магнитное насыщение (рис. 6, в).

Зависимость магнитной восприимчивости χ (соответственно, и относительной магнитной проницаемости μ) от температуры для различных магнетиков различна. Для диамагнетиков χ от температуры не зависит. Для парамагнетиков имеет место зависимость, определяемая законом Кюри $\chi = \frac{C}{T}$, где C – постоянная Кюри, различная для разных парамагнетиков.

Для ферромагнетиков в достаточно большом интервале температур χ почти не зависит от температуры, однако при температурах выше точки Кюри T_K тепловое движение разрушает параллельную ориентацию спиновых магнитных моментов, т. е. домены перестают существовать и ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону

Кюри–Вейсса $\chi = \frac{C'}{T - T_K}$, где C' – постоянная Кюри–Вейсса,

зависящая от рода вещества.

Задание 1. Изучение зависимостей $B = B(H)$ и $\mu = \mu(H)$ ферромагнетиков

Цель работы: экспериментально изучить зависимости индукции магнитного поля B в ферромагнетике и магнитной проницаемости μ ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля.

Описание лабораторной установки и методики измерений

Из исследуемого ферромагнетика (трансформаторного железа) изготовлен замкнутый сердечник (см. рис. 7).

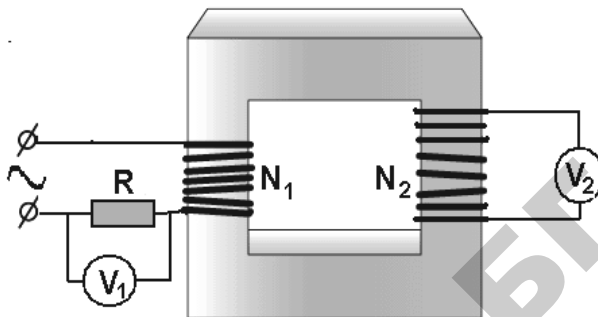


Рис. 7

На сердечник намотаны две катушки – N_1 и N_2 . Катушка N_1 служит для создания намагничивающего поля. Переменный ток в этой катушке создает в сердечнике магнитное поле, напряженность которого $H(t) = \frac{N_1 I(t)}{l}$, где $I(t) = I_m \sin \omega t$; N_1 – число витков в намагничивающей катушке; l – длина сердечника по средней линии; ω – циклическая частота переменного тока.

Так как вольтметр V_1 измеряет действующее значение напряжения U_1 на сопротивлении R , то $I_m = \frac{U_m}{R} = \frac{U_1 \sqrt{2}}{R}$ и максимальное значение напряженности магнитного поля в сердечнике

$H_m = \frac{N_1 I_m}{l} = \frac{N_1 U_1 \sqrt{2}}{Rl}$. ЭДС индукции в катушке из N_2 витков по закону Фарадея равна скорости изменения магнитного потока в ней: $\mathcal{E}(t) = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB(t)}{dt}$, где $B(t) = B_m \sin \omega t$ – индукция магнитного поля в сердечнике из исследуемого ферромагнетика;

S – площадь поперечного сечения сердечника. Учитывая зависимость $B(t)$, получаем $\mathcal{E}(t) = N_2 S B_m \omega \cos \omega t$. Максимальное значение ЭДС индукции $\mathcal{E}_m = N_2 S B_m \omega = N_2 S B_m 2\pi\nu$. Из последнего выражения получаем, учитывая, что вольтметр V_2 измеряет действительное значение ЭДС индукции $U_2 = \mathcal{E}_m / \sqrt{2}$, $B_m = \frac{U_2 \sqrt{2}}{N_2 S 2\pi\nu}$.
 Магнитная проницаемость для каждого значения тока в намагничивающей катушке $\mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}$. В условиях опыта $\omega = 2\pi\nu = 314$, так как $\nu = 50$ Гц.

Порядок выполнения задания

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки (рис. 8).

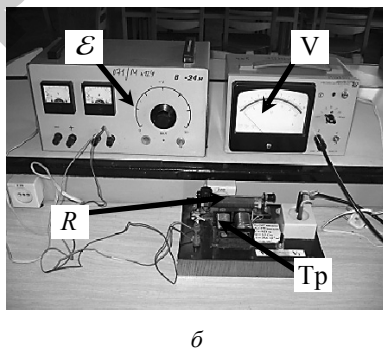
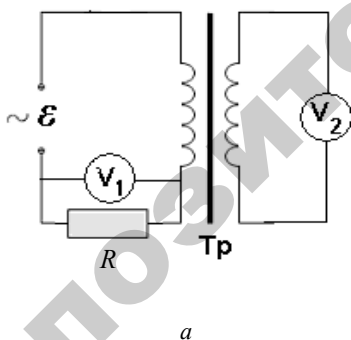


Рис. 8. Принципиальная схема (а) и общий вид (б) лабораторной установки:
 \mathcal{E} – регулируемый источник переменного тока;
 V – вольтметр для измерения напряжений U_1 и U_2 ; R – резистор;
 Тр – замкнутый сердечник из исследуемого ферромагнетика с намагничивающей и измерительной обмотками

2. Запишите в табл. 1 данные схемы, которые указаны на установке.

3. Изменяя напряжение U_1 от 0,2 В до 1,0 В с шагом 0,1 В, измерьте соответствующие напряжения U_2 и занесите значения U_1 и U_2 в табл. 1 (при положении тумблера V_1 вольтметр измеряет значение U_1 ; при положении тумблера V_2 вольтметр измеряет U_2).

4. Для каждого измерения рассчитайте $I_1 = \frac{U_1}{R}$, $H_m = \frac{N_1 I_1 \sqrt{2}}{l}$,

$$B_m = \frac{U_2 \sqrt{2}}{N_2 S 2\pi v}, \quad \mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}.$$

5. По экспериментальным данным постройте графики зависимостей $B = f(H)$ и $\mu = f(H)$.

Таблица 1

Данные схемы: $R =$ _____ Ом; $N_1 =$ _____; $N_2 =$ _____; $l =$ _____ м; $S =$ _____ м ²						
№ измерения	U_1 , В	I_1 , А	U_2 , В	H_m , А/м	B_m , Тл	μ
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						
10						
11						
12						
13						
14						
15						

Задание 2. Изучение явления гистерезиса у ферромагнетиков

Цель работы: получить петлю гистерезиса для трансформаторного железа и экспериментально определить ферромагнитные характеристики трансформаторного железа.

Описание лабораторной установки и методика измерений

На замкнутый сердечник из ферромагнитного материала намотаны две обмотки с числом витков N_1 и N_2 (рис. 9). Переменный ток, протекающий по намагничивающей обмотке, содержащей N_1 витков, создает переменное магнитное поле. Напряженность этого поля H в каждый момент времени пропорциональна мгновенному значению тока I и определяется по формуле $H = \frac{N_1 I}{l}$, где l – длина средней линии сердечника.

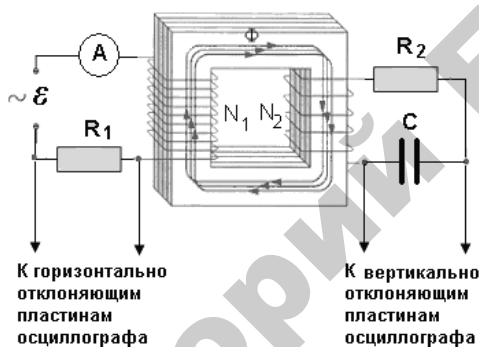


Рис. 9

На пластины «X» осциллографа подается напряжение с сопротивления R_1 , пропорциональное току в первичной обмотке. Отклонение луча в горизонтальном направлении l_{xm} пропорционально амплитудному значению тока, а значит и амплитудному значению напряженности магнитного поля H_m , которое определяется формулой

$H_m = \frac{N_1 I_m}{l} = \frac{N_1}{l} \sqrt{2} I_1$, где I_1 – эффективное значение тока, измеряемое амперметром. Тогда масштаб горизонтальной оси h

рассчитывают как $h = \frac{H_m}{l_{xm}}$. Напряженность поля, соответствующую той или иной точке петли гистерезиса, можно рассчитать по формуле $H = h l_x$. В измерительной обмотке, содержащей N_2

витков, возникает электродвижущая сила индукции $\mathcal{E} = -N_2 S \frac{dB}{dt}$,

где S – площадь сечения сердечника. Во вторичной обмотке протекает ток I_2 , можно выразить \mathcal{E} как сумму падений напряжений на отдельных участках цепи:

$$\mathcal{E} = I_2 R_2 + L \frac{dI_2}{dt} + U_c,$$

где $I_2 R_2$ – падение напряжения на сопротивлении R_2 ;

$L \frac{dI_2}{dt}$ – ЭДС самоиндукции в измерительной обмотке;

U_c – падение напряжения на конденсаторе C .

Напряжение U_c выражается формулой $U_c = \frac{1}{C} \int I_2 dt$. Сопро-

тивление R_2 выбрано так, что $I_2 R_2 \gg L \frac{dI_2}{dt} + U_c$. Тогда

$\mathcal{E} \approx I_2 R_2$. Откуда $I_2 = \mathcal{E} / R_2 = -\frac{N_2 S}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt}$ и напряжение

$U_c = \frac{1}{C} \int I_2 dt = \frac{1}{C} \int -\frac{N_2 S}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt} dt = -\frac{N_2 S}{CR_2} \int dB = -\frac{N_2 SB}{CR_2}$, т. е. U_c про-

порционально B , и поэтому отклонение луча в вертикальном направлении l_{ym} пропорционально максимальному значению индукции магнитного поля B_m , так как на пластины «Y» подается напряжение с конденсатора C . Для B_m из последнего выражения

получаем $B_m = \frac{U_{Cm} CR_2}{N_2 S}$. Масштаб вертикальной оси равен

$b = \frac{B_m}{l_{ym}} = \frac{CR_2}{N_2 S} \cdot \frac{U_{Cm}}{l_{ym}}$, где $\frac{U_{Cm}}{l_{ym}} = k$ – масштабный коэффициент

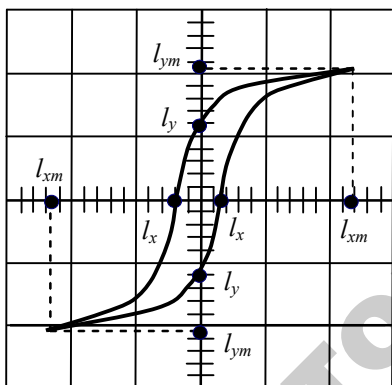
отклонения луча осциллографа по вертикальной оси. Этот коэффициент определяется по положению переключателя В/дел калиброванной

шкалы «Y» осциллографа. Тогда $b = \frac{CR_2}{N_2 S} k$. Индукцию магнитного

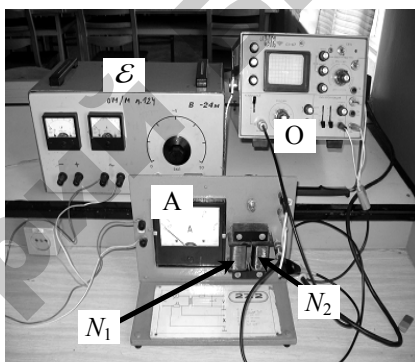
поля, соответствующую любой точке петли гистерезиса, можно получить по формуле $B = bl_y$.

Порядок выполнения задания

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки (принципиальная схема и общий вид установки представлены на рис. 10, а, б).



а



б

Рис. 10. Вид петли гистерезиса на экране осциллографа (а) и общий вид лабораторной установки (б):

\mathcal{E} – источник переменного тока; О – осциллограф;

А – амперметр; N_1 и N_2 – число витков в соответствующих обмотках

2. Ознакомьтесь с правилами пользования осциллографом.
3. Включите осциллограф и источник питания в сеть.
4. Запишите данные схемы, указанные на установке, в табл. 2.

Таблица 2

Данные схемы: $N_1 = \underline{\hspace{1cm}}$; $N_2 = \underline{\hspace{1cm}}$; $R_2 = \underline{\hspace{1cm}}$ Ом; $C = \underline{\hspace{1cm}}$ Ф; $l = \underline{\hspace{1cm}}$ м; $S = \underline{\hspace{1cm}}$ м ²					
$I_1, \text{ А}$	$k, \text{ В/дел}$	$I_{xm}, \text{ дел}$	$l_{ym}, \text{ дел}$	$I_x, \text{ дел}$	$l_y, \text{ дел}$

5. Регулируя ток I_1 (в пределах от 0 до 1,5 А) и изменяя положение переключателя В/дел осциллографа, получите хорошее изображение петли гистерезиса на экране осциллографа. Запишите показания амперметра I_1 и масштабный коэффициент отклонения луча осциллографа по вертикальной оси « k » (положение переключателя В/дел).

6. Нарисуйте петлю гистерезиса в масштабе 1:1 на миллиметровой бумаге. Занесите параметры петли гистерезиса l_x, l_{xm}, l_y, l_{ym} в табл. 2.

7. Рассчитайте масштаб вертикальной оси по формуле $b = \frac{CR_2}{N_2 S} k$

и индукцию $B_m = bl_{ym}$, а затем величину остаточной индукции $B_r = bl_y$.

8. Рассчитайте максимальное значение напряженности магнитного поля по формуле $H_m = \frac{N_1}{l} \sqrt{2} I_1$.

9. Определите масштаб горизонтальной оси $h = \frac{H_m}{l_{ym}}$ и коэрци-

тивную силу $H_c = hl_x$.

10. Определите относительную магнитную проницаемость ферромагнетика по формуле $\mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m}$.

11. Занесите полученные значения в табл. 3.

Таблица 3

$H_m, \text{А/м}$	$h, \frac{\text{А/м}}{\text{дел.}}$	$b, \frac{\text{Тл/м}}{\text{дел.}}$	$B_m, \text{Тл}$	$H_c, \text{А/м}$	$B_r, \text{Тл}$	μ

Задание 3. Определение точки Кюри ферромагнетика

Цель работы: экспериментально определить температуру (точку) Кюри ферромагнетика.

Описание лабораторной установки и методика измерений

Сердечник из исследуемого ферромагнетика, имеющий две обмотки, помещается в трубчатую печь. Температура в печи контролируется с помощью термометра (рис. 11).

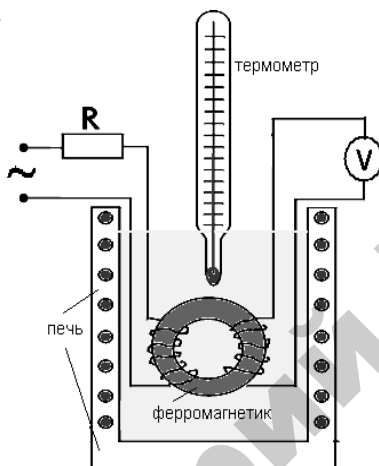


Рис. 11

Одна обмотка подключается к источнику переменного тока последовательно с сопротивлением R , ограничивающим ток. Вторая обмотка подключена к вольтметру переменного тока. При прохождении переменного тока через первую обмотку во второй возникает

ЭДС индукции $\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi}{dt}$, где N – число витков во второй

катушке; $\frac{d\Phi}{dt}$ – скорость изменения магнитного потока. Магнитный

поток равен $\Phi = BS = \mu_0 \mu HS$, где S – площадь одного витка.

Следовательно, ЭДС во второй обмотке можно записать как

$\mathcal{E} = -\mu_0 NS \frac{dH}{dt}$, где $\frac{dH}{dt}$ определяется изменением тока в первой

обмотке. При нагревании сердечника до температуры, соответ-

вующей точке Кюри, магнитная проницаемость μ уменьшается от больших значений до 1. Вследствие этого уменьшается ЭДС во второй обмотке. Определяя экспериментально, при какой температуре перестает уменьшаться напряжение второй обмотки, можно определить точку Кюри.

Порядок выполнения задания

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки.
2. Включите вольтметр и источник питания. Установите ток (напряжение) по указанию преподавателя.
3. Включите печь и через каждые 5°C записывайте в табл. 4 показания вольтметра.

Таблица 4

		$t, ^\circ\text{C}$																		
$U, \text{ мВ}$	Нагревание																			
	Охлаждение																			
	Среднее значение																			

4. Когда измеряемое напряжение перестанет уменьшаться, выключите печь и записывайте показания вольтметра при охлаждении при тех же значениях температуры.
5. По средним значениям напряжения постройте графики зависимости напряжения от температуры при нагревании и охлаждении $U = f(t)$.
6. Определите точку Кюри по каждой кривой графической зависимости $U = f(t)$.

Вопросы для самоконтроля

1. Из каких магнитных моментов складывается магнитный момент атома?
2. Чем объясняется явление диамагнетизма? Какие вещества относятся к диамагнетикам?

3. Как ведут себя диамагнетики во внешнем магнитном поле?
4. Какие вещества являются парамагнетиками?
5. Как ведут себя парамагнетики во внешнем магнитном поле?
6. Дайте определение вектора намагничивания (намагниченности) магнетика.
7. Что такое магнитная восприимчивость вещества?
8. Что показывает магнитная проницаемость?
9. Какие значения имеет магнитная восприимчивость у диамагнетиков, парамагнетиков, ферромагнетиков?
10. Какими отличительными свойствами обладают ферромагнетики?
11. Что такое остаточная индукция?
12. Что такое коэрцитивная сила?
13. Чем объясняется явление ферромагнетизма? Как происходит намагничивание ферромагнетика?
14. Что такое точка Кюри? Чем объясняется ее существование?
15. Почему индукция магнитного поля в веществе отличается от индукции магнитного поля в вакууме?
16. Будет ли постоянный магнит притягивать железные опилки, если его нагреть выше температуры Кюри и медленно охладить? Ответ объясните.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ СОЛЕНОИДА МЕТОДОМ ЖУБЕРА

Цель работы: ознакомиться с явлением электромагнитной индукции; экспериментально определить индуктивность соленоида и изучить влияние магнитных свойств сердечника соленоида на его индуктивность.

Введение

Ампер, Эрстед, Био, Савар, Лаплас и др. показали, что проводники с током порождают в пространстве магнитное поле, что указывало на тесную взаимосвязь электрических и магнитных явлений. Выдающийся английский физик Майкл Фарадей предположил, что не только электрические заряды могут при своем движении порождать магнитные поля, но возможно также возникновение электрического тока в замкнутом проводнике под воздействием магнитного поля. После 10 лет упорного труда ему в 1831 г. удалось экспериментально показать **возникновение электрического тока в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции через поверхность, ограниченную этим контуром**. Это явление называется электромагнитной индукцией, а возникающий в контуре электрический ток называется **индукционным током**. Возникновение индукционного тока означает, что в рассматриваемом контуре возникает электродвижущая сила, называемая ЭДС электромагнитной индукции \mathcal{E} .

Напомним, что потоком магнитной индукции (магнитным потоком) сквозь некую элементарную поверхность dS (магнитное поле в ее пределах однородно, а сама она может считаться плоской) называется скалярная величина $d\Phi_B$, численно равная скалярному произведению векторов магнитной индукции \vec{B} и $d\vec{S}$:

$$d\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{S} = B dS \cos\alpha. \quad (2.9.1)$$

Здесь $d\vec{S}$ – вектор, модуль которого равен величине площадки dS , а направление его совпадает с направлением единичного вектора \vec{n} , перпендикулярного этой площадке; α – угол между векторами \vec{B} и \vec{n} (рис. 1).

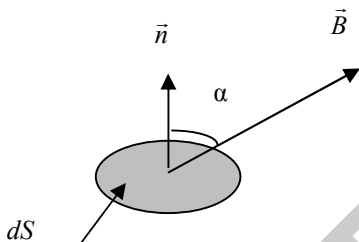


Рис. 1

Единицей измерения магнитного потока в системе СИ является *вебер* (Вб). Магнитный поток, равный 1 Вб, создается однородным магнитным полем с индукцией 1 Тл, перпендикулярной плоскому контуру площадью 1 м². Другими словами, при скорости изменения магнитного потока 1 Вб/с в контуре индуцируется ЭДС, равная 1 В.

В первой серии своих опытов Фарадей брал две катушки из медного провода, намотанного на слабомагнитные стержни, одна из которых была подсоединена к источнику ЭДС, а другая – к гальванометру. При неизменной силе тока в первой катушке гальванометр показывал отсутствие тока во второй. При размыкании или замыкании ключа в первой цепи во второй возникал кратковременный ток, названный Фарадеем индукционным, причем направления этого тока при замыкании и размыкании были противоположными. Заменяв ключ в первой цепи реостатом, Фарадей заметил, что при изменении силы тока I_1 в первой цепи во второй наводится индукционный ток, направление которого зависит от того, уменьшается или увеличивается I_1 . В последующей серии экспериментов Фарадей снова брал две катушки индуктивности, по одной из них протекал постоянный ток I_1 , а вторая была подсоединена к гальванометру. Ток во второй катушке отсутствовал, если взаимное расположение катушек оставалось неизменным. Если катушки сближались (при этом не имело значения, какая катушка двигалась,

а какая оставалась неподвижной), то во второй возникал индукционный ток I_2 одного направления, а при их удалении – противоположного направления. Причем величина индукционного тока зависела от относительной скорости перемещения. Эти эксперименты свидетельствовали о том, что причиной появления во второй катушке индукционного тока является изменение магнитного потока, пронизывающего эту катушку. Чтобы окончательно убедиться в этом, Фарадей провел еще серию экспериментов: катушка, подключенная к источнику ЭДС, была заменена постоянным магнитом. Перемещение его вдоль оси второй катушки приводило к появлению тока I_2 , направление которого зависело от того, каким полюсом магнит был обращен к катушке и удалялся он или приближался; величина же его зависела, как и в предыдущих экспериментах, от скорости перемещения магнита относительно катушки с гальванометром.

Обобщая свои опыты, Фарадей нашел, что ЭДС электромагнитной индукции \mathcal{E}_i возникает в токопроводящем контуре всякий раз, когда происходит изменение магнитного потока, пронизывающего рассматриваемый контур. Причем ее величина не зависит от способа изменения магнитного потока (путем изменения геометрии контура, изменения его положения в пространстве или вследствие изменения магнитной индукции во времени в месте расположения контура). В любом случае величина ЭДС электромагнитной индукции пропорциональна скорости изменения магнитного потока Φ_B сквозь поверхность, ограниченную этим контуром:

$$\mathcal{E}_i \sim \frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (2.9.2).$$

Петербургский профессор Э. Х. Ленц изучал связь между направлением индукционного тока и характером изменения магнитного потока, пронизывающего контур, в котором возникает индукционный ток. В результате исследований он в 1833 г. установил правило: *индукционный ток всегда направлен так, что созданное им магнитное поле препятствует изменению магнитного потока, вызвавшему появление этого индукционного тока.*

Правило Ленца отражает существенный физический факт – стремление системы противодействовать изменению ее состояния.

Если в соотношении (2.9.2) \mathcal{E}_i и Φ_B выразить в единицах СИ и учесть правило Ленца, то можно прийти к основному закону электромагнитной индукции:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi_B}{dt}. \quad (2.9.3)$$

ЭДС электромагнитной индукции, возникающая в проводящем контуре, равна по величине и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную этим контуром.

Явление электромагнитной индукции может проявляться и как явление самоиндукции, и как явление взаимной индукции.

Рассмотрим явление самоиндукции. Ток, текущий в контуре, создает магнитный поток, который пронизывает этот же контур. Другими словами, контур будет пронизываться собственным магнитным потоком. Если контур состоит из N витков, то говорят о полном потоке или потокосцеплении Ψ . В случае, когда каждый виток контура пронизывает одинаковый магнитный поток Φ_B , полный магнитный поток $\Psi = N\Phi_B$. Изменение тока в контуре приведет к изменению магнитного потока, пронизывающего этот же контур, что, в свою очередь, индуцирует в нем ЭДС. Таким образом, самоиндукцией называется ***возникновение ЭДС электромагнитной индукции в электрической цепи вследствие изменения в ней электрического тока.*** Эта ЭДС \mathcal{E}_s называется электродвижущей силой самоиндукции.

Согласно закону Био–Савара–Лапласа $B \sim I$, следовательно магнитный поток Φ и потокосцепление Ψ также пропорциональны I :

$$\Psi = LI. \quad (2.9.4)$$

Коэффициент пропорциональности L называется индуктивностью контура (проводника).

Единицу индуктивности в честь американского физика Дж. Генри (1798–1878 гг.) называют *генри* (Гн). Индуктивностью 1 Гн обладает контур, магнитный поток сквозь который при токе 1 А равен 1 Вб.

Индуктивность контура зависит от его геометрии (формы и размеров), а также от магнитных свойств окружающей среды.

Можно показать, что индуктивность длинного соленоида определяется следующим выражением:

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S, \quad (2.9.5)$$

где μ_0 – магнитная постоянная;

μ – магнитная проницаемость сердечника;

l – длина соленоида;

S – площадь поперечного сечения соленоида;

N – число витков соленоида;

n – число витков соленоида на единицу его длины.

Формула (2.9.5) справедлива и для тороида. Для тороида $l = 2\pi r_{\text{ср}}$, где $r_{\text{ср}}$ – радиус средней окружности тороида.

Из формулы (2.9.5) видно, что индуктивность соленоида зависит от магнитной проницаемости окружающей его среды. Магнитная проницаемость ферромагнетиков сложным образом зависит от напряженности магнитного поля. Напряженность же магнитного поля, в свою очередь, зависит от силы тока, протекающего по виткам соленоида (или какого-либо контура).

Таким образом, если вблизи соленоида (или контура) находятся ферромагнитные материалы, то его индуктивность будет зависеть от силы тока, текущего по его виткам, т. е. $L = L(I)$. Другими словами, линейная зависимость (2.9.4) между величинами Ψ и I имеет место только в отсутствие вблизи контура ферромагнетиков. Формула (2.9.5) справедлива и в случае, если сердечник соленоида или тороида сделан из ферромагнетика. При этом, однако, следует помнить, что магнитная проницаемость зависит не только от материала, но и от напряженности магнитного поля H , а значит, и от силы тока, поскольку $H = nI$, т. е. при токе, изменяющемся во времени, магнитная проницаемость сердечника, а значит, и индуктивность соленоида будут тоже зависеть от времени.

Из основного закона электромагнитной индукции найдем ЭДС самоиндукции:

$$\mathcal{E}_s = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right). \quad (2.9.6)$$

Последнюю формулу можно интерпретировать так: ЭДС самоиндукции может появиться как вследствие изменения силы тока в цепи (первое слагаемое), так и при изменении индуктивности контура (второе слагаемое). Если при изменении тока индуктивность L остается постоянной (это возможно при отсутствии ферромагнетиков),

то $\mathcal{E}_s = -L\frac{dI}{dt}$, т. е. причина ее появления – изменение тока в цепи.

В присутствии ферромагнетиков индуктивность недеформируемого контура зависит от I , поэтому $\frac{dL}{dt} = \frac{dL}{dI} \frac{dI}{dt}$, тогда выражение (2.9.6) примет вид: $\mathcal{E}_s = -\left(L + I\frac{dL}{dI}\right)\frac{dI}{dt}$. Величина, стоящая в скобках, называется динамической индуктивностью.

Рассмотрим явление взаимной индукции. Оно заключается в наведении ЭДС индукции во всех проводниках, находящихся вблизи цепи, по которой протекает ток, изменяющийся во времени. Возьмем два контура. Если в первом течет ток I_1 , то он создает во втором контуре магнитный поток $\Psi_2 = L_{21}I_1$. При изменении силы тока I_1 во втором контуре возникает ЭДС индукции $\mathcal{E}_2 = -L_{21}\frac{dI_1}{dt}$, где L_{21} – индуктивность второго контура.

Аналогично при изменении тока I_2 во втором контуре в первом возникает ЭДС индукции $\mathcal{E}_1 = -L_{12}\frac{dI_2}{dt}$. Такие контуры называются *связанными*. Коэффициенты L_{12} и L_{21} называются *взаимной индуктивностью контуров*, они также измеряются в Гн. Их значения зависят от формы, размеров и взаимного расположения контуров, а также от магнитной проницаемости окружающей среды. В отсутствие ферромагнетиков справедлива **теорема взаимности**:

$$L_{12} = L_{21}. \quad (2.9.7)$$

Теорема взаимности позволяет сравнительно просто рассчитывать магнитные потоки. Можно показать, что взаимная индуктивность двух катушек, намотанных на общий сердечник, определяется выражением

$$L_{12} = L_{21} = \mu_0 \mu \frac{N_1 N_2}{l} S. \quad (2.9.8)$$

Описание лабораторной установки и методики измерений

Рассмотрим RL -цепь (рис. 2), к которой подключен внешний источник переменной ЭДС промышленной частоты ($\nu = 50$ Гц).

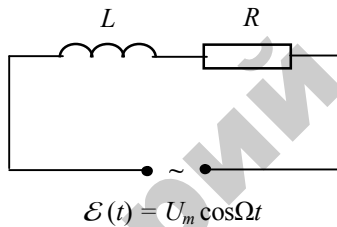


Рис. 2

Известно, что при соблюдении условия квазистационарности $\frac{l}{c} \ll T$, где l – длина рассматриваемой электрической цепи, c – скорость света в вакууме, а T – период электромагнитных колебаний, переменные токи такой частоты являются квазистационарными и к ним применим закон Ома. В рассматриваемой электрической цепи помимо внешней ЭДС действует еще ЭДС самоиндукции $\mathcal{E}_s = -L \frac{dI}{dt}$. Тогда на основе закона Ома получим соотношение

$$L \frac{dI}{dt} + IR = U_m \cos \Omega t, \quad (2.9.9)$$

где $\Omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота;

$L \frac{dI}{dt} = U_L$ – напряжение на катушке индуктивности, равное

по величине ЭДС самоиндукции;

$IR = U_R$ – напряжение на резисторе.

Уравнение (2.9.9) является дифференциальным неоднородным уравнением первого порядка с постоянными коэффициентами. Можно показать, что для установившихся колебаний его решением является функция $I(t) = I_m \cos(\Omega t - \varphi)$, где φ – разность фаз колебаний между внешней ЭДС и силой тока в RL -цепи. Тогда

$\frac{dI}{dt} = -I_m \Omega \sin(\Omega t - \varphi) = I_m \Omega \cos(\Omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})$. Само же уравнение

примет вид: $I_m \Omega L \cos(\Omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) + I_m R \cos(\Omega t - \varphi) = U_m \cos \Omega t$,

или $U_{Lm} \cos(\Omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) + U_{Rm} \cos(\Omega t - \varphi) = U_m \cos \Omega t$, где $U_{Lm} =$

$= \Omega L I_m$ – максимальное (амплитудное) значение напряжения на катушке индуктивности; $U_{Rm} = I_m R$ – амплитудное напряжение на резисторе. Каждое из слагаемых изменяется со временем по гармоническому закону с циклической частотой Ω , что позволяет применить метод векторных диаграмм. По направлению горизонтальной оси будем откладывать вектор, амплитуда которого имеет фазу колебаний $(\Omega t - \varphi)$ (см. рис. 3).

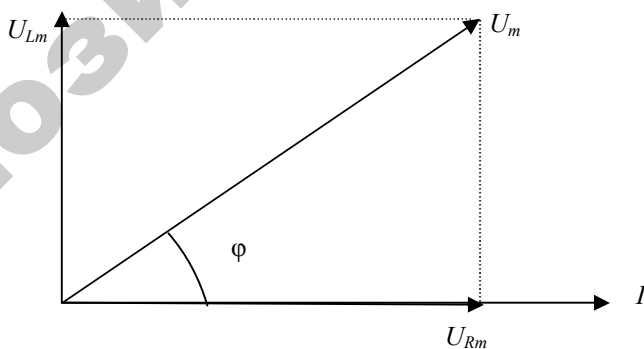


Рис. 3

Из теоремы Пифагора находим: $U_m = \sqrt{U_{Lm}^2 + U_{Rm}^2} = I_m \sqrt{\Omega^2 L^2 + R^2}$, откуда $I_m = \frac{U_m}{\sqrt{\Omega^2 L^2 + R^2}}$, где $Z = \sqrt{\Omega^2 L^2 + R^2}$ –

полное сопротивление рассматриваемой электрической цепи по переменному току, которое складывается из активного сопротивления R и индуктивного $X_L = \Omega L$, где $\Omega = 2\pi\nu$ ($\nu = 50$ Гц). Если RL -цепь подключить к источнику постоянной ЭДС, то в этом случае $\Omega = 0$, также $X_L = \Omega L = 0$, а значит $Z = R$. Зная R и Z , можно найти индуктивность соленоида: $L = \frac{1}{\Omega} \sqrt{Z^2 - R^2}$.

Порядок выполнения работы

Электрическая схема и общий вид установки приведены на рис. 4, а, б и рис. 5.

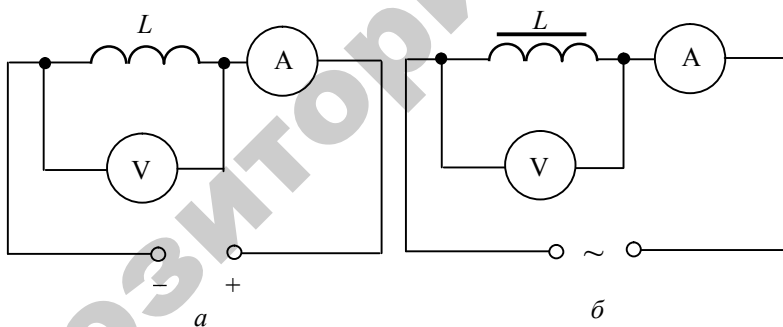


Рис. 4

1. Соберите схему, приведенную на рис. 4, а, затем подключите ее к клеммам регулируемого источника постоянного тока.

Значения измеряемых токов приведены в приложении к данной лабораторной работе, которое выдает лаборант. В соответствии с указаниями преподавателя установите пределы измерения на амперметре и вольтметре. Определите цену деления амперметра и вольтметра.

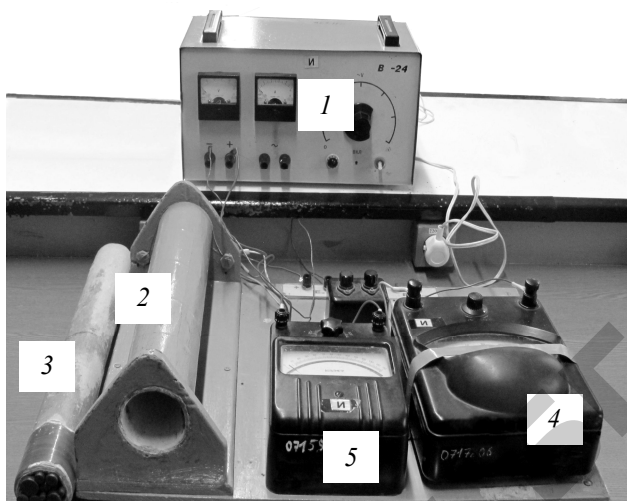


Рис. 5. Общий вид установки:

- 1 – регулируемый источник питания постоянного и переменного тока;
 2 – соленоид, в который может вдвигаться ферромагнитный сердечник 3;
 4 – амперметр; 5 – вольтметр

2. Сделайте не менее пяти измерений силы тока I и определите соответствующие значения напряжения U . Изменение тока осуществляйте с помощью регулируемого источника тока. Данные измерений запишите в табл. 1.

Таблица 1

№ опыта	I, A	U, B	$R, Ом$	$\Delta R, Ом$
1				
2				
3				
4				
5				
Среднее значение				

3. По закону Ома $R = \frac{U}{I}$ вычислите для каждого измерения активное сопротивление соленоида R , среднее значение сопротивления R_{cp} и среднюю абсолютную погрешность ΔR_{cp} .

4. Отключите электрическую цепь от источника постоянного тока.
5. Соберите электрическую цепь, приведенную на рис. 4, б, и подключите ее к клеммам (обозначены на приборе «~») регулируемого источника переменного тока (см. рис. 4, б). Вдвиньте в соленоид сердечник на половину его длины.
6. Значения измеряемых токов задает преподаватель. В соответствии с указаниями преподавателя установите пределы измерения на амперметре и вольтметре. Определите цену деления амперметра и вольтметра. Сделайте не менее пяти измерений силы тока I и соответствующего напряжения U . Данные измерений запишите в табл. 2.

Таблица 2

Положение сердечника	№ опыта	I , А	U , В	Z , Ом	ΔZ , Ом	L , Гн
Сердечник вдвинут на 0,5 своей длины	1					
	2					
	3					
	4					
	5					
	Среднее значение					
Сердечник вдвинут полностью	1					
	2					
	3					
	4					
	5					
	Среднее значение					

7. Полностью введите сердечник в соленоид. Повторите измерения в соответствии с п. 6.

8. Используя данные измерений п. 6 и п. 7, вычислите по закону

Ома $Z = \frac{U}{I}$ для каждого измерения полное сопротивление соленоид

Z , средние значения сопротивления $Z_{\text{ср}}$, абсолютную погрешность ΔZ , среднюю абсолютную погрешность $\Delta Z_{\text{ср}}$ и занесите их в табл. 2.

9. По средним значениям активного и полного сопротивлений соленоида вычислите по формуле $L = \frac{1}{\omega} \sqrt{Z^2 - R^2}$ его индуктивность с сердечником, вдвинутым в соленоид на половину его длины и вдвинутым в соленоид полностью.

10. По формуле $X_L = \omega L$ вычислите индуктивное сопротивление соленоида с сердечником, вдвинутым на половину его длины и вдвинутым полностью.

Вопросы для самоконтроля

1. Что называется явлением электромагнитной индукции?
2. Какое явление называется самоиндукцией?
3. Дайте определение магнитного потока.
4. Назовите единицы измерения магнитного потока.
5. По каким причинам может изменяться магнитный поток, пронизывающий контур?
6. Назовите единицы измерения индуктивности.
7. От чего зависит индуктивность контура?
8. Зависит ли индуктивность контура от материала проволоки?
9. Сформулируйте и запишите основной закон электромагнитной индукции.
10. Сформулируйте правило Ленца.
11. Дайте определение индуктивности контура.
12. Приведите формулу, по которой можно определить ЭДС самоиндукции при неизменной индуктивности контура.
13. Приведите формулу, по которой можно рассчитать индуктивность длинного соленоида.
14. В чем состоит явление взаимной индукции?
15. От чего зависит взаимная индуктивность контуров?
16. Приведите формулу, по которой можно рассчитать взаимную индуктивность двух катушек.
17. Как влияет индуктивность контура на скорость изменения тока в нем?
18. Объясните, почему индуктивность соленоида при полностью вдвинутом сердечнике больше, чем при вдвинутом на половину длины сердечника.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Цель работы: экспериментально изучить характеристики затухающих электромагнитных колебаний; ознакомиться с явлением резонанса в последовательном колебательном контуре; освоить методику измерения зависимостей тока и напряжения в колебательном контуре от частоты внешнего источника ЭДС.

Введение

Электромагнитные колебания – это периодические изменения во времени электрического заряда, электрического тока, напряжения, а также изменения электрического и магнитного полей.

Цепь, содержащая электроемкость и катушку индуктивности, называется **колебательным контуром**, в котором при определенных условиях могут возникнуть электромагнитные колебания. Катушка индуктивности и провода обладают некоторым активным сопротивлением R . Колебательный контур, в котором таким сопротивлением можно пренебречь, т. е. считать $R = 0$, называется **идеальным колебательным контуром**. Колебания в таком контуре можно вызвать как сообщив электрический заряд обкладкам конденсатора, так и возбудив в катушке индуктивности электрический ток. Рассмотрим первый способ (рис. 1). Подключим конденсатор к источнику тока (рис. 1, а). Конденсатор зарядится. Энергия электрического поля, заключенного между его обкладками, равна

$$\frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}$$
. Затем ключ К переведем в положение 2, отключив

конденсатор от источника ЭДС, и замкнем его на катушку индуктивности, создав тем самым колебательный контур (рис. 1, б). Конденсатор начнет разряжаться, по цепи пойдет электрический ток I (направление тока на рисунках показано стрелкой). Энергия электрического поля уменьшается, а энергия магнитного поля, обусловленного током, протекающим через соленоид, увеличивается.

Когда напряжение на обкладках конденсатора станет равным нулю (рис. 1, в), вся электрическая энергия, запасенная в конденсаторе колебательного контура ($R = 0$, поэтому энергией, теряемой на излучение, можно пренебречь) перейдет в магнитную энергию катушки, равную $\frac{LI^2}{2}$. Ток в этот момент будет максимален.

Начиная с этого момента ток, не изменяя своего направления, постепенно уменьшается до тех пор, пока не произойдет полная перезарядка конденсатора (рис. 1, г). После ее осуществления конденсатор снова начнет разряжаться (рис. 1, д), ток при этом будет идти в противоположном направлении и снова через некоторое время достигнет максимального значения. В этот момент конденсатор полностью разрядится: вся энергия электрического поля конденсатора перейдет в его магнитную составляющую. После этого ток уменьшится, произойдет перезарядка конденсатора (рис. 1, е), система вернется в свое исходное состояние – она совершила одно колебание.

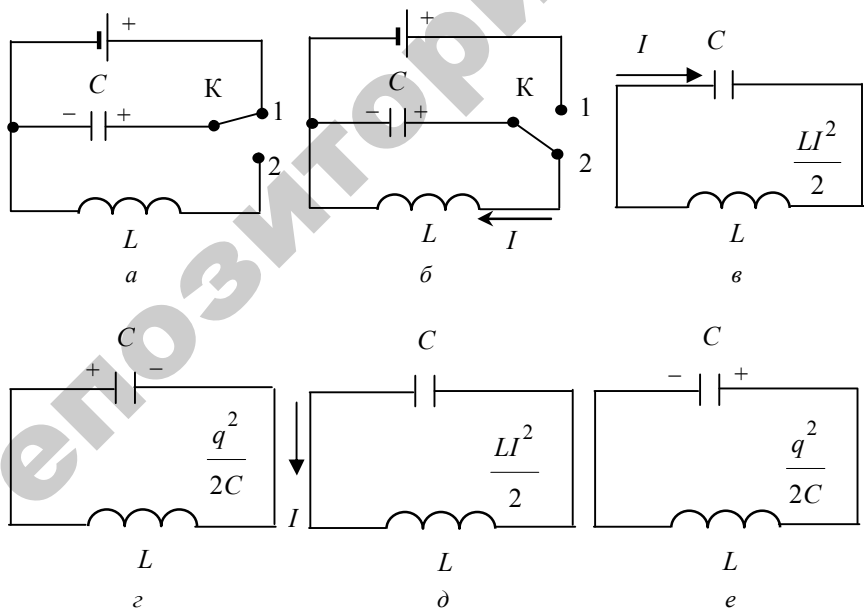


Рис. 1

Дифференциальное уравнение свободных незатухающих колебаний в идеальном колебательном контуре имеет вид:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (2.10.1)$$

Введем обозначение $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ – собственной частоты колебательного контура, которая зависит только от параметров колебательного контура (L и C). Уравнение (2.10.1) в этом случае будет иметь вид:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (2.10.2)$$

Этому уравнению удовлетворяет функция

$$q(t) = q_m \cos(\omega_0 t + \alpha), \quad (2.10.3)$$

где q_m – максимальный заряд на обкладках конденсатора;
 $(\omega_0 t + \alpha)$ – фаза колебания;
 α – начальная фаза колебания.

Значения q_m и α определяются из начальных условий.

Таким образом, заряд на обкладках конденсатора изменяется по гармоническому закону с частотой ω_0 . Период свободных колебаний имеет вид:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (2.10.4)$$

Данная формула называется формулой Томсона.

Закон изменения напряжения на обкладках конденсатора имеет вид: $U(t) = U_m \cos(\omega_0 t + \alpha)$, где $U_m = \frac{q_m}{C}$ – максимальное значение

напряжения на обкладках конденсатора. Сила тока в рассматриваемом колебательном контуре изменяется во времени следующим образом: $I(t) = I_m \cos(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2})$. Здесь $I_m = \omega_0 q_m$ – максимальный ток, протекающий по колебательному контуру. Сравнивая выражения $U(t)$ и $I(t)$, можно заключить, что колебания силы тока в цепи опережает по фазе колебания напряжения на обкладках конденсатора на $\frac{\pi}{2}$.

Между напряжением и током, как известно, существует связь. Найдем соотношение между U_m и I_m . Это можно сделать двумя способами:

1) исходя из закона сохранения энергии:
$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2};$$

2) учитывая, что $U_m = \frac{q_m}{C}$, $I_m = \omega_0 q_m$ и $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, в результате получим:

$$U_m = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m. \quad (2.10.5)$$

По аналогии с активным сопротивлением величину $\sqrt{\frac{L}{C}}$ называют волновым сопротивлением.

Свободные затухающие колебания. Любой реальной колебательный контур (рис. 2) обладает активным сопротивлением, на котором выделяется тепловая энергия Джоуля–Ленца, т. е. в любом колебательном контуре теряется часть энергии, вследствие чего колебания в контуре затухают. Дифференциальное уравнение для рассматриваемых колебаний может быть получено на основе закона сохранения энергии или исходя из закона Ома для неоднородной цепи. Воспользуемся первым способом. Полная электромагнитная энергия W в колебательном контуре в произвольный момент времени включает в себя энергию электрического поля

между обкладками конденсатора ($W_C = \frac{q^2}{2C}$) и энергию магнитного поля тока, сосредоточенную главным образом в катушке индуктивности ($W_M = \frac{LI^2}{2}$). Для каждого момента времени уравнение, описывающее потери электромагнитной энергии контура, имеет вид: $-\frac{dW}{dt} = -\frac{d}{dt}(W_C + W_M) = -\frac{d}{dt}\left(\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}\right) = I^2 R$. Вычислив производную и сократив полученное уравнение на $I = \frac{dq}{dt}$, получим выражение $L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$. Поделив его на L и введя обозначения $\beta = \frac{R}{2L}$ и $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$, приходим к уравнению

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (2.10.6)$$

Уравнение (2.10.6) является дифференциальным уравнением свободных затухающих электромагнитных колебаний. Величина β называется коэффициентом затухания.

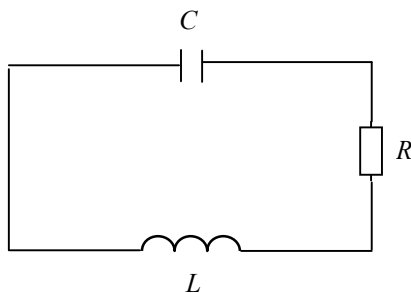


Рис. 2

При $\beta^2 < \omega_0^2$, т. е. при $\frac{R^2}{4L} < \frac{1}{LC}$, решение уравнения (2.10.6)

имеет вид:

$$q(t) = q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha), \quad (2.10.7)$$

где q_m и α находятся из начальных условий.

Множитель $e^{-\beta t}$ свидетельствует о том, что амплитуда затухающих колебаний убывает со временем по экспоненциальному закону (рис. 3).

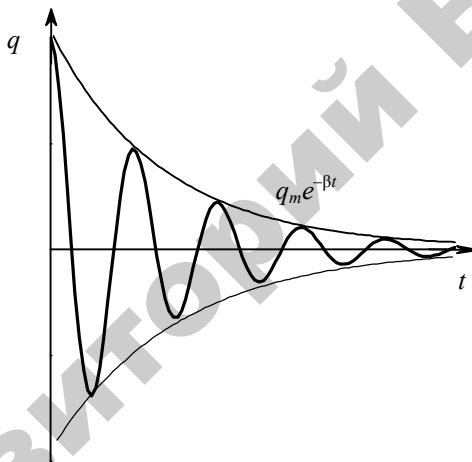


Рис. 3

Частота затухающих колебаний $\omega = \omega_0^2 - \beta^2$. Подставив в последнее выражение значения ω_0 и β , найдем $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$. Таким образом, частота затухающих колебаний меньше частоты свободных колебаний. Из двух последних выражений вытекает, что при $\beta^2 \geq \omega_0^2$, т. е. при $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$, колебания отсутствуют. В этом случае

будет протекать аperiodический разряд конденсатора. *Сопротивление контура, при котором колебательный процесс переходит*

в аperiodический, называется критическим: $R_k = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$.

Если активное сопротивление колебательного контура меньше критического сопротивления, то напряжение на обкладках конденсатора изменяется со временем по закону

$$U_C(t) = U_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha), \quad (2.10.8)$$

где $U_m = \frac{q_m}{C}$ – максимальное напряжение на обкладках конденсатора.

Сила тока в рассматриваемом колебательном контуре изменяется со временем по закону

$$I = I_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \Psi + \alpha), \quad (2.10.9)$$

где $I_m = \omega_0 q_m$, а угол Ψ определяется соотношениями

$$\cos \Psi = -\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = -\frac{\beta}{\omega_0}; \quad \sin \Psi = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = \frac{\omega}{\omega_0}.$$

Поскольку $\cos \Psi = -\frac{\beta}{\omega_0} < 0$, а $\sin \Psi = \frac{\omega}{\omega_0} > 0$, то $\frac{\pi}{2} < \Psi < \pi$,

т. е. ток в цепи опережает напряжение на конденсаторе по фазе больше, чем на $\frac{\pi}{2}$.

Рассмотрим характеристики затухающих колебаний. Из выражений (2.10.7–2.10.9) следует, что амплитуда колебаний заряда, тока и напряжения на конденсаторе (обозначим ее A) изменяется по закону

$A(t) = A_m e^{-\beta t}$, т. е. со временем уменьшается по экспоненциальному

закону. Отношение $\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T}$ не зависит от времени. Это значит, что за один период колебаний их амплитуда уменьшается в одно и то же число раз; само отношение $\frac{A(t)}{A(t+T)}$ может служить характеристикой затухающих колебаний и называется **декрементом затухания**, его натуральный логарифм

$$d = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} \quad (2.10.10)$$

называется **логарифмическим декрементом затухания**. Найдем связь между коэффициентом затухания и логарифмическим декрементом затухания:

$$d = \ln \frac{A_m e^{-\beta t}}{A e^{-\beta t} e^{-\beta T}} = \beta T. \quad (2.10.11)$$

Пусть τ – время, в течение которого амплитуда колебаний уменьшилась в e раз; это время называется временем релаксации. Тогда $\frac{A(t)}{A(t+\tau)} = e^{\beta \tau}$, откуда следует, что $\beta = \frac{1}{\tau}$. Коэффициент затухания численно равен величине, обратной времени релаксации. Пусть за время τ система совершила N_e колебаний, тогда $\tau = N_e T$, а $d = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}$. Из последнего выражения вытекает физический смысл логарифмического декремента затухания: он численно равен величине, обратной числу колебаний, которое совершала система за время, в течение которого амплитуда ее колебаний уменьшалась в e раз.

Заменим в выражении (2.10.11) β на $\frac{R}{2L}$, а период колебаний T – на $\frac{2\pi}{\omega}$, в результате логарифмический декремент затухания

выразим через характеристики колебательного контура: $d = \frac{\pi R}{\omega L}$.

Пусть затухание мало, т. е. $\beta^2 \ll \omega_0^2$, тогда получим, полагая, что $\omega \approx \omega_0$:

$$d = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (2.10.12)$$

Существует еще одна важная характеристика затухающих колебаний – добротность колебательной системы Q . Это величина, равная произведению 2π на отношение энергии системы в определенный момент времени $W(t)$ к величине потери энергии за одно полное колебание (т. е. это величина, обратная относительному уменьшению энергии в системе за период колебаний $\frac{\Delta W}{W}$):

$$Q = 2\pi \frac{W(t)}{W(t) - W(t+T)}. \quad (2.10.13)$$

При слабом затухании $\beta^2 \ll \omega_0^2$ добротность определяется как величина, обратно пропорциональная логарифмическому декременту затухания: $Q = \frac{\pi}{d} = \pi N_e$; с учетом последнего выражения и формулы (2.10.12) добротность колебательного контура при слабом затухании можно выразить через параметры этого контура:

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (2.10.14)$$

Вынужденные электромагнитные колебания. Резонанс напряжений. Для того чтобы колебания в контуре не затухали, к электрической цепи необходимо подводить энергию внешнего источника тока, периодически изменяющегося во времени. Рассмотрим электрическую цепь, представленную на рис. 4.

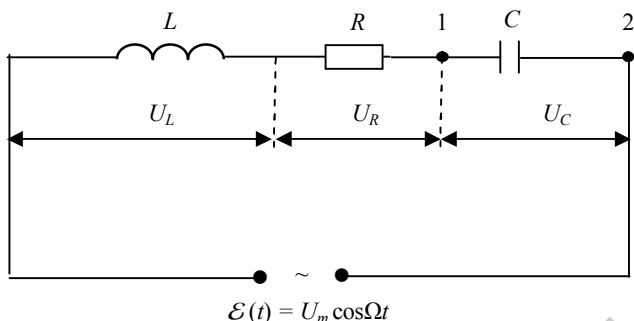


Рис. 4

Исходя из закона Ома для этой цепи, получим дифференциальное уравнение вынужденных электромагнитных колебаний. Отметим, что этот закон установлен для постоянного тока, но справедлив и для квазистационарных токов; токи промышленной частоты ($f = 50$ Гц) являются квазистационарными. Запишем для рассматриваемой электрической цепи закон Ома: $IR + (\varphi_1 - \varphi_2) = \mathcal{E}_s$, где $\mathcal{E}_s = -L \frac{dI}{dt}$ – ЭДС самоиндукции; φ_1 и φ_2 – соответственно потенциалы в точках 1 и 2 (рис. 4). Пренебрегая сопротивлением внешнего источника ЭДС, величину \mathcal{E} можно заменить на напряжение $U_m \cos \Omega t$. Учтем, что $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C}$, тогда закон Ома для рассматриваемого последовательного колебательного контура приобретает следующий вид:

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{C} = U_m \cos \Omega t, \quad (2.10.15)$$

где $L \frac{dI}{dt} = U_L$ – напряжение на катушке индуктивности, $IR = U_R$ – напряжение на резисторе, а $\frac{q}{C} = U_C$ – напряжение на конденсаторе. Это дифференциальное неоднородное уравнение первого порядка с постоянными коэффициентами. Можно показать, что для

установившихся колебаний его решением является выражение $I(t) = I_m \cos(\Omega t - \varphi)$, где I_m и φ – соответственно амплитуда колебаний тока и разность фаз колебаний внешнего напряжения и силы тока в контуре. Они должны удовлетворять уравнению (2.10.15) и находиться из начальных условий.

Тогда $\frac{dI}{dt} = -I_m \Omega \sin(\Omega t - \varphi) = I_m \Omega \cos(\Omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})$. Учтем, что

$$q = \int Idt = I_m \int \cos(\Omega t - \varphi) dt = \frac{I_m}{\Omega} \sin(\Omega t - \varphi) = \frac{I_m}{\Omega} \cos(\Omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}),$$

т. е. $\frac{q}{C} = \frac{I_m}{\Omega C} \cos(\Omega t - \varphi - \frac{\pi}{2})$. В результате уравнение (2.10.15)

можно записать в виде:

$$I_m \Omega L \cos(\Omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) + I_m R \cos(\Omega t - \varphi) + \frac{I_m}{\Omega C} \cos(\Omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}) = U_m \cos \Omega t, \quad (2.10.16)$$

где $\Omega L I_m = U_{Lm}$, $I_m R = U_{Rm}$, $\frac{I_m}{\Omega C} = U_{Cm}$ – соответственно максимальные (амплитудные) значения напряжения на катушке индуктивности, резисторе и конденсаторе.

Из соотношения (2.10.16) видно, что колебания напряжения на катушке и на обкладках конденсатора происходят в противофазе, т. е. отличаются по фазе π : в первом случае фаза на $\frac{\pi}{2}$ опережает фазу колебания силы тока в контуре, а во втором – на $\frac{\pi}{2}$ отстает. Каждое из слагаемых изменяется со временем по гармоническому закону, что позволяет воспользоваться методом векторных диаграмм. По направлению горизонтальной оси будем откладывать векторы амплитуды колебаний физических величин, имеющих фазы колебаний $(\Omega t - \varphi)$, и пусть $U_{Lm} > U_{Cm}$ (рис. 5).

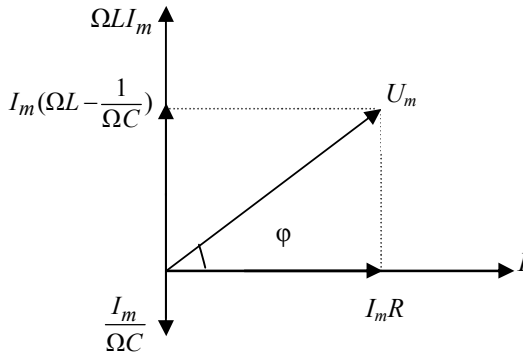


Рис. 5. Векторная диаграмма напряжений

Резонанс в последовательном колебательном контуре.

По теореме Пифагора (см. рис. 5) находим: $U_m = \sqrt{I_m^2 R^2 + I_m^2 (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}$, откуда получаем выражение для амплитудного значения силы тока в последовательном колебательном контуре:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}}. \quad (2.10.17)$$

Выражение $Z = \sqrt{R^2 + (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}$ определяет полное сопротивление

цепи переменному току (импеданс). Здесь $(\Omega L - \frac{1}{\Omega C})$ – реактивное сопротивление контура, которое состоит из индуктивного сопротивления $X_L = \Omega L$ и емкостного сопротивления $X_C = \frac{1}{\Omega C}$; R – активное сопротивление цепи. Очевидно (см. формулу (2.10.17)), что при неизменных L , R , C и U_m амплитуда силы тока зависит от частоты внешнего напряжения, причем

максимального значения она будет достигать при выполнении условия $\Omega L - \frac{1}{\Omega C} = 0$.

Из последнего соотношения находим частоту, при которой достигается максимальное значение силы тока в контуре (эта частота называется резонансной для силы тока): $\Omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

В рассматриваемом случае резонансная частота совпадает с собственной частотой колебательного контура. Можно заметить, что при $\Omega \rightarrow 0$ ток по контуру (рис. 4) не проходит, поскольку конденсатор разрывает цепь для постоянного тока, т. е. $I_m = 0$; при $\Omega \rightarrow \infty$ индуктивное сопротивление становится бесконечно большим (см. формулу (2.10.17)), поэтому снова $I_m = 0$. Зависимости $I_m(\Omega)$, называемые резонансными кривыми для силы тока в колебательном контуре, представлены на рис. 6.

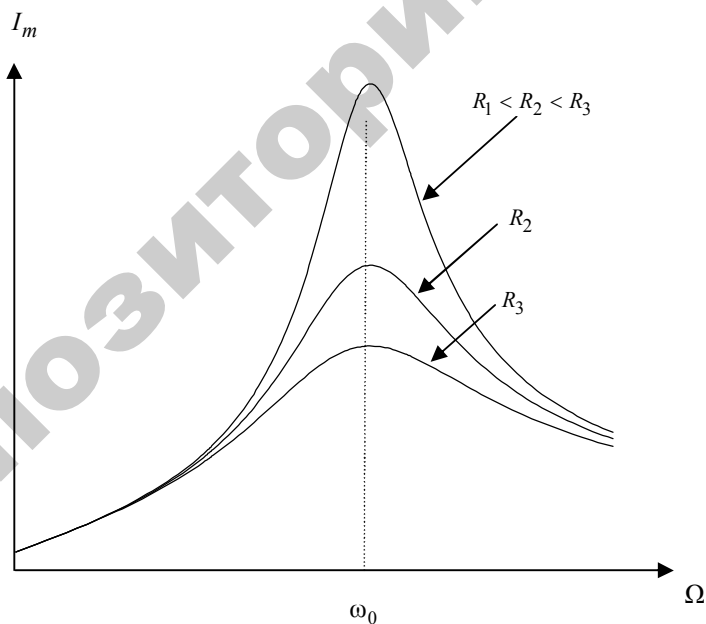


Рис. 6

Рассмотрим, как изменяется напряжение на конденсаторе в зависимости от частоты внешнего напряжения. Поскольку емкостное сопротивление $X_C = \frac{1}{\Omega C}$, а максимальный ток в рассматриваемом колебательном контуре определяется соотношением (2.10.17), выражение для максимального напряжения на конденсаторе имеет вид:

$$U_{Cm} = \frac{U_m}{\Omega C \sqrt{R^2 + (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}}. \quad (2.10.18)$$

Глядя на последнее выражение, легко заметить, что при фиксированных значениях L , R , C и U_m максимальное напряжение на обкладках конденсатора U_{Cm} зависит только от частоты Ω и при некотором ее значении, называемом резонансной частотой для напряжения Ω_p , функция $U_{Cm}(\Omega)$ достигает максимального значения. Найдем выражение, связывающее резонансную частоту с параметрами колебательного контура. Для этого приравняем производную знаменателя функции (2.10.18) к нулю:

$\frac{d}{d\Omega} [\Omega C \sqrt{R^2 + (\Omega L - \frac{1}{\Omega C})^2}] = 0$. Решим полученное уравнение относительно Ω и найдем:

$$\Omega_p = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}. \quad (2.10.19)$$

Учитывая, что $\beta = \frac{R}{2L}$ и $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$, получим $\Omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$.

Из анализа выражения (2.10.18) следует, что при $\Omega \rightarrow \infty$ амплитудное значение на обкладках конденсатора $U_{Cm} \rightarrow 0$; при $\Omega \rightarrow 0$ происходит разрыв цепи и максимальное напряжение на конденсаторе равно амплитудному значению напряжения, подаваемому на рассматриваемую цепь, т. е. $U_{Cm} = U_m$. Зависимость $U_{Cm}(\Omega)$ называется резонансной кривой для напряжения на конденсаторе.

Резонансные кривые для напряжения при фиксированных значениях емкости и индуктивности и различных значениях активного сопротивления, представлены на рис. 7.

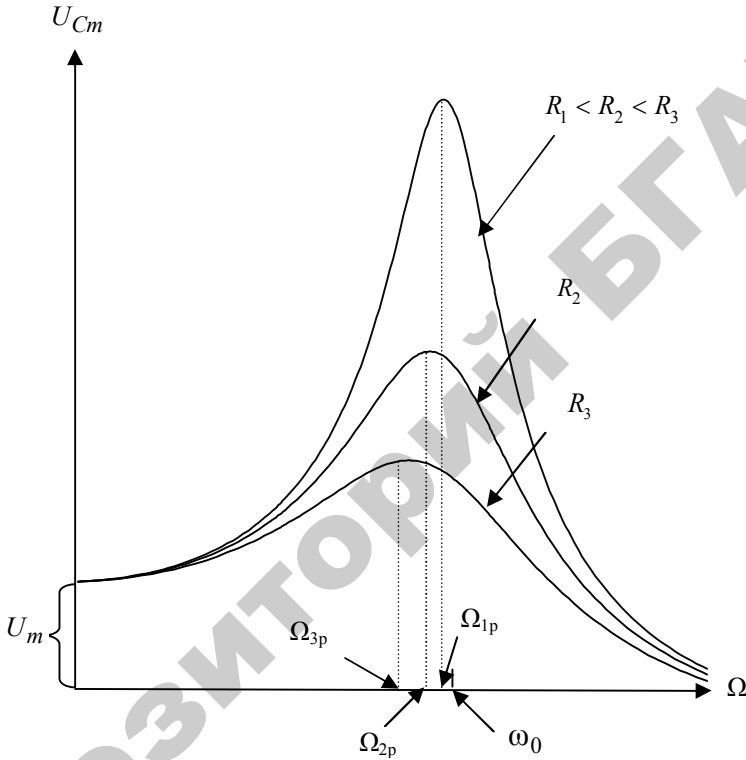


Рис. 7

При слабом затухании ($\beta \ll \omega_0$) резонансная частота определяется выражением

$$\Omega_p \approx \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (2.10.20)$$

В этом случае индуктивное сопротивление $\omega_0 L$ равно емкостному сопротивлению $\frac{1}{\omega_0 C}$, а следовательно, и амплитудное напряжение на катушке индуктивности $U_{Lm} = I_m \omega_0 L$ равно амплитудному напряжению на обкладках конденсатора $U_{Cm} = \frac{I_m}{\omega_0 C}$.

Колебания напряжения на соленоиде и конденсаторе (см. уравнение (2.10.16)) в рассматриваемом колебательном контуре (рис. 4) всегда происходят в противофазе. Наблюдаемый резонанс называется **резонансом напряжений**. При этом колебательный контур ведет себя как чисто активное сопротивление. Диаграмма напряжений при резонансной частоте $\Omega_p = \omega_0$ будет иметь вид, представленный на рис. 8.

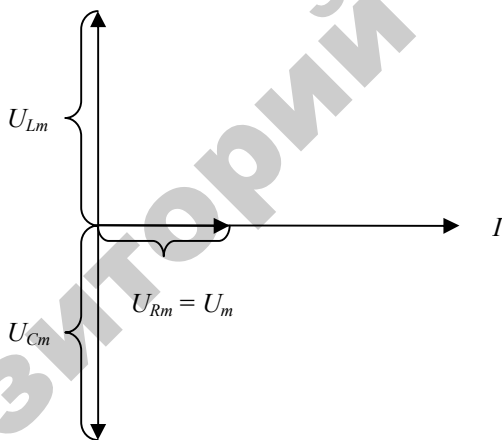


Рис. 8

Найдем соотношение $\frac{U_{Cm}}{U_m}$ на резонансной частоте при слабом затухании. После подстановки формулы (2.10.20) в (2.10.18) нахо-

$$\text{дим } \frac{U_{Cm}}{U_m} = \frac{1}{\omega_0 CR} = \frac{1}{R} \frac{\sqrt{LC}}{C} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

С учетом формулы (2.10.14) приходим к выражению

$$Q = \frac{U_{Cm}}{U_m}. \quad (2.10.21)$$

Таким образом, при $\beta \ll \omega_0$ добротность контура показывает, во сколько раз амплитудное напряжение на конденсаторе может превышать амплитудное значение приложенного к цепи внешнего напряжения. Можно также показать справедливость соотношения

$$Q = \frac{U_{Lm}}{U_m}.$$

Задание 1. Изучение затухающих колебаний в колебательном контуре

Цель задания 1: ознакомиться с электромагнитными колебаниями и их характеристиками. Изучить влияние величины активного сопротивления колебательного контура на логарифмический декремент затухания и добротность колебательного контура.

Описание лабораторной установки и методика измерений

Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки представлены соответственно на рис. 9 и 10.

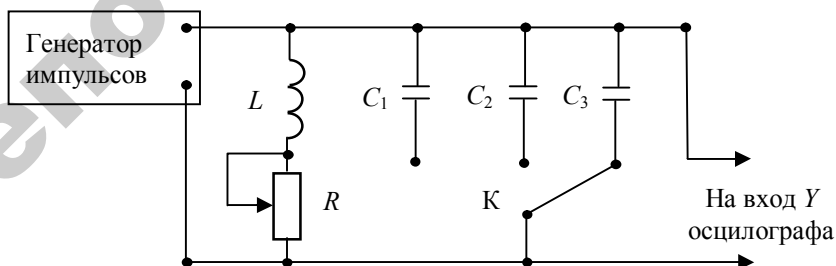


Рис. 9. Принципиальная схема лабораторной установки

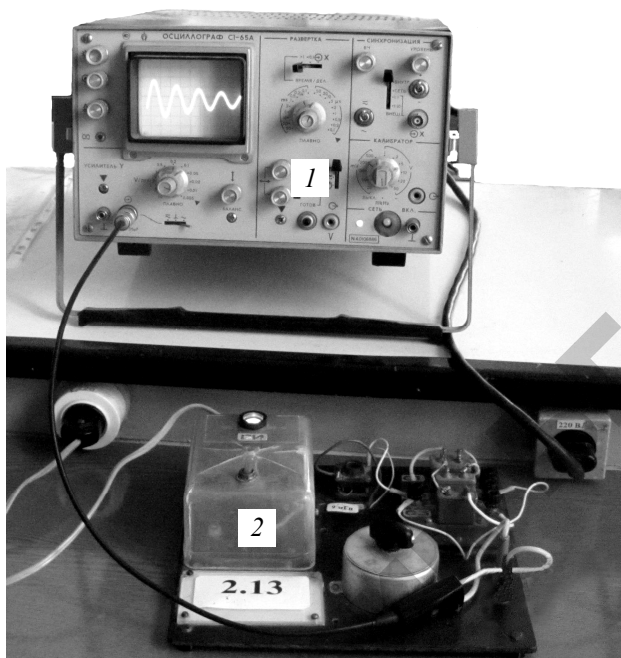


Рис. 10. Общий вид лабораторной установки:
1 – осциллограф; 2 – генератор импульсов

Для возбуждения колебаний в последовательном колебательном контуре служит генератор импульсов, который 50 раз в секунду вырабатывает положительные импульсы напряжения длительностью $\sim 10^{-3}$ с. Конденсатор контура получает с каждым импульсом некоторый начальный заряд, а в промежутках между импульсами в контуре совершаются свободные колебания, наблюдаемые на экране осциллографа.

Напряжение на конденсаторе в последовательном колебательном контуре изменяется по закону $U_C(t) = U_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha)$.

Отношение амплитудных значений напряжения в моменты времени mT и nT : $\frac{U_m}{U_n} = \frac{U_0 e^{-\beta mT}}{U_0 e^{-\beta nT}} = e^{-(n-m)dT}$, а логарифм этого

отношения $\ln \frac{U_m}{U_n} = (n - m)d$. Отсюда логарифмический декремент затухания

$$d = \frac{1}{n - m} \ln \frac{U_m}{U_n}.$$

Если $n = m + 1$, то $d = \ln \frac{U_m}{U_{m+1}}$. Это позволяет определить вели-

чину d следующим образом: логарифмический декремент затухания равен логарифму отношения предыдущей амплитуды колебаний к последующей. Величины соседних амплитуд напряжения на конденсаторе и период колебаний можно измерить с помощью осциллографа.

Затухание колебаний определяется в основном потерями в катушке индуктивности и дополнительным сопротивлением R , которое может изменяться от 0 до R_{\max} .

Порядок выполнения задания

1. Ознакомьтесь с принципиальной схемой лабораторной установки, проверьте правильность ее сборки (рис. 9).
2. Получите у преподавателя задание для выполнения работы.
3. В соответствии с заданием подключите в схеме один из конденсаторов C_1 , C_2 , C_3 . Дополнительное сопротивление R установите равным нулю.
4. Включите в сеть (220 В) осциллограф и генератор импульсов. Получите устойчивую картину колебаний на экране осциллографа.
5. Постепенно увеличивая сопротивление R , наблюдайте за изменением затухания колебаний.
6. Снова установите величину R равной нулю. Измерьте амплитуды колебаний A_1 , A_2 , A_3 (см. рис. 11) в делениях шкалы. Измерьте период колебаний T . Результаты измерений запишите в табл. 1.

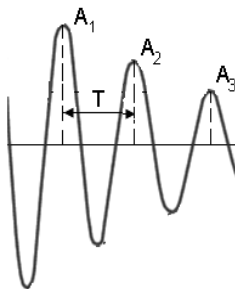


Рис. 11

Таблица 1

Данные схемы: $L = \underline{\hspace{2cm}}$ Гн										
№ опыта	R , Ом	A_1 , дел.	A_2 , дел.	A_3 , дел.	Логарифмический декремент затухания			T , с	C, Φ	Q
					$d_1 = \ln \frac{A_1}{A_2}$	$d_2 = \ln \frac{A_2}{A_3}$	d_{cp}			
1										
2										
3										

7. Изменяйте величину R в соответствии с заданием и измеряйте соответствующие значения амплитуд и периода.

8. Рассчитайте величину логарифмического декремента затухания для каждой величины R по измеренным значениям A_1, A_2, A_3 .

9. Используя формулу для периода собственных колебаний в контуре с небольшим затуханием $T = 2\pi\sqrt{LC}$, определите емкость C включенного в схему конденсатора.

10. Рассчитайте добротность контура по формуле $Q = \frac{\pi}{d}$.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Из каких элементов состоит колебательный контур?
2. Какие колебания называются гармоническими?
3. Запишите уравнение незатухающих гармонических колебаний.

4. Запишите решение уравнения свободных незатухающих колебаний.

5. Запишите уравнение затухающих гармонических колебаний.

6. Запишите формулу, согласно которой происходит изменение амплитуды затухающих колебаний напряжения на обкладках конденсатора со временем.

7. Что позволяет рассчитать формула Томсона? Запишите ее.

8. Запишите уравнение зависимости заряда на обкладках конденсатора от времени при незатухающих свободных колебаниях в контуре.

9. Как записать уравнения зависимости от времени других колеблющихся величин в контуре?

10. Запишите выражение для волнового сопротивления.

11. Как связаны между собой (при слабом затухании) коэффициент затухания и логарифмический декремент затухания?

12. Запишите выражение (через энергию) для добротности колебательного контура.

13. Как связаны между собой (при слабом затухании) добротность колебательного контура и его логарифмический декремент затухания?

14. Каким выражением определяется период электромагнитных колебаний в контуре, состоящем из конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L ?

15. Каким выражением определяется период электромагнитных колебаний в последовательном контуре, состоящем из конденсатора емкостью C , катушки индуктивностью L и резистора сопротивлением R ?

16. Назовите характеристики затухающих колебаний. Дайте их определение.

17. Запишите формулу, отражающую зависимость добротности колебательного контура от параметров R , L , C этого контура.

18. Запишите формулу, отражающую зависимость коэффициента затухания электромагнитных колебаний от параметров R , L , C соответствующего колебательного контура.

19. Чему равна разность фаз между колебаниями заряда на обкладках конденсатора и силой тока в катушке?

20. Расскажите о превращениях энергии при свободных колебаниях в контуре.

21. От чего зависит скорость затухания колебаний в контуре?
22. Вывод дифференциального уравнения свободных колебаний в LC-контуре.

Задание 2. Изучение явления резонанса в последовательном колебательном контуре

Задание 2 делится на две части, каждая из которых рассчитана на одно лабораторное занятие: *часть 1* и *часть 2*.

Часть 1. Изучение зависимости силы тока в колебательном контуре от частоты внешнего источника ЭДС

Цель задания 2, часть 1: ознакомиться с явлением резонанса в последовательном колебательном контуре. Освоить методику измерения зависимости силы тока в колебательном контуре от частоты внешнего источника ЭДС, определить резонансные частоты и добротности контуров для различных значений активного сопротивления колебательного контура.

Описание лабораторной установки и методика измерений

По известным номиналам индуктивности и емкости колебательного контура определить частоту внешней ЭДС, при которой амплитуда тока в нем будет максимальна; затем сравнить ее с экспериментально определенным значением.

Экспериментально измерить значения тока в этом контуре при различных частотах внешней ЭДС (при отключенных дополнительных резисторах и при включенных). На основании этих данных построить три резонансные кривые для амплитуды силы тока, соответствующие трем разным значениям активного сопротивления контура.

По построенным графикам определить добротности колебательного контура при каждом значении активного сопротивления контура. Рассчитать по формуле (2.10.14) добротности контура и сравнить их с добротностями, определенными с помощью графиков.

Принципиальная схема и общий вид лабораторной установки изображены на рис. 12 и 13.

Порядок выполнения задания

1. Вольтметр подсоединить к гнездам 1 и 2 (рис. 12). По указанию преподавателя включить в контур соответствующий конденсатор. Переключатель K_2 установить в положение, при котором дополнительные резисторы R_1 и R_2 отключены.

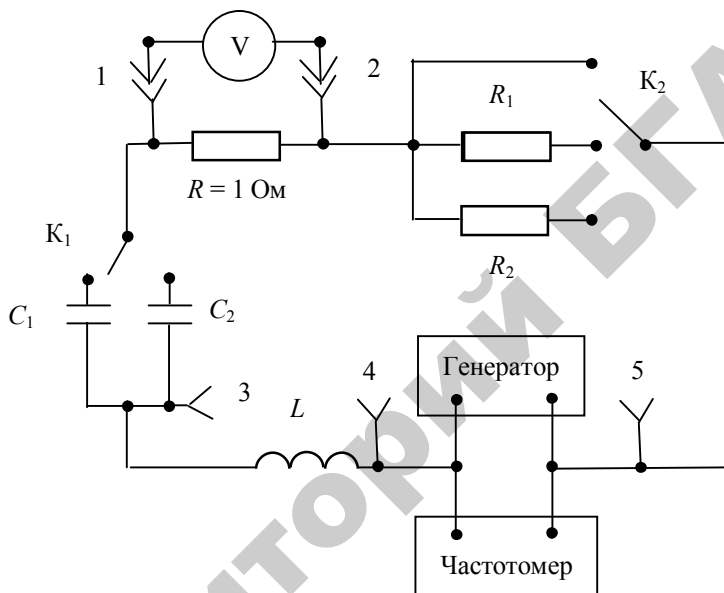


Рис. 12. Принципиальная схема лабораторной установки

2. Используя формулу $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, рассчитать собственную частоту колебательного контура (при этом указанные в приложении номиналы L и C должны быть переведены в единицы системы СИ).

3. Включить в сеть все приборы, входящие в лабораторную установку.

4. Переключатель диапазонов измерения I тока милливольтметром (рис. 14) установить в положение 100 mV. Поскольку сопротивление шунта равно 1 Ом, то это положение соответствует диапазону силы тока в 100 мА.

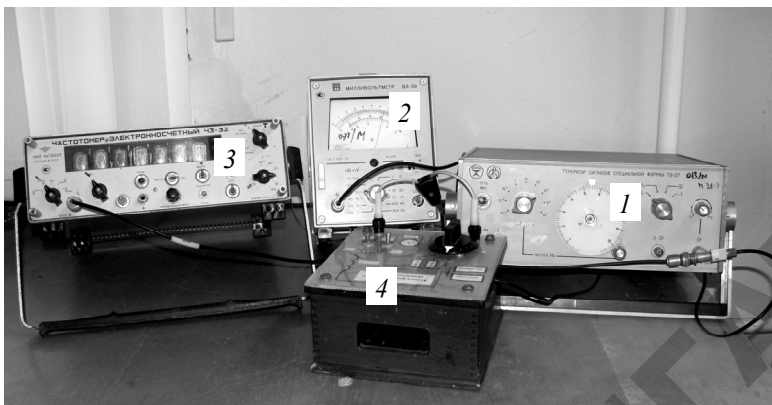


Рис. 13. Общий вид лабораторной установки:
 1 – генератор сигналов; 2 – вольтметр; 3 – частотомер;
 4 – рабочий блок (включает элементы колебательного контура
 и шунт для измерения силы тока)

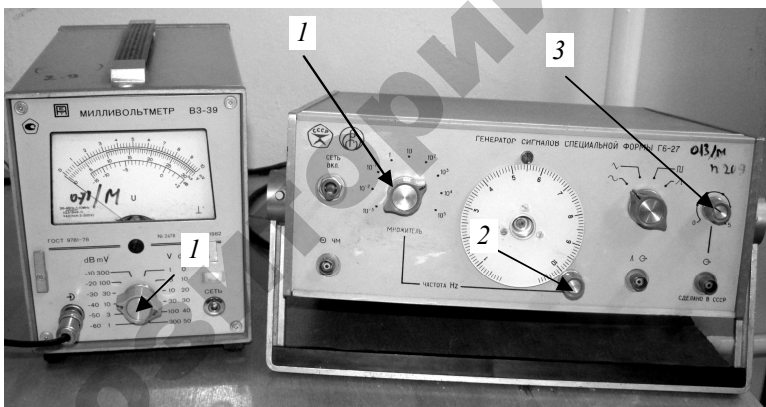


Рис. 14

5. Переключатель «множитель» 1 на генераторе (рис. 13) установить в положение, соответствующее рассчитанной собственной частоте контура f_0 . Пример: пусть $f_0 = 6730$ Гц; в этом случае переключатель 1 следует установить в положение « 10^3 ». Плавно изменяя частоту генератора рукояткой 2, установить f_0 (показания частоты снимать на частотомере).

6. Изменяя рукояткой 3 величину выходного сигнала генератора, подобрать рукояткой 1 на милливольтметре такой диапазон измерения, чтобы отклонение стрелки на нем при частоте f_0 было максимальным (почти на всю шкалу). После этого приступить к измерениям действующего значения силы тока в колебательном контуре при различных частотах сигнала генератора. Диапазон частот для проведения измерений при выбранном конденсаторе дает преподаватель.

7. Получить не менее 15 экспериментальных точек. Шаг изменения частоты вблизи собственной частоты колебательного контура меньше, чем на краях указанного диапазона.

8. Результаты измерения занести в табл. 2.

Таблица 2

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
f , кГц															
I , мА															

9. Переключатель K_2 установить в положение, при котором включен дополнительный резистор R_1 . Не изменяя положения рукоятки 1 на милливольтметре и положения рукоятки 3 на генераторе, произвести такие же измерения, как и при отключенном дополнительном резисторе (диапазон частот прежний, а конкретные частоты могут быть и другими).

10. Переключатель K_2 установить в положение, при котором включен дополнительный резистор R_2 . Не изменяя положения рукоятки 1 на милливольтметре и положения рукоятки 3 на генераторе, произвести измерения, аналогичные предыдущему пункту.

11. Результаты измерений п. 9 и 10 занести в таблицы, аналогичные табл. 2.

12. По результатам измерений (три таблицы) на одном графике (рис. 15) построить три зависимости амплитуды силы тока в колебательном контуре $I_m(f)$. За I_m можно брать табличные значения I , поскольку измеряемые действующие значения отличаются от амплитудных в $\sqrt{2}$ раз, что приводит лишь к изменению масштаба по оси ординат без изменений относительных значений тока.

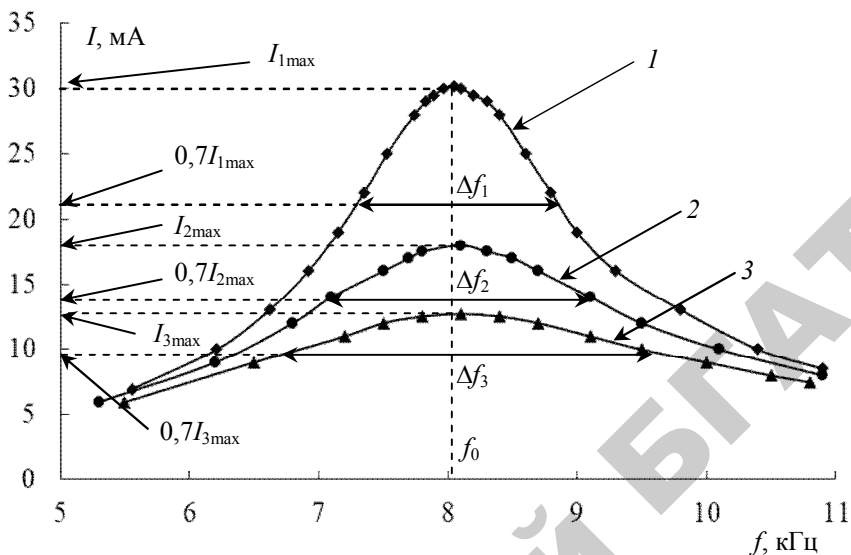


Рис. 15. Резонансные кривые для силы тока в колебательном контуре при различных значениях его активного сопротивления: 1 – без дополнительного резистора; 2 и 3 – соответственно с включенными дополнительными резисторами R_1 и R_2 ; $I_{1\max}$, $I_{2\max}$, $I_{3\max}$ – значения силы тока в колебательном контуре при частоте генератора, совпадающей с собственной частотой колебательного контура f_0 , без дополнительного резистора и с включенными резисторами R_1 и R_2 соответственно; Δf_1 , Δf_2 , Δf_3 – ширины соответствующих зависимостей $I(f)$, взятые на уровне $0,7I_{\max}(f)$

13. Используя графики, построенные на основе экспериментальных данных, определить добротность колебательного контура без дополнительного резистора, с включенными дополнительными резисторами R_1 или R_2 , используя формулу $Q = \frac{f_0}{\Delta f}$. Сравнить полученные результаты с расчетами добротности по формуле $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$. При расчетах в качестве R для случая отключенных дополнительных резисторов (кривая 1) брать собственное активное сопротивление контура R_k , номинал которого указан в приложении (находится на рабочем месте); $R = R_1 + R_k$ при подключении дополнительного резистора R_1 ; $R = R_2 + R_k$ при подключении R_2 .

Часть 2. Изучение зависимости напряжения на конденсаторе в колебательном контуре от частоты внешнего источника ЭДС

Цель задания 2, часть 2: ознакомиться с явлением резонанса в последовательном колебательном контуре. Освоить методику измерения зависимости напряжения на конденсаторе от частоты внешнего источника ЭДС, определить резонансные частоты и добротности контуров для различных значений активного сопротивления колебательного контура.

Методика измерений

По известным параметрам колебательного контура (значениям R , L , C) по формуле $f_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}$ рассчитать резонансную частоту для трех различных значений активного сопротивления контура и сравнить эти частоты с экспериментально определенными соответствующими частотами.

Экспериментально измерить значения напряжения на обкладках конденсатора колебательного контура при различных частотах внешней ЭДС. На основании этих данных построить резонансные кривые для амплитудных значений напряжения на конденсаторе при отключенных и при включенных в колебательный контур дополнительных резисторах R_1 или R_2 .

При отключенных дополнительных резисторах измерить напряжение на катушке индуктивности при резонансной частоте, сравнить это напряжение с напряжением на конденсаторе при той же частоте.

Определить добротность колебательного контура при трех различных значениях его активного сопротивления.

Порядок выполнения задания

1. Используя формулу $f_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}$, рассчитать резонансную частоту (при этом указанные в приложении номиналы L , C и R_k должны быть переведены в единицы СИ).

2. Включить в сеть все приборы, входящие в лабораторную установку.

3. Переключатель диапазонов измерения I на милливольтметре (рис. 13) установить в положение 30 V.

4. Переключатель «множитель» I на генераторе (рис. 13) установить в положение, соответствующее рассчитанной собственной частоте контура f_0 . Пример: пусть $f_0 = 6730$ Гц; в этом случае переключатель I следует установить в положение « 10^3 ». Плавно изменяя частоту генератора рукояткой 2, установить $f_{\text{рез}}$ (показания частоты снимать на частотомере).

5. Изменяя рукояткой 3 величину выходного сигнала генератора, подобрать рукояткой I на милливольтметре такой диапазон измерения, чтобы отклонение стрелки на нем при частоте $f_{\text{рез}}$ было максимальным (почти на всю шкалу). После этого – приступить к измерениям действующего значения напряжения на обкладках конденсатора колебательного контура при различных частотах сигнала генератора. Диапазон частот для проведения измерений при выбранном конденсаторе дает преподаватель.

6. Получить не менее 15 экспериментальных точек. Шаг изменения частоты вблизи резонансной частоты меньше, чем на краях указанного диапазона.

7. Результаты измерения занести в табл. 3.

Таблица 3

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
f , кГц															
U_C , В															

8. Переключатель K_2 установить в положение, при котором включен дополнительный резистор R_1 . Не изменяя положения рукоятки I на милливольтметре и положения рукоятки 3 на генераторе, произвести такие же измерения, как и при отключенном дополнительном резисторе (диапазон частот прежний, а конкретные частоты могут быть и другими).

9. Переключатель K_2 установить в положение, при котором включен дополнительный резистор R_2 . Не изменяя положения рукоятки I на милливольтметре и положения рукоятки 3 на генераторе, произвести измерения, аналогичные предыдущему пункту.

10. Результаты измерений п. 8 и 9 занести в таблицы, аналогичные табл. 3.

11. По результатам измерений (три таблицы) на одном графике (рис. 16) построить три зависимости амплитуды напряжения на конденсаторе колебательного контура $U_{Cm}(f)$. За U_{Cm} можно брать табличные значения U_C , поскольку измеряемые действующие значения отличаются от амплитудных в $\sqrt{2}$ раз, что приводит лишь к изменению масштаба по оси ординат без изменений относительных значений напряжений.

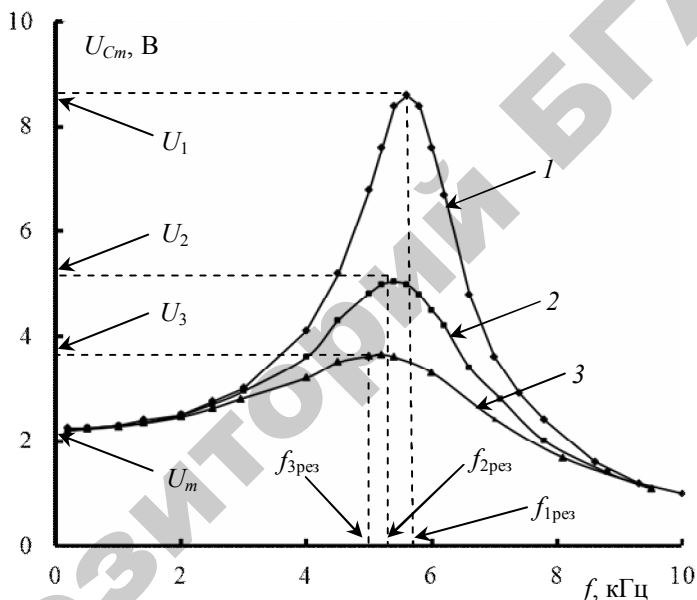


Рис. 16. Резонансные кривые для напряжения на обкладках конденсатора при различных значениях активного сопротивления колебательного контура: 1 – без дополнительного резистора; 2 и 3 – соответственно с включенными дополнительными резисторами R_1 и R_2 ; U_{1Cm} , U_{2Cm} , U_{3Cm} – значения напряжений на конденсаторе при соответствующих резонансных частотах $f_{1рез}$, $f_{2рез}$, $f_{3рез}$ для зависимостей напряжения 1, 2, 3 на конденсаторе от частоты генератора; U_m – амплитудное значение напряжения генератора

12. Подключить милливольтметр к гнездам 4 и 5. Измерить напряжение генератора U_m на частоте, удаленной от резонансной (частоту указывает преподаватель). Используя соотношение

$Q = \frac{U_{Cm}}{U_m}$, найти добротности колебательного контура при трех

значениях его активного сопротивления. Сравнить полученные величины с соответствующими значениями добротности контура, вычисленными по формуле $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$. Расчеты производить так же, как и в п. 13 части 1 задания 2.

13. Подключить милливольтметр к гнездам 1 и 3. Измерить при отключенных дополнительных резисторах напряжение на соленоиде U_L при резонансной частоте; сравнить полученное значение с $U_C(f_{\text{рез}})$.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что называется добротностью колебательного контура?
2. Запишите формулу, отражающую зависимость добротности колебательного контура от параметров R , L , C этого контура.
3. Запишите дифференциальное уравнение вынужденных электромагнитных колебаний.
4. Запишите выражение, согласно которому происходит колебание заряда при установившихся вынужденных колебаниях (при этом поясните значение каждого символа).
5. Запишите формулу, отражающую зависимость коэффициента затухания электромагнитных колебаний от параметров R , L , C соответствующего колебательного контура.
6. Чему равно полное сопротивление цепи переменному электрическому току, если она содержит активное сопротивление, катушку индуктивности и конденсатор? (Привести формулу.)
7. Запишите формулу, по которой можно рассчитать собственную частоту колебательного контура.
8. Что называется резонансом напряжений?
9. Приведите векторную диаграмму резонанса напряжений.
10. Запишите формулу, по которой можно рассчитать резонансную частоту.
11. В каком случае падение напряжения на катушке индуктивности колебательного контура будет равно напряжению на конденсаторе этого контура?

12. Емкости и индуктивности двух колебательных контуров одинаковы, а активное сопротивление 1-го в 4 раза больше, чем соответствующее сопротивление 2-го. Как соотносятся добротности этих контуров?

13. В каком случае справедлива формула $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ для вычисления добротности колебательного контура?

14. Увеличится, уменьшится или останется неизменной резонансная частота колебательного контура при возрастании активного сопротивления колебательного контура при условии, что емкость и индуктивность не изменяются?

15. Влияет ли индуктивность колебательного контура на резонансную частоту? Если влияет, то как?

16. Назовите способы, используя которые можно рассчитать (определить) добротность колебательного контура.

СПРАВОЧНЫЕ ТАБЛИЦЫ

Таблица 1

Греческий алфавит

Буква	Название	Буква	Название
α	альфа	ν	ню
β	бета	ξ	кси
γ	гамма	\omicron	омикрон
δ	дельта	π	пи
ϵ	эпсилон	ρ	ро
ζ	дзета	σ	сигма
η	эта	τ	тау
θ	тега	υ	ипсилон
ι	йота	ϕ	фи
κ	каппа	χ	хи
λ	лямбда	ψ	пси
μ	мю	ω	омега

Таблица 2

Приставки и множители для образования
десятичных, кратных и дольных единиц

Приставка	Краткое обозначение	Множитель	Приставка	Краткое обозначение	Множитель
дека	да	10^1	деци	д	10^{-1}
гекто	Г	10^2	санتي	с	10^{-2}
кило	к	10^3	милли	м	10^{-3}
мега	М	10^6	микро	мк	10^{-6}
гига	Г	10^9	нано	н	10^{-9}
тера	Т	10^{12}	пико	п	10^{-12}

Таблица 3

Основные физические константы

Название	Символ	Значение	Размерность
Гравитационная постоянная	G	$6,67 \cdot 10^{-11}$	$\text{Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$
Ускорение свободного падения на поверхности Земли	g_0	9,8	$\frac{\text{м}}{\text{с}^2}$
Скорость света в вакууме	c	$3 \cdot 10^8$	$\frac{\text{м}}{\text{с}}$
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$	моль^{-1}
Заряд электрона	e	$1,6 \cdot 10^{-19}$	Кл
Масса электрона	m_e	$9,11 \cdot 10^{-31}$	кг
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12}$	$\frac{\text{Ф}}{\text{м}}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	$\frac{\text{Г}}{\text{м}}$
Постоянная Планка	h	$6,62 \cdot 10^{-34}$	Дж·с
Магнетон Бора	M_B	$9,27 \cdot 10^{-24}$	$\frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$

Таблица 4

Относительная диэлектрическая проницаемость некоторых веществ

Вещество	ϵ	Вещество	ϵ
Вода	81,0	Слюда	7,0
Глицерин	39,1	Стекло	4,3
Керосин	2,0	Эбонит	3,0
Парафин	2,0		

Таблица 5

Удельное сопротивление и температурный коэффициент сопротивления некоторых проводников

Вещество	$\rho, 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	$\alpha, 10^{-3} \text{ К}^{-1}$	Вещество	$\rho, 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$	$\alpha, 10^{-3} \text{ К}^{-1}$
Медь	0,17	4,2	Вольфрам	0,55	5,2
Алюминий	0,26	3,6	Серебро	0,16	3,6
Железо	1,2	6,0	Свинец	2,1	4,3
Нихром	11,0	0,4			

Таблица 6

Удельная проводимость электролитов при 18 °С

Вещество	Процент содержания вещества в растворе, %	$\sigma = \frac{1}{\rho}, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}$
Хлористый калий (KCl)	10	13,59
Хлористый натрий (NaCl)	10	12,11
Едкий натр (NaOH)	10	31,24
Серная кислота (H ₂ SO ₄)	10	39,15

Таблица 7

Свойства ферромагнитных материалов

Материал	Относительная начальная проницаемость	Относительная максимальная проницаемость	Коэрцитивная сила, $\frac{\text{А}}{\text{м}}$	Индукция насыщения, Тл
Железо чистое	10^4	$20 \cdot 10^4$	4	2,15
Железо техническое	150	$5 \cdot 10^3$	80	2,15
Пермаллой	$8 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$	4	1,08
Феррит	10^3	$2 \cdot 10^3$	8	0,25

Таблица 8

Точка Кюри некоторых веществ, °С

Железо	Кобальт	Никель	Пермаллой (22 % Fe, 78 % Ni)	Гадолиний	Магнетит Fe ₃ O ₄
770	1130	358	550	16	572

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Детлаф, А. А. Курс физики в 3 ч. / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. : Высшая школа, 2003. – 551 с.
2. Иродов, И. Е. Электромагнетизм. Основные законы / И. Е. Иродов. – 7-е изд. – М. : Высшая школа, 2014. – 320 с.
3. Савельев, И. В. Курс общей физики в 4 т. / И. В. Савельев. – М. : Высшая школа, 2009. – 528 с.
4. Ташлыкова-Бушкевич, И. И. Физика : учебник. В 2 ч. Ч. 2. Механика. Молекулярная физика и термодинамика. Электричество и магнетизм / И. И. Ташлыкова-Бушкевич. – 2-е изд., испр. – Минск : Вышэйшая школа, 2014. – 232 с.
5. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высшая школа, 2003. – 541 с.
6. Физика. Лабораторный практикум : учебное пособие. В 3 ч. Ч. 1. Механика. Молекулярная физика. Термодинамика / В. К. Долгий [и др.]. – Минск : БГАТУ, 2016. – 164 с.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

РЕПОЗИТОРИЙ БГАТУ

Учебное издание

**Болодон Владимир Найданович,
Дымонт Василий Петрович,
Козик Владимир Александрович и др.**

**ФИЗИКА.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

В трех частях

Часть 2

Электричество и магнетизм

Учебное пособие

Ответственный за выпуск *В. А. Чернявский*

Редактор *Д. А. Значёнок*

Корректор *Д. А. Значёнок*

Компьютерная верстка *Е. А. Хмельницкой*

Дизайн обложки *Д. О. Бабаковой*

Подписано в печать 31.10.2018. Формат 60×84^{1/16}.

Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 9,76. Уч.-изд. л. 7,63. Тираж 150 экз. Заказ 464.

Издатель и полиграфическое исполнение:

Учреждение образования

«Белорусский государственный аграрный технический университет».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий

№ 1/359 от 09.06.2014.

№ 2/151 от 11.06.2014.

Пр. Независимости, 99–2, 220023, Минск.