Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королева»

Кафедра физики

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

к выполнению лабораторных работ по физике
с использованием программного комплекса
«Виртуальная лаборатория физики»
для студентов всех специальностей
дневной и заочной форм обучения

Часть 2. Электричество и магнетизм. Оптика

Составитель: А.П.Зубарев

Самара 2022

УДК 537
Методические указания к выполнению лабораторных работ по физике с использованием программного комплекса «Виртуальная лаборатория физики» для студентов всех специальностей дневной и заочной форм обучения. Часть 2. Электричество и магнетизм. Оптика [Текст] / Составитель: Зубарев А.П., - Самара: Самарский университет, 2022. – 109 с.

Содержит введение в измерительный практикум. Приведены краткие теоретические сведения, описания, методические указания, способы оценок погрешностей при выполнении лабораторных работ.

Составитель: А.П.Зубарев

Рецензенты:

Редактор:
Компьютерная верстка:
Подписано в печать
Формат 64x90 1/16
Бумага писчая. Печать оперативная. Усл. п.л. 8,25
Тираж 100. Заказ №

© Самарский университет, 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Общие указания по выполнению лабораторных работ

Лабораторная работа 3.1. Изучение закона Ома

Лабораторная работа 3.2. Исследование электростатического поля

Лабораторная работа 3.3. Определение горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли

Лабораторная работа 3.4. Изучение магнитных свойств ферромагнетиков

Лабораторная работа 5.1. Интерференция света. Опыт Юнга

Лабораторная работа 5.2. Изучение дифракции света на одиночной щели и дифракционной решетке

Лабораторная работа 5.3. Изучение законов теплового излучения с помощью яркостного пирометра

Лабораторная работа 5.4. Фотоэффект

Библиографический список

ОБЩИЕ УКАЗАНИЯ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Данные методические указания включают работы, выполняемые с использованием программного комплекса «Виртуальная лаборатория физики» по разделам «механика», «молекулярная физика и термодинамика».

Лабораторные работы посвящены закреплению знаний основных понятий и фундаментальных законов физики, овладению методами теоретического и экспериментального исследования физических явлений, процессов и объектов, а также проведению экспериментов по заданной методике и анализа их результатов.

Для обучающихся по направлениям подготовки: 08.03.01 – Строительство, 09.03.01 – Информатика и вычислительная техника, 09.03.02 – Информационные системы и технологии, 09.03.03 – Прикладная информатика, 13.03.02 – Электроэнергетика и электротехника, 15.03.06 – Мехатроника и робототехника, 20.03.01 – Техносферная безопасность, 23.03.01 – Технология транспортных процессов, 23.03.02 – Наземные транспортно-технологические комплексы, 23.03.03 – Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов, 27.03.01 – Стандартизация и метрология, 27.03.03 – Системный анализ и управление допускается выполнение лабораторных работ с частичным расчетом погрешностей измерения по указанию преподавателя.

Для обучающихся по специальностям: 23.05.01 – Наземные транспортно-технологические средства, 23.05.03 – Подвижной состав железных дорог, 23.05.04 – Эксплуатация железных дорог, 23.05.05 – Системы обеспечения движения поездов, 23.05.06 – Строительство железных дорог, мостов и транспортных тоннелей очной и заочной форм обучения выполнение лабораторных работ ведется с расчетом всех указанных погрешностей измерения.

К выполнению лабораторной работы допускаются студенты, предварительно ознакомившиеся с ее основным содержанием по методическим указаниям и рекомендуемой литературе.

Отчетная документация каждой лабораторной работы должна содержать:

– титульный лист установленного образца (см. рис. 3.1);

– формулировка цели лабораторной работы;

– схема лабораторной установки;

– расчетные формулы, результаты расчетов и т. д., получаемые теоретически при подготовке к работе или при обработке результатов экспериментов;

– результаты экспериментов (таблицы измерений);

– краткие выводы по всем пунктам проделанной работы (соответствие экспериментальных данных теоретическим; если нет соответствия, то указать на возможные причины несоответствия; указать причины исследуемого явления и т. д.);

– перечень оборудования, используемого при выполнении экспериментов.

Лабораторная работа 3.1
Изучение закона Ома

1. Теоретические сведения

Электрическим током называют упорядоченное движение заряженных частиц или заряженных макроскопических тел. Различают два вида электрических токов – токи проводимости и конвекционные токи.

Током проводимости называют упорядоченное движение в веществе или вакууме свободных заряженных частиц – электронов проводимости (в металлах), положительных и отрицательных ионов (в электролитах), электронов и положительных ионов (в газах), электронов проводимости и дырок (в полупроводниках), пучков электронов (в вакууме). Этот ток обусловлен тем, что в проводнике под действием приложенного электрического поля напряженностью $\vec{E}$ происходит перемещение свободных электрических зарядов.

Конвекционным электрическим током называют ток, обусловленный перемещением в пространстве заряженного макроскопического тела.

Для возникновения и поддержания электрического тока проводимости необходимы следующие условия:

1) наличие свободных носителей тока (свободных зарядов);

2) наличие электрического поля, создающего упорядоченное движение свободных зарядов;

3) на свободные заряды, помимо кулоновских сил, должны действовать *сторонние силы* неэлектрической природы; эти силы создаются различными *источниками тока* (гальваническими элементами, аккумуляторами, электрическими генераторами и др.);

4) цепь электрического тока должна быть замкнутой.

За направление электрического тока условно принимают направление движения положительных зарядов, образующих этот ток.

Количественной мерой электрического тока является *сила тока* I – скалярная физическая величина, определяемая электрическим зарядом, проходящим через поперечное сечение S проводника в единицу времени:

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

Ток, сила и направление которого не изменяются с течением времени, называется *постоянным*. Для постоянного тока

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

Электрический ток, изменяющийся с течением времени, называется *переменным*. Примером такого тока является синусоидальный электрический ток, применяемый в электротехнике и электроэнергетике.

Единица силы тока – *ампер* (А). В СИ определение единицы силы тока формулируется следующим образом: 1 А – это сила такого постоянного тока, который при протекании по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м один

от другого, создает между этими проводниками силу, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

Для характеристики направления электрического тока проводимости в разных точках поверхности проводника и распределения силы тока по этой поверхности вводится плотность тока.

Плотностью тока $\vec{j}$ называют векторную физическую величину, совпадающую с направлением тока в рассматриваемой точке и численно равную отношению силы тока *dI*, проходящего через элементарную поверхность, перпендикулярной направлению тока, к площади этой поверхности:

$$j = \frac{dI}{dS}.$$

Единица плотности тока – *ампер на квадратный метр* (А/м^2).

Плотность постоянного электрического тока одинакова по всему поперечному сечению однородного проводника. Поэтому для постоянного тока в однородном проводнике с площадью поперечного сечения *S* сила тока равна

$$I = jS.$$

В дальнейшем мы будем называть любой проводник, по которому течет электрический ток ***электрической цепью*** (или просто – ***цепью***).

Если в электрической цепи на носители тока действуют только силы электростатического поля, то происходит перемещение зарядов от точек с большим потенциалом к точкам с меньшим потенциалом. Это приводит к выравниванию потенциалов во всех точках цепи и к исчезновению тока. Поэтому для поддержания постоянного электрического тока в цепи необходимо наличие устройства, способного создавать и поддерживать разность потенциалов за счет работы некоторых сторонних сил. Такие устройства называют ***источниками тока***.

Под действием сторонних сил носители тока движутся внутри источника электрической энергии против сил электростатического поля (против кулоновских сил, вызывающих соединение разноименных зарядов, а следовательно, выравнивание потенциалов и исчезновение тока), так что на концах внешней цепи поддерживается постоянная разность потенциалов и в цепи протекает постоянный электрический ток.

Сторонние силы совершают работу по перемещению электрических зарядов. ***Физическая величина, определяемая работой сторонних сил при перемещении единичного положительного заряда, называется электродвижущей силой (ЭДС) источника:***

$$\varepsilon = \frac{A_{ст}}{q_0}.$$

Единица измерения ЭДС – ***вольт*** (В).

Сторонняя сила, действующая на заряд q_0, может быть выражена через напряженность $\vec{E}_{ст}$ поля сторонних сил $\vec{F}_{ст}$:

$$\vec{F}_{ст} = \vec{E}_{ст} q_0.$$

Тогда работа сторонних сил по перемещению заряда q_0 на замкнутом участке цепи будет равна:

$$A_{ст} = \oint_l \vec{F} \cdot d\vec{l} = q_0 \oint_l \vec{E}_{ст} \cdot d\vec{l}.$$

Здесь кружок в центре интеграла означает, что работа участок цепи является замкнутым. Разделив последнюю формулу на q_0, получим выражение для ЭДС, действующей в цепи:

$$\varepsilon = \oint_l \vec{E}_{ст} \cdot d\vec{l},$$

т.е. ЭДС, действующая в замкнутой цепи, есть циркуляция вектора напряженности поля сторонних сил. Если мы рассмотрим некорторый участок замкнутой цепи (который мы обозначим как 1-2), ЭДС на этом участке цепи будет равна:

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}_{ст} d\vec{l}.$$

На заряд q_0 помимо сторонних сил действуют также силы электростатического поля (кулоновские силы) $\vec{F}_к = q_0\vec{E}$. Таким образом, результирующая сила, действующая в цепи на заряд q_0, определяется следующим образом:

$$\vec{F} = \vec{F}_{ст} + \vec{F}_к = q_0\left(\vec{E}_{ст} + \vec{E}\right).$$

Тогда работа, совершаемая этой силой над зарядом q_0 на участке 1-2 цепи, равна

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 \vec{E}_{ст} \cdot d\vec{l} + q_0 \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l}.$$

Используя последнюю формулу и соотношение $\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l}$, мы можем записать:

$$A_{12} = q_0\varepsilon_{12} + q_0(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Для замкнутой цепи работа электростатических сил равна нулю, поэтому в такой цепи

$$A_{12} = q_0\varepsilon_{12}.$$

Разделив данную формулу на q_0, получим

$$\frac{A_{12}}{q_0} = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2),$$

Величина $\frac{A_{12}}{q_0}$ называется ***напряжением*** на участке цепи 1-2 и обозначается как U_{12}

$$U_{12} = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Таким образом, ***напряжением на участке цепи называется физическая величина, определяемая работой, совершаемой суммарным полем кулоновских и сторонних сил при перемещении единичного положительного заряда.***

Таким образом, напряжение является более общим понятием, чем разность потенциалов: напряжение на участке цепи равно разности потенциалов только в том случае, если на этом участке не действует ЭДС, т.е. сторонними силами не совершается работа. Такой участок электрической цепи называется ***однородным***. Если на участке цепи действует ЭДС, то такой участок называется ***неоднородным***.

Немецкий физик Г. Ом (1787-1854) экспериментально установил, что сила тока в *однородном проводнике* пропорциональна разности потенциалов на его концах и обратно пропорциональна сопротивлению проводника (***закон Ома для участка цепи***):

$$IR = U$$

или

$$IR = \varphi_1 - \varphi_2,$$

где R – ***электрическое сопротивление*** проводника, определяющее упорядоченность перемещения свободных носителей тока.

Электрическое сопротивление металлического проводника обусловлено тем, что свободные электроны при своем движении взаимодействуют (соударяются) с положительными ионами кристаллической решетки. Поэтому сопротивление проводников зависит прежде всего от материала проводника, т.е. строения его кристаллической решетки. Для однородного цилиндрического проводника длиной l и площадью поперечного сечения S сопротивление определяется по формуле

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

где

$$\rho = \frac{RS}{l},$$

– ***удельное сопротивление*** (сопротивление однородного цилиндрического проводника, имеющего единичную длину и единичную площадь поперечного сечения), характеризующее материал проводника.

Единица сопротивления – ***Ом***: *1 Ом* – сопротивление такого проводника, в котором при напряжении *1 В* течет постоянный ток силой *1 А*.

Величина

$$G = \frac{1}{R},$$

обратная сопротивлению, называется ***электрической проводимостью***. Единица проводимости – ***сименс***: *1 См* – электрическая проводимость проводника сопротивлением *1 Ом*.

Рассмотрим теперь ***неоднородный*** участок цепи 1-2 (см. рисунок ниже), где действует ЭДС источника ε_{12} и на концах которого приложена разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$.

а *б*

Закон Ома для неоднородного участка цепи получается из закона Ома для однородного участка цепи $IR = U$ если под напряжением U понимать напряжение на неоднородном участке цепи $U_{12} = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)$. В этом случае получаем:

$$IR = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)$$

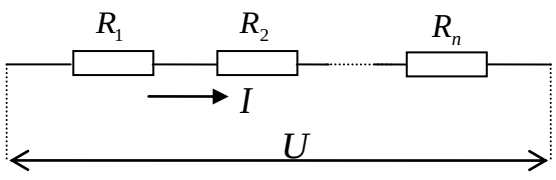
Последнее уравнение есть закон Ома для неоднородного участка цепи. Отметим, что в этой формуле ЭДС ε_{12} берется либо с положительным, либо с отрицательным знаком. Если ЭДС способствует движению положительных зарядов в направлении обхода (в направлении 1-2), то $\varepsilon_{12} > 0$ (рис. *а*). Если ЭДС препятствует движению положительных зарядов в направлении обхода, то $\varepsilon_{12} < 0$ (рис. *б*).

Электрическая цепь представляет собой совокупность различных проводников и источников тока. В общем случае цепь является разветвленной и содержит участки, где проводники могут соединяться последовательно и параллельно.

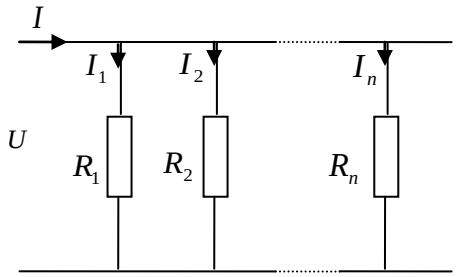
При последовательном соединении проводников (см ниже рисунок а) мы имеем:

а) сила тока во всех частях цепи одинакова ($I = const$);

б) напряжение на зажимах цепи равно сумме падений напряжений на отдельных участках ($U = \sum_{i=1}^{n} U_1$).



а



б

Учитывая эти положения и используя закон Ома для однородного участка, найдем общее (эквивалентное) сопротивление цепи:

$$IR_{общ} = IR_1 + IR_2 + ... + IR_n,$$

или

$$R_{общ} = \sum_{i=1}^{n} R_i.$$

Таким образом, ***общее сопротивление цепи, состоящей из последовательно соединенных проводников, равно сумме сопротивлений отдельных проводников.***

При параллельном соединении проводников (рисунок б) мы имеем:

а) сила тока в неразветвленной части цепи равна сумме сил токов, протекающих в разветвленных участках цепи ($I = \sum_{i=1}^{n} I_i$);

б) падения напряжения в параллельно соединенных участках цепи одинаковы и равны напряжению на зажимах цепи ($U_1 = U_2 = ... = U_n = U$).

С учетом этих положений и на основании закона Ома для однородного участка цепи найдем общее (эквивалентное) сопротивление цепи:

$$\frac{U}{R_{общ}} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + ... + \frac{U}{R_n},$$

или

$$\frac{1}{R_{общ}} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_i}.$$

Таким образом, ***при параллельном соединении проводников складываются величины, обратные сопротивлениям отдельных участков цепи (проводимости ветвей).***

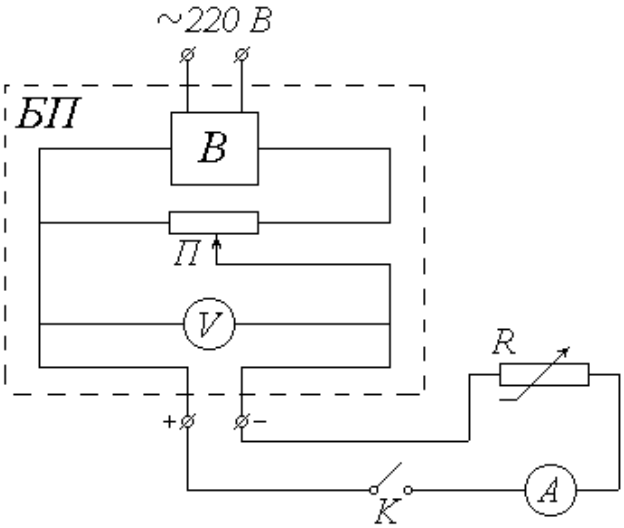
2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

Целью работы является:

1) знакомство с простейшими электрическими схемами и приобретение навыков работы с электро-измерительными приборами;

2) экспериментальная проверка закона Ома для участка электрической цепи.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке:



БП – блок питания:
В – выпрямитель;
П – потенциометр;
V – вольтметр;
K – ключ;
A – миллиамперметр;
R – магазин сопротивлений

3. Описание методики измерений

Согласно закону Ома для однородного участка цепи, сила тока на участке цепи прямо пропорциональна напряжению (разности потенциалов) U на этом участке и обратно пропорциональна его сопротивлению R (или прямо пропорциональна величине $\frac{1}{R}$):

$$I = \frac{U}{R} = U \cdot \frac{1}{R} \qquad (1)$$

Выражение (1), хорошо известное как закон Ома для участка цепи, позволяет, в частности, определить сопротивление этого участка по измеренным значениям силы тока и напряжения:

$$R = \frac{U}{I} \qquad (2)$$

Если, не меняя напряжения, измерять силу тока при различных значениях сопротивления, то, согласно (1), напряжение U будет коэффициентом пропорциональности между током I и величиной $1/R$. Таким образом, график зависимости I $(1/R)$ должен представлять собой прямую, проходящую через начало координат. Значение напряжения можно найти как тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс:

$$U = \frac{\Delta I}{\Delta\left(\frac{1}{R}\right)} \qquad (3)$$

Источником питания в экспериментальной установке служит переменное (сетевое) напряжение. Выпрямитель *В*, входящий в состав блока питания *БП*, преобразует это напряжение в постоянное. Потенциометр *П* позволяет изменять величину постоянного напряжения *U* на выходе из блока питания (практически это осуществляется вращением ручки на панели *БП*). Измеряется величина *U* вольтметром *V*, шкала которого также выведена на панель *БП*.

Исследуемый участок цепи состоит из последовательно соединенных ключа *K*, миллиамперметра *A*, служащего для измерения силы тока *I*, и магазина сопротивлений *R* (сопротивление миллиамперметра и подводящих проводов пренебрежимо малы).

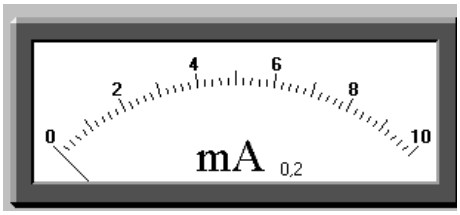
4. Порядок измерений и обработки результатов

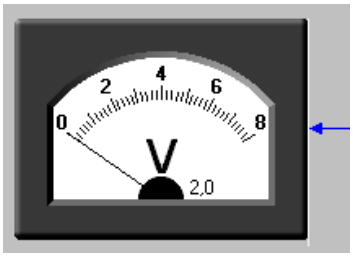
Упражнение 1. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СИЛЫ ТОКА ОТ НАПРЯЖЕНИЯ

1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 1 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки и данные к Вашей работе.

2. Ознакомьтесь с электроизмерительными приборами. Определите класс точности вольтметра K_V и миллиамперметра K_A, а также их пределы измерения $U_{\max}$ и $I_{\max}$. Запишите величины K_V, K_A, $U_{\max}$ и $I_{\max}$ в тетрадь. Рассчитайте цену деления этих приборов и научитесь снимать их показания.

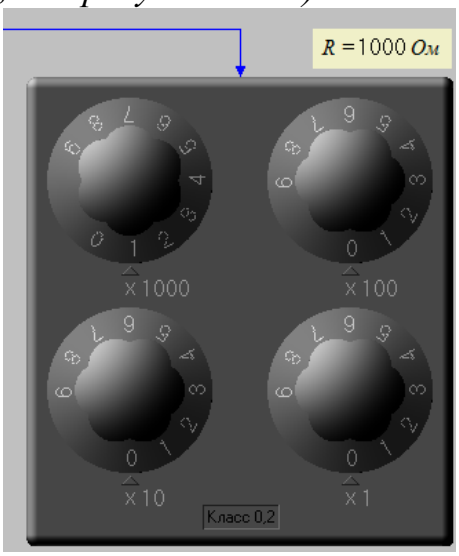
В виртуальной лабораторной работе классы точности миллиамперметра и вольтметра обозначены на их шкалах цифрами (соответственно 0,2 и 2,0 на рисунке ниже):





3. Ознакомьтесь с магазином сопротивлений. Определите его класс точности K_M и запишите эту величину в тетрадь. Вращением соответствующих ручек (**ручку** «×1000» **не трогать!**) установите рекомендуемое значение сопротивления R_0, которое указано в Приложении 1 в соответствие с вариантом Вашей работы и также запишите его в тетрадь.

В виртуальной лабораторной работе класс точности магазина сопротивлений обозначен в его нижней части (0,2 на рисунке ниже):



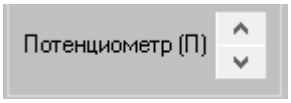
Вращение ручек магазина сопротивлений осуществляется кнопками-стрелками, расположенными ниже надписи «Магазин сопротивлений»:

4. Ознакомьтесь со схемой установки, убедившись, что ключ *К* разомкнут. Включите в сеть блок питания *БП* и замкните ключ *К*.

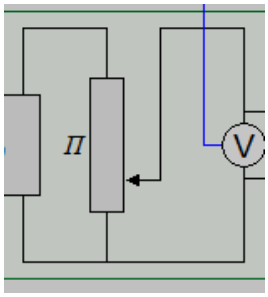
Замыкание и размыкание ключа осуществляется кнопкой «Замкнуть». После замыкания на этой кнопке появляется надпись «Разомкнуть». Включение блока питания в сеть осуществляется кнопкой «Сеть».

5. Вращением ручки потенциометра на панели *БП* установите начальное значение напряжения $U = 3$ *В*.

В виртуальной лабораторной работе вращение потенциометра осуществляется кнопками-стрелками «вверх» и «вниз»:



При этом ползунок потенциометра на схеме (обозначенный стрелкой) будет перемещаться:



6. Со шкалы миллиамперметра снимите значение силы тока *I*. Показания приборов (величины U и I) занесите в соответствующие столбцы табл. 1.

Таблица 1

Номер опыта	*U, В*	*I , мА*	*R , Ом*	$\Delta R = R - \overline{R}$ *Ом*	$(\Delta R)^2$, *Ом*^{2}
1					
2					
3					
4					
5					
			$\overline{R} = \frac{\sum_{i=1}^{5} R_i}{5} = \ldots$		$\sum_{i=1}^{5} (\Delta R_i)^2 = \ldots$

7. Увеличивая на один вольт значение подаваемого напряжения *U*, повторите действия, описанные в п. 6, еще четыре раза.

8. Переводя силу тока I в амперы, вычислите по формуле (2) и занесите в таблицу значения сопротивления *R* для каждого опыта.

9. Рассчитайте среднее значение $\overline{R}$ найденных значений сопротивления и запишите ее в таблицу.

10. Вычислите и занесите в таблицу отклонения ΔR каждого из значений сопротивления от среднего, а также квадраты этих отклонений. Сумму квадратов отклонений занесите в ячейку « $\sum_{i=1}^{5} (\Delta R_i)^2 = \ldots$».

11. Найдите величину случайной погрешности $\Delta_s R$, задаваясь доверительной вероятностью $\alpha = 0{,}95$:

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{5} (\Delta R_i)^2}{n(n-1)}}, \quad \Delta_s R = t_{n,\alpha} \cdot \sigma_R$$

$n = 5$ - число измерений, $t_{n,\alpha} = 2.78$.

12. По классу точности и пределу измерения приборов определите абсолютные приборные погрешности измерения напряжения δU и силы тока δI, а также относительные ошибки E_U и E_I.

$$\delta U = \frac{K_V \cdot U_{\max}}{100},$$

$$\delta I = \frac{K_A \cdot I_{\max}}{100},$$

$$E_U = \frac{\delta U}{U_{\min}},$$

$$E_I = \frac{\delta I}{I_{\min}}.$$

13. Оцените абсолютную приборную погрешность косвенного измерения сопротивления δR. При необходимости воспользуйтесь формулой

$$\delta R = \overline{R}\sqrt{E_U{}^2 + E_I{}^2}$$

14. Оцените полные абсолютную Δ и относительную E погрешности. Сделав необходимые округления, запишите окончательный результат измерения сопротивления. Сопоставьте полученный доверительный интервал с установленным значением сопротивления магазина R_0.

15. Вычислите абсолютную приборную ошибку сопротивления магазина

$$\delta R_0 = \frac{K_M \cdot R_0}{100}$$

и оцените его доверительный интервал $R_0 \pm \delta R_0$. Сравните его с ранее полученным интервалом. Сделайте выводы о характере зависимости силы тока от напряжения на участке электрической цепи.

Упражнение 2. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТОКА ОТ СОПРОТИВЛЕНИЯ

1. Ручкой потенциометра установите рекомендуемое значение напряжения U_0. Запишите это значение в тетрадь.

2. Установите на магазине сопротивлений начальное значение R = 1000 *Ом*.

3. Со шкалы миллиамперметра снимите значение силы тока I. Переведите это значение в амперы. Показания приборов (величины R и I) занесите в табл. 2.

Таблица 2

Номер измерения	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
R, Ом										
I, А										
$\frac{1}{R}$, Ом$^{-1}$										

4. Увеличивая значение сопротивления магазина с помощью ручки «×100» на 100 *Ом*, повторите действия, перечисленные в п. 3, еще семь раз.

5. Ручкой потенциометра уменьшите подаваемое напряжение до нуля. Отключите сетевой тумблер на панели блока питания и выключите установку из сети.

6. Постройте график зависимости силы тока I от величины $\frac{1}{R}$. Сделайте вывод о характере зависимости силы тока от сопротивления участка цепи.

7. Проведите сглаживающую прямую через начало координат и экспериментальные точки. Выберите на этой прямой две точки (одной из них может быть начало координат) и по тангенсу угла наклона прямой, используя формулу (3), рассчитайте значение напряжения U.

8. Сравните полученное значение U с ранее записанным показанием вольтметра U_0. Оцените их относительное отклонение

$$E = \frac{|U - U_0|}{U_0} \cdot 100\%$$

5. Контрольные вопросы

1. Что называется электрическим током?
2. Что называется конвекционным током, током проводимости?
3. Какие условия необходимы для возникновения и поддержания электрического тока.
4. Сила тока (определение).
5. Плотность тока (определение).
6. Что называют источниками тока?
7. Что называется электродвижущей силой?
8. Что называется напряжением на участке цепи?
9. Какой участок цепи называется однородным (неоднородным)?
10. Закон Ома для однородного и неоднородного участка цепи.
11. Сопротивление проводника.
12. Последовательное и параллельное соединение сопротивлений.
13. Доверительный интервал. Порядок оценки случайной погрешности.
14. Класс точности электроизмерительного прибора. Оценка абсолютной и относительной приборных ошибок по классу точности и пределу измерения прибора.
15. Погрешность косвенного измерения. Полная абсолютная и относительная ошибки. Окончательный результат измерений.
16. Построение графических зависимостей. Определение физической величины по тангенсу угла наклона графика.
17. Простые задачи на постоянный ток

Приложение 1

Варианты к лабораторной работе 3.1

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки	Значение сопротивления R_0 в магазине сопротивлений в Упражнении 1, Ом
1	1	1000
2	1	1020
3	1	1045
4	1	1075
5	1	1100
6	2	1050
7	2	1090
8	2	1125
9	2	1150
10	2	1175
11	3	1100
12	3	1130
13	3	1160
14	3	1175
15	3	1195
16	4	1120
17	4	1150
18	4	1175
19	4	1200
20	4	1225
21	5	1190
22	5	1220
23	5	1245
24	5	1275
25	5	1305
26	6	1225
27	6	1260
28	6	1300
29	6	1325
30	6	1350

Лабораторная работа 3.2
Исследование электростатического поля

1. Теоретические сведения

Любой неподвижный электрический заряд создает в окружающем его пространстве электростатическое поле. Это поле обнаруживается при внесении в него других (пробных) электрических зарядов по силе, действующей на эти заряды. Силовой характеристикой электростатического поля является его напряженность.

Напряженность электростатического поля численно равна силе, с которой поле действует на единичный положительный заряд, помещенный в данную точку поля:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q_0}, \tag{1}$$

где $\vec{E}$ – вектор напряженности электростатического поля, В/м; $\vec{F}$ – сила, действующая на заряд, Н; Q_0 – величина пробного заряда, Кл.

Напряженность – векторная величина, которая совпадает с силой, действующей на точечный заряд, помещенный в данную точку поля.

Рассмотрим поле, созданное точечным зарядом Q. По закону Кулона величина силы взаимодействия между двумя точечными зарядами Q и Q_0, находящимися на расстоянии r друг от друга, равна:

$$F = \frac{Q \cdot Q_0}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon \cdot r^2}, \tag{2}$$

где ε_0 – электрическая постоянная, равная в СИ $8{,}85 \cdot 10^{-12}$, Ф/м; ε – диэлектрическая проницаемость среды, в которой находятся заряды Q и Q_0 (для вакуума, а приближенно и для воздуха $\varepsilon = 1$); r – расстояние на котором находятся заряды, м.

Из выражений (1) и (2) следует, что напряженность поля, созданного точечным зарядом Q, определяется соотношением:

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2}. \tag{3}$$

Графически поле принято изображать с помощью силовых линий. Линия, касательная к которой в каждой точке совпадает по направлению с вектором напряженности электрического поля, называется *силовой линией*.

Следовательно, силовые линии определяют направление напряженности в каждой точке поля, через которую они проходят, густота силовых линий, пронизывающих единичную площадку перпендикулярную к линиям, равна численному значению вектора напряженности $\vec{E}$.

Еще одной характеристикой электрического поля является потенциал. Потенциал является энергетической характеристикой поля. Для данной точки электростатического поля потенциал φ численно равен работе, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда из этой точки в бесконечность, т. е.:

$$\varphi = \frac{A_\infty}{Q_0}, \tag{4}$$

где A_∞ – работа по перемещению положительного заряда Q_0 из данной точки в бесконечность, Дж.

Работа электростатического поля, созданного точечным зарядом Q по перемещению заряда Q_0 из точки поля 1 в точку 2 (рис. 1) равна:

$$A = \frac{Q \cdot Q_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1} - \frac{Q \cdot Q_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_2} = \frac{Q \cdot Q_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right), \tag{5}$$

где r_1 и r_2 – радиусы-векторы точек поля 1 и 2.

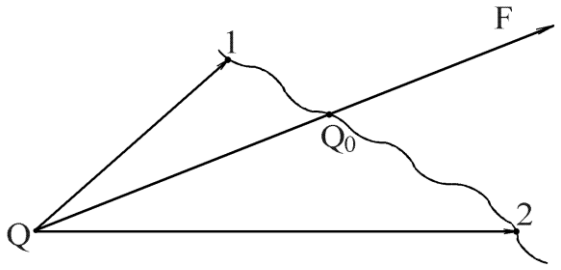


Рис 1.

Если $r_2 \to \infty$, то

$$A_\infty = Q\frac{Q_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1}$$

и согласно равенству (4) потенциал электростатического поля, создаваемый зарядом Q в точке 1, будет равен:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1}. \tag{6}$$

Тогда равенство (5) можно представить в виде:

$$A = Q_0(\varphi_1 - \varphi_2), \tag{7}$$

где φ_1 и φ_2 – потенциалы поля в точках 1 и 2 соответственно, В.

Выражение (7) сохраняет смысл для полей, созданных любыми зарядами. Их равенств (5) и (7) следует, что в электростатическом поле работа, совершенная по перемещению заряда из одной точки в другую, не зависит от траектории перемещения, а зависит только от положения точек, между которыми совершается работа.

Электростатическое поле точечного заряда, обладающее такими свойствами, называется потенциальным.

При перемещении заряда в потенциальном поле по замкнутому контуру работа равна нулю (см. выражение (7) при $\varphi_1 = \varphi_2$). Этот результат можно записать в виде:

$$A = \oint dA = \oint Q \cdot E_l dl = 0,$$

где dA – работа, совершенная на бесконечно малом участке dl, E_l – проекция напряженности $\vec{E}$ на dl.

Если перемещается единичный положительный заряд Q, то

$$\oint E_l \cdot dl = 0. \tag{8}$$

Величина $\oint E_l \cdot dl$, численно равная работе по перемещению единичного положительного заряда по замкнутому контуру, называется циркуляцией вектора напряженности электростатического поля, а формула (8) называется теоремой о циркуляции вектора

напряженности электростатического поля. Выражение (8) является отличительным признаком потенциального поля. Линии напряженности этого поля не могут быть замкнутыми.

Потенциал электростатического поля является функцией радиуса-вектора (или координат) точки, для которых потенциал будет одинаковым.

Геометрическое место точек с одинаковым потенциалом называется эквипотенциальной поверхностью, или поверхностью равного потенциала.

Например, для поля, созданного точечным зарядом, эквипотенциальные поверхности представляют собой сферические поверхности. Любая линия на эквипотенциальной поверхности будет также эквипотенциальной.

Установим связь между потенциалом и вектором напряженности поля. Для определения количественной связи между φ и $\vec{E}$ рассмотрим две бесконечно близкие эквипотенциальные поверхности с потенциалами φ и $\varphi + d\varphi$ (рис. 2).

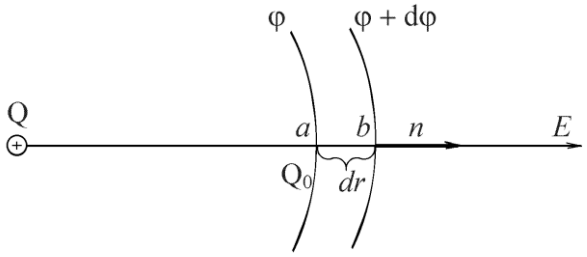


Рис. 2

Вектор напряженности $\vec{E}$ направлен по нормали к эквипотенциальным поверхностям в сторону уменьшения потенциала и пересекает эти поверхности в точках a и b, расстояние между которыми dr. При перемещении положительного заряда Q из точки a в точку b совершается работа:

$$dA = F \cdot dr = Q \cdot E \cdot dr\,. \tag{9}$$

Выражая эту же работу через разность потенциалов, получим:

$$dA = Q(\varphi - (\varphi + d\varphi)) = -Q \cdot d\varphi\,. \tag{10}$$

Сравнивая выражения (9) и (10), получим:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}. \tag{11}$$

Величина $\frac{d\varphi}{dr}$, характеризующая быстроту изменении потенциала в направлении нормали к силовым линиям электрического поля, называется градиентом потенциала.

Напомним, что градиент скаляра φ – величина векторная и обозначается *grad*φ, тогда выражение (11) можно переписать в виде:

$$\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi\,. \tag{12}$$

Так как силовые линии всегда нормальны к эквипотенциальным линиям, можно написать:

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{dr}\vec{n}_0\,,$$

где $\vec{n}_0$ – единичный вектор, нормальный к эквипотенциальной поверхности.

Для однородного поля вместо выражения (11) можно применить формулу:

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta r}, \qquad (13)$$

где Δr – расстояние между любыми двумя точками, расположенными на одной силовой линии; $\Delta\varphi$ – разность потенциалов между этими точками.

По этой же формуле можно вычислять среднюю напряженность в выбранном участке поля.

2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

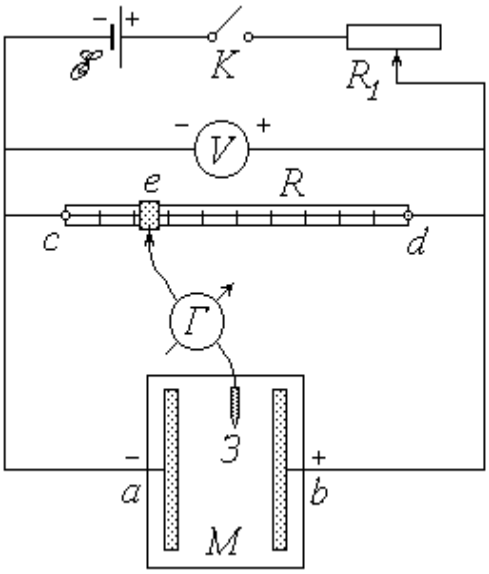
Целью работы является:

1) экспериментальное нахождение точек заданного потенциала на плоской модели электростатического поля;

2) построение эквипотенциальных и силовых линий поля;

3) расчет характеристик поля по результатам экспериментального исследования.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке



E – источник постоянной ЭДС;
K – ключ;
R_1 – реостат;
V – вольтметр;
R – реохорд;
$Г$ – нуль-гальванометр;
$З$ – зонд;
M – модель.

3. Описание методики измерений

Питание электрической цепи установки осуществляется от источника постоянной ЭДС; замыкается цепь ключом K. Реостат R_1 служит для регулирования подаваемого на установку постоянного напряжения U, а вольтметр – для контроля заданной величины этого напряжения.

Реохорд R представляет собой деревянную линейку с миллиметровыми делениями, по оси которой протянут однородный металлический проводник постоянного сечения и известной длины l_{cd}. Вдоль проводника можно перемещать подвижный контакт e. При замыкании цепи по проводнику течет ток I; в соответствии с законом Ома

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

где $R = R_{cd}$ – сопротивление проводника. Напряжение на участке ce равно

$$U_{ce} = I \cdot R_{ce} = U \frac{R_{ce}}{R_{cd}}, \qquad (1)$$

где R_{ce} – сопротивление этого участка.

Очевидно, что наименьшим потенциалом обладает точка с реохорда, непосредственно соединенная с «минусом» источника. Если принять потенциал этой точки равным нулю ($\varphi_c = 0$), то потенциал точки *d* будет равен *U*, а потенциал подвижного контакта (точки *e*) $\varphi_e = U_{ce}$. Учитывая, что сопротивление однородного проводника неизменного сечения прямо пропорционально его длине, можно переписать соотношение (1) в виде

$$\varphi_{ce} = U \cdot \frac{l_{ce}}{l_{cd}}, \qquad (2)$$

где l_{ce} – длина участка *ce*, определяемая по делениям реохорда (начало его шкалы должно совпадать с точкой *c*).

Модель электростатического поля М представляет собой электро-проводную бумагу, наклеенную на пластину из диэлектрика и разграфленную координатной сеткой. К бумаге прижаты изготовленные из металла электрод *a*(«–»), накоротко соединенный с точкой *c* реохорда, и электрод *b* («+»), соединенный с точкой *d*. Таким образом, при замыкании цепи потенциалы электродов будут равны: $\varphi_a = \varphi_c = 0$; $\varphi_b = \varphi_d = U$. При наличии постоянной разности потенциалов по бумаге течет постоянный ток. Следовательно, поле модели не является электростатическим. Однако распределение потенциалов точек модели стационарно (постоянно во времени) и не отличается от того, которое сформировалось бы в электростатическом поле. Поэтому данное поле моделирует электростатическое, а наличие проводника (бумаги) между электродами позволяет измерять потенциалы различных его точек.

Для определения потенциалов точек модели, а точнее, для поиска на ней точек с заданным потенциалом, служит участок *e3* электрической цепи. Его главным элементом является гальванометр *Г* – прибор для обнаружения (при необходимости – и для измерения) малых токов, текущих в различных направлениях. Одна из клемм гальванометра соединена с подвижным контактом (точкой *e*) реохорда, а к другой подключен металлический зонд *3*. Предположим, что цепь замкнута, и потенциал точки *e* известен. Если коснуться зондом электрода *a* модели, то через гальванометр потечет ток в направлении от *e* к *3*, т.к. $\varphi_e > \varphi_a = 0$. Если же коснуться зондом электрода *b*, то направление тока будет противоположным, т.к. $\varphi_e < \varphi_b = U$. Потенциал φ произвольно выбранной точки модели лежит в пределах $0 < \varphi < U$. Очевидно, что между электродами найдутся и такие точки, потенциал которых $\varphi = \varphi_e$ (совокупность этих точек представляет собой *эквипотенциальную линию* – сечение *эквипотенциальной поверхности* плоскостью модели). Перемещая зонд по модели, можно «нащупать» одну из таких точек; при этом разность потенциалов на участке *e3*, а следовательно, и ток через гальванометр будут равны нулю. В этом и заключается поиск точек заданного потенциала в поле модели; отсюда происходит название прибора – «нуль-гальванометр». Наличие координатной сетки позволяет нанести найденные точки на чертеж (миллиметровую бумагу) и, соединив их между собой, построить эквипотенциальную линию. Изменяя положение подвижного контакта реохорда и рассчитывая новые значения потенциала точки *e* по формуле (2), можно получить семейство нескольких линий равного потенциала. Это дает возможность, во-первых, изобразить силовые линии поля; во-вторых, рассчитать значение напряженности поля в любой его точке.

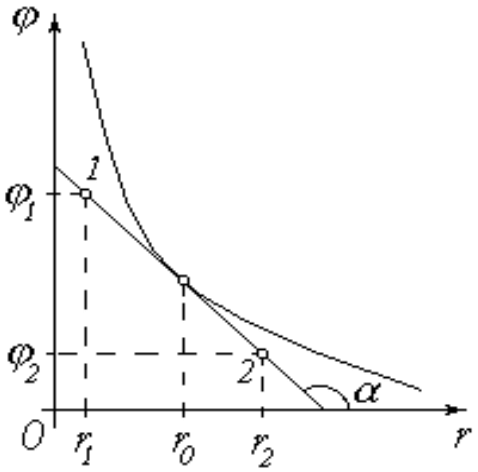
Вектор напряженности $\vec{E}$ связан с потенциалом электростатического поля известным соотношением

$$\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi, \tag{3}$$

где $\mathrm{grad}\varphi$ – градиент потенциала. Из этого соотношения следует, что напряженность направлена в сторону наискорейшего убывания потенциала, т.е. силовые линии поля нормальны (перпендикулярны) к эквипотенциальным поверхностям и направлены «от плюса к минусу».

В случае *одномерного* поля потенциал зависит лишь от одной координаты r: $\varphi = \varphi(r)$. На модели такого поля электроды имеют одинаковую правильную геометрическую форму. Это либо параллельные друг другу отрезки (в этом случае ось Or направлена перпендикулярно электродам), либо концентрические окружности (при этом ось Or совпадает с радиальной прямой). Эквипотенциальные линии повторяют по форме очертания электродов, а силовые линии представляют собой семейство прямых – параллельных или радиальных – и направлены от положительного электрода к отрицательному. В одномерном поле векторное соотношение (3) в проекции на ось Or принимает вид

$$E_r = -\frac{d\varphi}{d\,r} \tag{4}$$



Как известно, значение производной функции в заданной точке ($r = r_0$) численно равно угловому коэффициенту (тангенсу угла α наклона к оси абсцисс) касательной, проведенной в этой точке к кривой, изображающей график функции. Рисунок иллюстрирует графический способ определения проекции вектора напряженности E_r. Выбрав на касательной две точки *1* и *2* (они должны располагаться как можно дальше друг от друга и могут совпадать с точками пересечения прямой и осей координат), найдем угловой коэффициент:

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\,r} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{r_2 - r_1}.$$

Согласно (4),

$$E_r = -\mathrm{tg}\,\alpha = \mathrm{tg}(\pi - \alpha)$$

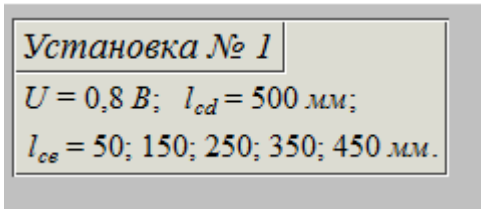
или

$$E_r = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{r_2 - r_1} \qquad (5)$$

4. Порядок измерений и обработки результатов

1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 1 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

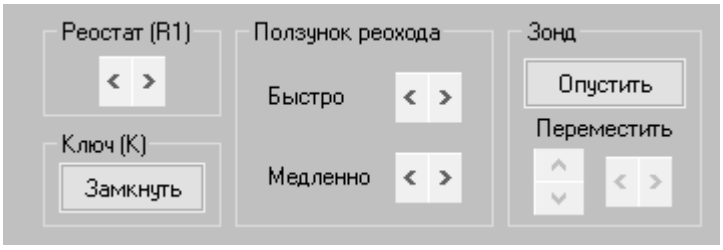
2. Ознакомьтесь с элементами лабораторной установки и измерительными приборами. Запишите в тетрадь длину реохорда l_{cd}, выразив ее в миллиметрах. *В виртуальном варианте лабораторной работы длина реохорда, а также рекомендуемые значения разности потенциалов U между точками c и d, и значения длины участка c–e реохорда* $l_{ce} = 50, 150, 250, 350, 450$ мм *содержаться в окне лабораторной работы (см. ниже):*



3. Ознакомьтесь с электрической цепью. Обратите внимание на полярность: нулевое деление (точка *c*) реохорда, отрицательный электрод *a* модели и «минус» вольтметра должны быть соединены с «минусом» источника.

4. На миллиметровой бумаге изобразите в масштабе 1:1 модель электростатического поля (электроды и координатные оси с делениями).

5. Введите реостат R_1 полностью (установите его движок так, чтобы сопротивление реостата было максимальным). *В виртуальном варианте лабораторной работы движок реостата регулируется кнопками-стрелками «вправо» и «влево» ниже надписи «Реостат (R1)» (см. рисунок ниже):*

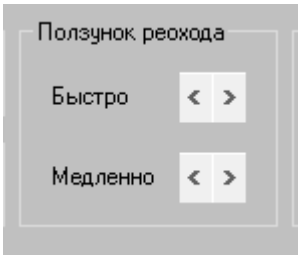


6. Включите источник питания установки. *В виртуальном варианте лабораторной работы питание уже включено.*

7. Замкните ключ *K*. *В виртуальном варианте лабораторной работы ключ замыкается кнопкой «Замкнуть». При этом надпись на кнопке меняется на надпись «Разомкнуть».*

8. Перемещая движок реостата R_1 и наблюдая за показаниями вольтметра, установите рекомендуемое значение напряжения *U*. Запишите это значение в тетрадь.

9. Руководствуясь рекомендациями, установите подвижный контакт (ползунок) *e* реохорда в начальное положение. *В виртуальном варианте лабораторной работы ползунок реохорда регулируется кнопками-стрелками «вправо» и «влево»:*



10. Значение длины участка l_{ce} (в миллиметрах) занесите в таблицу. По формуле (2) рассчитайте потенциал φ_e, равный потенциалу φ точек искомой эквипотенциальной линии модели, и запишите его значение в соответствующий столбец таблицы.

Таблица 1

Номер линии	l_{ce}, *мм*	φ, *В*	Номер точки	*x*, *см*	*y*, *см*	*r*, *м*
1			1			
			2			
			3			
			4			
			5			
			Среднее значение r:			
2			1			
			2			
			3			
			4			
			5			
			Среднее значение r:			
3			1			
			2			
			3			
			4			
			5			
			Среднее значение r:			
4			1			
			2			
			3			
			4			
			5			
			Среднее значение r:			
5						
			Среднее значение r:			

11. Коснитесь зондом *3* точки модели вблизи отрицательного электрода *a*. Запомните направление, в котором «зашкаливает» стрелка гальванометра *Г*. Коснувшись точки ближе к положительному электроду *b*, убедитесь в том, что направление «зашкаливания» изменилось на противоположное. Затем коснитесь третьей точки, расположенной между двумя первыми. Сужая таким образом зону поиска, найдите точку, касание которой обращает показания гальванометра в нуль (практически стрелка прибора должна при этом установиться или совершать малые колебания в пределах его шкалы). Используя сетку модели, определите координаты *x* и *y* найденной точки и запишите их в таблицу. Нанесите эту точку на миллиметровую бумагу.

В виртуальном варианте лабораторной работы для того, чтобы привести в действие зонд, необходимо нажать на кнопку «Опустить». При этом надпись на кнопке поменяется на надпись «Поднять». Управление положением зонда осуществляется кнопками-стрелками ниже надписи «Переместить»:

Иногда полностью установить стрелку гальванометра точно на ноль не удается. В этом случае достаточно, чтобы стрелка находилась максимально близко к нулю (рисунок ниже):

12. Повторите действия, описанные в п. 11, не менее семи раз ($n \geq 8$). Найденные точки должны быть расположены достаточно далеко друг от друга в поле всей модели – так, чтобы по ним можно было построить эквипотенциальную линию. В соответствии с рекомендациями переместите ползунок *e* реохорда в следующее положение.

12. Повторяя пп. 10-12, снимите данные для построения *N* эквипотенциальных линий (число $N \geq 4$ определяется количеством рекомендуемых положений ползунка реохорда). Точки, имеющие различные значения потенциала, при перенесении на миллиметровую бумагу желательно обозначать по-разному (пустые и заштрихованные кружки, крестики, ромбы и т.п.).

13. ***Важно:*** в лабораторных установках с номерами 1,3, 5 используется круглая форма электродов, а лабораторных установках с номерами 2,4, 6 используется прямоугольная форма электродов. Исходя из формы электродов, необходимо выбрать направление оси *Or* вдоль силовых линий поля: для «прямоугольных» моделей ось *Or* совпадает с осью *Ox* ($r \equiv x$), а для «круглых» – направлена от центра и $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Определите значения координаты *r* найденных точек и, выразив их в метрах, занесите в последний столбец таблицы.

14. Для каждой эквипотенциальной линии вычислите среднее значение координаты r и запишите его в соответствующую ячейку таблицы. Используя эти средние значения, постройте на чертеже (миллиметровой бумаге) линии равного потенциала.

15. Изобразите на чертеже силовые линии электростатического поля.

16. На график зависимости потенциала φ от координаты r нанесите экспериментальные точки и проведите по ним сглаживающую кривую или прямую.

17. В указанной преподавателем точке поля найдите потенциальную энергию заданного заряда, а также величину действующей на него силы. Направление силы покажите на чертеже стрелкой. Рассчитайте работу перемещения этого заряда в другую указанную точку поля. Для определения потенциалов точек используйте график зависимости $\varphi(r)$; для нахождения проекции вектора напряженности примените графический способ.

5. Контрольные вопросы

1. Какое поле называется электростатическим? Как его обнаружить?
2. Сформулируйте и запишите закон Кулона.
3. Какая величина называется напряженностью электростатического поля?
4. Работа сил электростатического поля.
5. Какая величина называется потенциалом?
6. Какие поля называются потенциальными?
7. В каких единицах в системе СИ измеряется напряженность электростатического поля, потенциал?
8. Что называется циркуляцией вектора напряженности электростатического поля.
9. Сформулируйте теорему о циркуляции вектора напряженности электростатического поля.
10. Силовые линии и эквипотенциальные поверхности.
11. От чего зависят напряженность и потенциал данной точки поля?
12. Какая из формул выражает напряженность поля точечного заряда?
13. Какая из формул выражает потенциал точечного заряда?
14. Какая поверхность называется эквипотенциальной?
15. Какая связь между напряженностью и потенциалом?
16. Как выражается циркуляция вектора напряженности электростатического поля?
17. Докажите, что линии напряжённости электростатического поля перпендикулярны к эквипотенциальным поверхностям.
18. Какое электростатическое поле называется однородным, неоднородным?
19. Приведите примеры графического изображения электростатических полей с помощью линий напряжённости.
20. Простые задачи по электростатике.

Приложение 2

Варианты к лабораторной работе 3.2

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	1
2	2
3	3
4	4
5	5
6	6
7	1
8	2
9	3
10	4
11	5
12	6
13	1
14	2
15	3
16	4
17	5
18	6
19	1
20	2
21	3
22	4
23	5
24	6
25	1
26	2
27	3
28	4
29	5
30	6

Лабораторная работа 3.3
Определение горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли

1. Теоретические сведения

Опыт показывает, что подобно тому, как в пространстве, окружающем электрические заряды, возникает электрическое поле (являющееся средой взаимодействия между ними), так в пространстве, окружающем токи и постоянные магниты, возникает силовое поле, называемое *магнитным*. Наличие такого поля обнаруживается по силовому воздействию на внесенные в него проводники с током или постоянные магниты. Название «магнитное поле» связывают с ориентацией магнитной стрелки под действием силового поля, создаваемого током. Это явление впервые было обнаружено датским физиком Х. Эрстедом в 1820 г.

При пропускании по прямолинейному горизонтальному проводнику постоянного тока силой I находящаяся под ним магнитная стрелка поворачивается вокруг своей вертикальной оси, стремясь расположиться перпендикулярно проводнику с током (рис. 1). Ось стрелки тем точнее совпадает с этим направлением, чем больше сила тока и чем слабее влияние магнитного поля Земли. Эрстед обнаружил, что направление поворота северного полюса (N) стрелки под действием электрического тока изменяется на противоположное при изменении направления тока в проводнике.

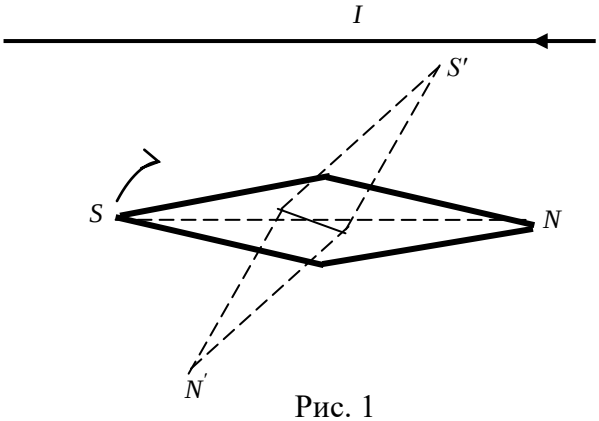


Рис. 1

В дальнейшем экспериментально исследовалось действие на магнитную стрелку электрического тока, протекающего по проводникам различной формы. Во всех случаях проводники с током оказывали ориентирующее действие на магнитную стрелку. Таким образом, при прохождении по проводнику электрического тока вокруг него возникает магнитное поле, действующее на помещенную в него магнитную стрелку.

Опыты показывают, что вокруг всякого движущегося заряда помимо электрического поля существует также и магнитное поле. Электрическое поле действует как на неподвижные, так и на движущиеся заряды. *Важнейшая особенность магнитного поля* состоит в том, что оно действует только на *движущиеся* в этом поле электрические заряды. Характер воздействия магнитного поля на ток зависит от формы проводника, по которому течет ток, от расположения проводника в силовом поле и от направления тока. Следовательно, чтобы охарактеризовать магнитное поле, надо рассмотреть его действие на определенный электрический ток.

Подобно тому, как при исследовании электростатического поля использовались точечные электрические заряды, для обнаружения и исследования магнитного поля используется замкнутый плоский контур с током - *рамка с током*, размеры которой малы по сравнению с расстоянием до токов, создающих магнитное поле. Ориентация контура в пространстве характеризуется направлением нормали $\bar{n}$ к плоскости рамки. В качестве

положительного направления нормали принимается направление, связанное стоком *правилом буравчика*: за положительное направление нормали принимается направление поступательного движения винта, рукоятка (головка) которого вращается в направлении тока, текущего в рамке (рис. 2).

Если поместить рамку с током в магнитное поле, то поле будет оказывать на рамку ориентирующее воздействие, поворачивая ее соответствующим образом. Это связано с определенным направлением магнитного поля. *За направление магнитного поля принимается направление, вдоль которого располагается положительная нормаль к рамке*. За направление магнитного поля может быть также принято направление, совпадающее с направлением силы, действующей на северный полюс магнитной стрелки, помещенной в данную точку. Так как оба полюса стрелки лежат в близких точках поля, то силы, действующие на оба полюса, равны друг другу. Следовательно, на магнитную стрелку действует пара сил, поворачивающая ее так, чтобы ось стрелки, соединяющая *S*-*N*, совпадала с направлением поля.

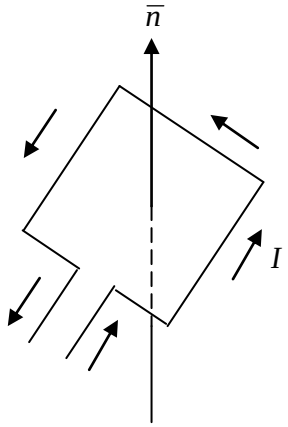


Рис. 2

Рамкой с током можно воспользоваться и для *количественного* описания магнитного поля. Так как рамка испытывает на себе ориентирующее действие поля, на нее в магнитном поле действует *пара сил*. Вращающий момент сил зависит от *свойств магнитного поля* в данной точке и от параметров самой рамки:

$$\vec{M} = \vec{p}_m \times \vec{B}, \qquad (1)$$

где $\vec{B}$ – *вектор индукции магнитного поля*, являющийся силовой характеристикой поля; $\vec{p}_m$ – вектор магнитного момента рамки с током. В формуле (1) и $\times$ есть знак векторного произведения векторов.

Для плоской рамки, по которой протекает ток силой *I*,

$$\vec{p}_m = IS\vec{n},$$

где *S* – площадь поверхности контура; $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к поверхности рамки. Направление $\vec{p}_m$ совпадает, таким образом, с направлением положительной нормали.

Если в данную точку магнитного поля помещать рамки с различными магнитными моментами, то на них будут действовать различные по величине вращающие моменты, однако отношение M_{max} / p_m для всех контуров будет одним и тем же и поэтому может служить *количественной характеристикой* магнитного поля, называемой *магнитной индукцией*:

$$B = \frac{M_{max}}{p_m}. \qquad (2)$$

Таким образом, магнитная индукция в данной точке *однородного* поля определяется максимальным вращающим моментом, действующим на рамку с магнитным моментом, равным единице, когда нормаль к рамке перпендикулярна к направлению поля (аналог $E = \frac{F}{q_0}$).

Так как магнитное поле является силовым, его, по аналогии с электрическим полем, изображают с помощью *линий магнитной индукции* - линий, касательные к которым

в каждой точке совпадают с направлением вектора $\overline{B}$. Их направление определяется правилом буравчика: рукоятка винта, ввинчиваемого по направлению тока, вращается в направлении линий магнитной индукции.

Линии магнитной индукции всегда замкнуты и охватывают проводники с токами или постоянные магниты. Этим они отличаются от линий напряженности электростатического поля, которые являются разомкнутыми (начинаются на положительных зарядах, обрываются на отрицательных и вблизи поверхности заряженного тела направлены перпендикулярно к ней).

Согласно предположению французского физика А. Ампера, в любом теле существуют микроскопические (молекулярные) токи, обусловленные движением электронов в атомах и молекулах. Эти токи создают свое магнитное поле и могут поворачиваться в магнитных полях макроскопических токов (токов, текущих в проводниках). Так, если вблизи какого-то тела (среды) поместить проводник с током, т.е. макроток, то под действием его магнитного поля микротоки в атомах тела определенным образом ориентируются, создавая тем самым дополнительное магнитное поле. Поэтому вектор магнитной индукции $\vec{B}$ характеризует *результирующее магнитное поле*, создаваемое всеми макро- и микротоками, т.е. при одном и том же токе I и прочих равных условиях вектор $\vec{B}$ в различных средах будет иметь разные значения.

Магнитное поле, создаваемое макротоками, характеризуется вектором напряженности магнитного поля $\vec{H}$. Для однородной изотропной среды связь между векторами индукции $\vec{B}$ и напряженности $\vec{H}$ магнитного поля определяется выражением

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \qquad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, μ – магнитная проницаемость среды (безразмерная величина), показывающая, во сколько раз магнитное поле макротоков усиливается за счет поля микротоков данной среды.

Единица напряженности магнитного поля – *ампер на метр*: *1* А/м - напряженность такого поля, магнитная индукция которого в вакууме равна $4\pi \cdot 10^{-7}$ Тл.

После опытов Эрстеда начались интенсивные исследования магнитного поля постоянного тока. Французские физики Био и Савар в первой четверти XIX в. изучали магнитные поля, создаваемые в воздухе прямолинейным током, круговым током, катушкой с током и т.п. На основании многочисленных экспериментов они пришли к выводу, что магнитная индукция поля проводника с током пропорциональна силе тока, зависит от формы и размеров проводника, а также от расположения рассматриваемой точки поля относительно проводника.

Био и Савар попытались получить закон, который позволял бы рассчитывать индукцию в каждой точке магнитного поля, создаваемого током в проводнике любой формы. Однако формализовать данную задачу они не смогли. По их просьбе этой задачей занялся французский физик и математик Лаплас. Он учел векторный характер магнитной индукции и высказал гипотезу, что для магнитного поля справедлив принцип суперпозиции, т.е. принцип независимости действия полей:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i = \int_l d\vec{B},$$

где $d\vec{B}$ – индукция магнитного поля малого элемента dl проводника с током, а интегрирование проводится по всей длине проводника.

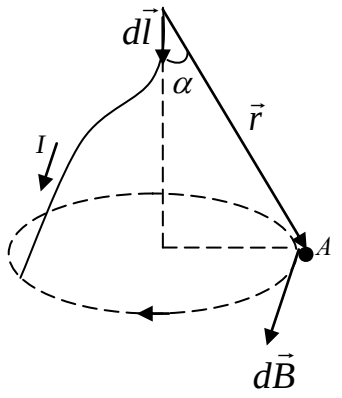


Рис. 3

Закон Био-Савара-Лапласа для проводника с током *I*, элемент которого dl создает в некоторой точке *A* индукцию поля $d\vec{B}$ записывается в виде:

$$d\vec{B} = k\frac{I}{r^3}d\vec{l} \times \vec{r}, \qquad (4)$$

где $d\vec{l}$ – вектор, по модулю равный длине dl проводника и совпадающий по направлению с током; $\vec{r}$ – радиус-вектор, проведенный от элемента dl проводника в точку *A* поля; r – модуль радиуса-вектора. Направление $d\vec{B}$ перпендикулярно $d\vec{l}$ и $\vec{r}$, т.е. перпендикулярно плоскости, проведенной через эти векторы и совпадает с касательной к линии магнитной индукции. Это направление находится по правилу буравчика.

Коэффициент пропорциональности k зависит от выбора системы единиц. В СИ это размерная величина, равная

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi},$$

где μ_0 – магнитная постоянная. Таким образом, в СИ закон Био-Савара-Лапласа имеет вид:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3}d\vec{l} \times \vec{r}. \qquad (5)$$

Так как модуль векторного произведения $d\vec{l} \times \vec{r}$ равен $dl \cdot r\sin\alpha$, то модуль вектора $d\vec{B}$ определяется выражением

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}. \qquad (6)$$

Из выражения (5) следует, что магнитная индукция поля, создаваемого в вакууме током *I*, идущим по проводнику конечной длины и любой формы, равна

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_l \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}. \qquad (7)$$

Закон Био-Савара-Лапласа совместно с принципом суперпозиции позволяет рассчитывать магнитные поля, создаваемые любыми проводниками с током.

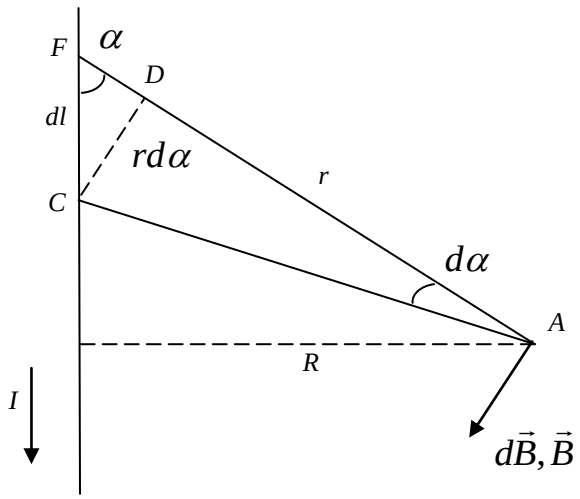


Рис. 4

1. *Магнитное поле прямого тока*.

В данном случае поле создается током, протекающим по тонкому прямому проводнику бесконечной длины (рис. 4). В произвольной точке *A*, удаленной от оси проводника на расстояние *R*, векторы $d\vec{B}$ от всех элементов тока dl имеют одинаковое направление, перпендикулярное плоскости чертежа. Поэтому сложение векторов $d\vec{B}$ можно заменить сложением их модулей.

В качестве постоянной интегрирования выберем угол α, выразив через него все остальные величины. Из рис. 4 следует:

$$sin\alpha = \frac{R}{r}, \text{ откуда } r = \frac{R}{sin\alpha};$$

с другой стороны, $sin\alpha = \frac{CD}{dl} = \frac{rd\alpha}{dl}$, откуда $dl = \frac{rd\alpha}{sin\alpha}$. Подставляя эти выражения в формулу (6), получим:

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{rd\alpha\, sin\alpha\, sin^2\alpha}{sin\alpha R^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} sin\alpha d\alpha. \quad (8)$$

Так как угол α для всех элементов прямого тока изменяется в пределах от 0 до π, то согласно (7) и (8) получим:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R}\int_0^{\pi} sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}. \quad (9)$$

2. *Магнитное поле в центре кругового проводника с током*. В данном случае все элементы *dl* кругового проводника с током создают в центре магнитное поле одинакового направления – вдоль нормали от витка (рис. 5). Поэтому сложение $d\vec{B}$ можно также заменить сложением их модулей. Так как все элементы проводника *dl* перпендикулярны радиус-вектору ($sin\alpha = 1$) и расстояние всех элементов проводника до центра кругового витка одинаково и равно *R*, то

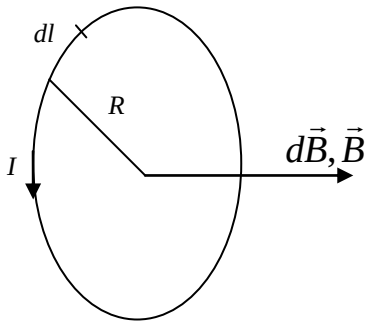


Рис. 5

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dl\, sin\alpha}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{1}{R^2} dl.$$

Интегрируя это выражение по *l*, получим:

$$B = \int_l dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2}\int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (10)$$

Любой проводник с током создает в окружающем пространстве магнитное поле. В свою очередь ток представляет собой упорядоченное движение электрических зарядов. Отсюда следует, что каждый движущийся в вакууме или среде заряд создает вокруг себя магнитное поле.

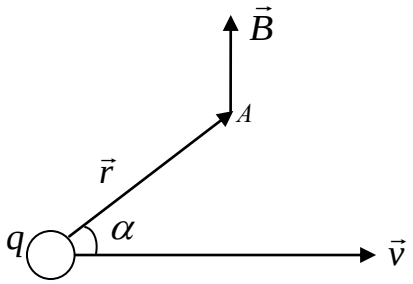


Рис. 6

В результате обобщения опытных данных был установлен закон, определяющий магнитное поле индукцией $\vec{B}$ точечного заряда *q*, свободно движущегося с нерелятивистской скоростью $\vec{v}$:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q\vec{v}\times\vec{r}}{r^3}, \quad (11)$$

где $\vec{r}$ - радиус-вектор, проведенный от заряда *q* к данной точке поля. Вектор $\vec{B}$ направлен перпендикулярно к плоскости, проведенной через векторы $\vec{r}$ и $\vec{v}$, а именно: его на-

правление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от $\vec{v}$ к $\vec{r}$ (рис. 6).

Модуль вектора магнитной индукции $\vec{B}$ определяется выражением

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{qv}{r^2}sin\alpha. \qquad (12)$$

Сравнивая (11) с выражением (5), можно сделать вывод, что движущийся заряд по своим магнитным свойствам соответствует элементу тока:

$$\frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{\vec{v}\times\vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{d\vec{l}\times\vec{r}}{r^3},$$

или

$$Id\vec{l} = q\vec{v}.$$

Приведенные закономерности справедливы лишь при относительно малых скоростях движущихся зарядов ($v << c$), т.е. когда электрическое поле свободно движущегося заряда можно считать электростатическим.

Сила, действующая со стороны магнитного поля на движущийся в нем электрический заряд, называется *силой Лоренца*:

$$\vec{F} = q\vec{v}\times\vec{B}. \qquad (13)$$

Направление силы Лоренца определяется *правилом левой руки*: если ладонь левой руки расположить так, чтобы в нее входили линии индукции магнитного поля, а четыре вытянутых пальца направить вдоль вектора $\vec{v}$, то отогнутый большой палец покажет направление силы, действующей на *положительный заряд* (рис. 7). На отрицательный заряд сила со стороны магнитного поля действует в противоположном направлении.

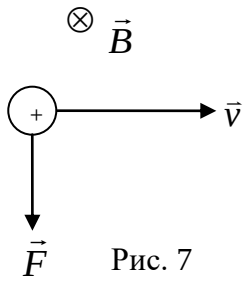


Рис. 7

Модуль силы Лоренца определяется по формуле

$$F = qvBsin\alpha,$$

где α - угол между векторами $\vec{v}$ и $\vec{B}$. Эта формула еще раз показывает, что магнитное поле не действует на покоящиеся электрические заряды.

Сила Лоренца всегда перпендикулярна вектору $\vec{v}$ движения заряженной частицы, поэтому она не изменяет модуля ее скорости. Это означает, что постоянное магнитное поле не совершает работы над движущейся в нем заряженной частицей и кинетическая энергия этой частицы при движении в магнитном поле не изменяется.

Если на движущийся электрический заряд помимо магнитного поля с индукцией $\vec{B}$ действует и электрическое поле напряженностью $\vec{E}$, то результирующая сила $\vec{F}$, приложенная к заряду, равна векторной сумме двух составляющих – электрической и магнитной (*формула Лоренца*):

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v}\times\vec{B}.$$

Разделение силы Лоренца на электрическую и магнитную составляющие относительно, так как они зависят от выбора инерциальной системы отсчета. Это объясняется тем, что при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой изменяются не только скорость заряда, но и силовые характеристики $\vec{E}$ и $\vec{B}$ полей. Соответственно разделение электромагнитного поля на электрическое и магнитное поля тоже относительно.

Обобщая результаты действия магнитного поля на различные проводники с током, А. Ампер установил, что сила $d\vec{F}$, с которой магнитное поле действует на элемент dl проводника с током, находящегося в магнитном поле, прямо пропорциональна силе тока I в проводнике и векторному произведению элемента длины $d\vec{l}$ проводника на магнитную индукцию $\vec{B}$:

$$d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}. \qquad (14).$$

Формула (14) является универсальной и применимой как для *однородных* магнитных полей, так и для *неоднородных*.

Направление силы $d\vec{F}$ определяется правилом левой руки. Модуль силы Ампера находится по формуле

$$dF = IBdl\sin\alpha, \qquad (15)$$

где α - угол между векторами $d\vec{l}$ и $\vec{B}$.

Из формулы (15) следует, что сила dF максимальна, если элемент проводника с током расположен перпендикулярно линиям магнитной индукции:

$$dF_{max} = IBdl.$$

Из последнего выражения можно получить формулу для численного определения магнитной индукции:

$$B = \frac{1}{I}\left(\frac{dF}{dl}\right)_{\max},$$

т.е. магнитная индукция численно равна отношению силы, действующей со стороны магнитного поля на малый элемент проводника с током, к произведению силы тока на длину этого элемента, если он так расположен в поле, что указанное отношение наибольшее.

Единица магнитной индукции – *тесла* (Тл): *1* Тл – это индукция такого однородного магнитного поля, которое действует с силой в 1 Н на каждый метр длины прямолинейного проводника, расположенного перпендикулярно направлению поля, если по этому проводнику протекает ток в 1 А:

1 Тл = 1 Н /(А·м).

Закон Ампера применяется для определения силы взаимодействия токов. Рассмотрим два протяженных параллельных проводника с токами I_1 и I_2 (направления токов в проводниках «к нам»), расстояние между которыми R (рис. 8). Каждый из проводников создает магнитное поле, которое действует по закону Ампера на другой проводник с током. Определим силу, с которой действует магнитное поле тока I_1 на элемент dl второго проводника с током I_2.

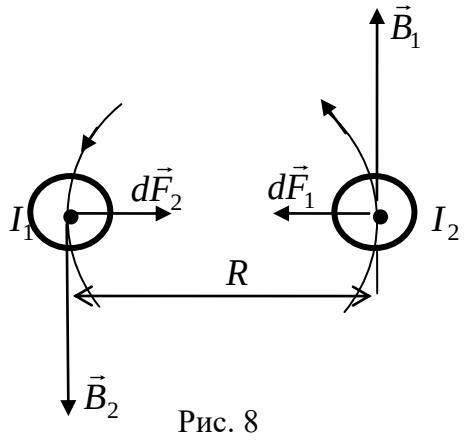


Рис. 8

Ток I_1 создает вокруг себя магнитное поле, линии индукции которого представляют собой концентрические окружности. Направление вектора $\vec{B}_1$ определяется правилом буравчика, а модуль находится по уже известной формуле

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi R}.$$

Направление силы $d\vec{F}_1$, с которой поле $\vec{B}_1$ действует на участок dl второго проводника с током, определяется по правилу левой руки и указано на рисунке. Модуль этой силы с учетом того, что угол между элементом тока I_2 и вектором $\vec{B}_1$ прямой, равен

$$dF_1 = I_2 B_1 dl.$$

Подставляя сюда значение B_1, получим:

$$dF_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} dl. \qquad (16)$$

Рассуждая аналогично, можно определить силу $d\vec{F}_2$, с которой магнитное поле тока I_2 действует на элемент dl первого проводника с током I_1. Эта сила направлена в противоположную сторону и по модулю равна

$$dF_2 = I_1 B_2 dl = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} dl. \qquad (17)$$

Сравнение (16) и (17) показывает, что $dF_1 = dF_2$, т.е. два параллельных тока одинакового направления притягиваются друг к другу с силой

$$dF = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} dl. \qquad (18)$$

Если токи в проводниках имеют противоположные направления, то, используя правило левой руки, можно показать, что между ними действует сила отталкивания, определяемая формулой (18).

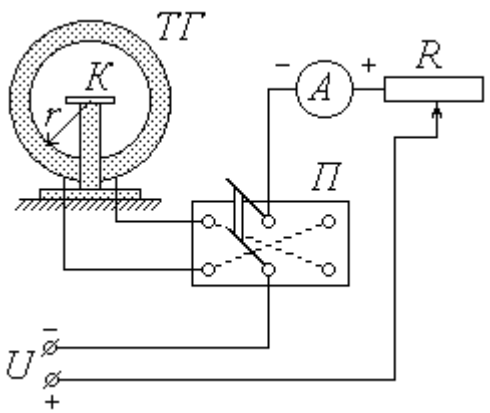
2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

Целью работы является:

1) практическое изучение магнитного поля кругового тока и принципа суперпозиции полей;

2) экспериментальное определение горизонтальной составляющей магнитного поля Земли.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке:



ТГ – тангенс-гальванометр;
К – компас;
П – переключатель;
А – миллиамперметр;
R – реостат;
U – источник постоянного напряжения

3. Описание методики измерений

Основным элементом лабораторной установки является тангенс-гальванометр *ТГ*, представляющий собой короткую катушку сравнительно большого радиуса *r*, витки которой расположены в вертикальной плоскости. В центре катушки на специальной горизонтальной площадке находится компас *К*. Катушка состоит из *N* витков провода, концы которого подсоединяются через переключатель *П* к цепи источника постоянного напряжения *U*. Как видно из схемы, установка контакта переключателя в среднее положение оставляет цепь разомкнутой, а фиксация его в левом и правом положениях замыкает цепь, причем направление тока через катушку в этих случаях будет противоположным. Для изменения величины тока в цепь источника включен реостат *R*, а для измерения силы тока служит миллиамперметр *A*.

Протекание тока по проводнику создает в окружающем пространстве магнитное поле. Так как длина катушки во много раз меньше ее радиуса *r*, ее можно рассматривать как один круговой виток, по которому течет ток $I_в$, равный

$$I_в = N \cdot I, \tag{1}$$

где *I* – сила тока во внешней (по отношению к катушке) цепи. Из закона Био-Савара-Лапласа следует, что индукция магнитного поля $\vec{B}_k$ в центре кругового витка радиусом *r* при протекании по нему тока $I_в$ равна по модулю

$$B_к = \frac{\mu_0 \mu I_в}{2r}, \tag{2}$$

где μ_0 – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды. В воздухе $\mu \approx 1$; таким образом, с учетом соотношения (1) формула (2) примет вид

$$B_к = \frac{\mu_0 N I}{2r} \tag{3}$$

В дальнейшем величину $B_к$ будем называть индукцией магнитного поля катушки. Направление вектора $\vec{B}_k$ связано с направлением тока правилом правого винта (буравчика), т.е. $\vec{B}_k$ направлен вдоль оси катушки.

Когда электрическая цепь разомкнута, магнитная стрелка компаса *К* находится под воздействием единственного внешнего магнитного поля – поля Земли. При этом стрелка ориентирована вдоль магнитного меридиана, совпадающего с направлением горизонтальной составляющей $\vec{B}_0$ индукции магнитного поля Земли. Перед началом измерений необходимо установить плоскость катушки параллельно магнитному меридиану; в этом случае направление стрелки перпендикулярно оси катушки.

При замыкании цепи по катушке течет ток, и магнитная стрелка оказывается под влиянием двух полей: поля Земли с индукцией $\vec{B}_0$ и поля катушки с индукцией $\vec{B}_k$. Согласно принципу суперпозиции индукция $\vec{B}$ результирующего магнитного поля равна

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_k$$

Стрелка компаса ориентируется в направлении результирующего поля, т.е. отклоняется от первоначального направления на некоторый угол φ (рис. 1). На рис. 2 показано взаимное расположение векторов $\vec{B}_0$, $\vec{B}_k$ и $\vec{B}$ в горизонтальной плоскости, проходящей через центр катушки. При условии начальной ориентации плоскости катушки парал-

лельно магнитному меридиану векторы $\vec{B}_0$ и $\vec{B}_k$ взаимно перпендикулярны; как видно из рисунка, их модули в этом случае связаны соотношением

$$B_к = B_0 \operatorname{tg}\varphi,$$

откуда, с учетом (3),

$$B_0 = \frac{\mu_0 N I}{2r \operatorname{tg}\varphi} \tag{4}$$

Таким образом, с помощью тангенс-гальванометра можно экспериментально определить величину горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли. Для этого необходимо знать радиус r и число витков N катушки, а также измерить силу тока I и соответствующий угол φ отклонения магнитной стрелки.

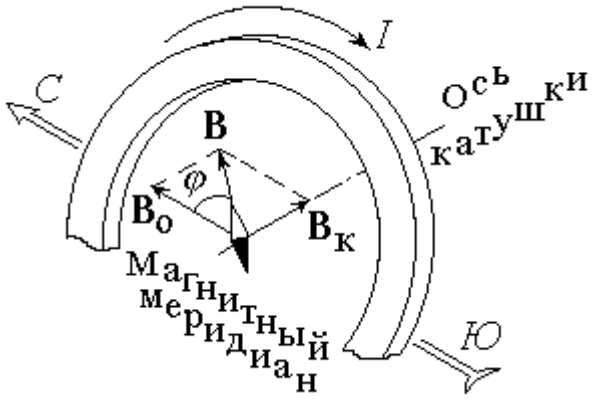


Рис. 1

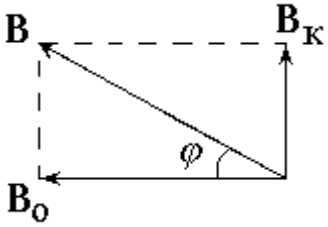


Рис. 2

С целью получения более достоверного результата следует повторить опыт несколько раз при различных значениях силы тока I. При этом величины μ_0, N и r не изменяются, и формулу (4) целесообразно представить в виде

$$B_0 = C \cdot \frac{I}{\operatorname{tg}\varphi} \quad , \tag{5}$$

где

$$C = \frac{\mu_0 N}{2r} \tag{6}$$

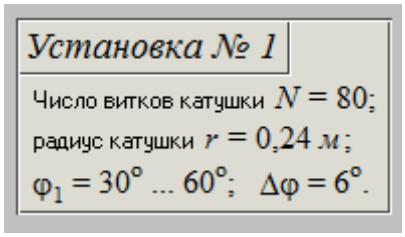
Точно установить плоскость катушки параллельно магнитному меридиану практически невозможно. Для того, чтобы уменьшить возникающую из-за этого ошибку, нужно при одной и той же величине тока I измерять углы отклонения стрелки φ_1 и φ_2, соответствующие противоположным направлениям тока через катушку, а в формулу (5) подставлять среднее значение угла

$$\varphi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \tag{7}$$

4. Порядок измерений и обработки результатов

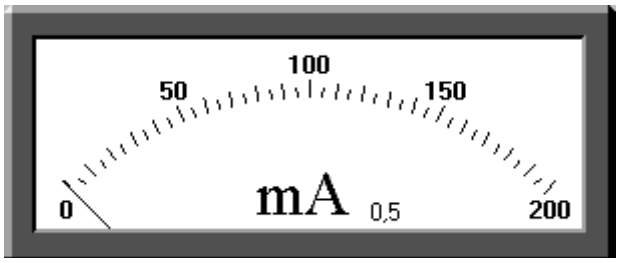
1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 1 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

2. Ознакомьтесь с лабораторной установкой. Запишите в тетрадь значения радиуса катушки r (в метрах) и числа витков N. По формуле (6) рассчитайте константу C; ее значение (в *Гн/м*^{2}) также запишите в тетрадь. *В виртуальном варианте лабораторной работы значения радиуса катушки и числа витков в ней представлены в окне лабораторной работы:*



3. Определяем класс точности K_A, предел измерения $I_{\max}$ (максимальное значение шкалы) и цену деления миллиамперметра.

Класс точности K_A миллиамперметра указан под его шкалой.



Рассчитайте абсолютную приборную погрешность измерения силы тока δI:

$$\delta I = \frac{K_A \cdot I_{\max}}{100}$$

Значения K_A, I_{max} и δI запишите в тетрадь.

4. Определяем цену деления компаса.

$$\text{Цена деления=3 градуса=}\frac{3}{360}2\pi = \frac{3}{360}\cdot 6.28 = 0.052 \text{ рад}$$

Оцените абсолютную приборную погрешность $\delta\varphi$:

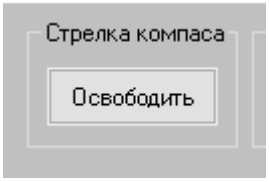
$$\delta\varphi = \frac{\text{Цена деления}}{2} = 0.026 \text{ рад}.$$

Данное значение запишите в тетрадь.

5. На площадке в центре катушки тангенс-гальванометра установите компас K. Расположите его таким образом, чтобы линия С – Ю или 0 – 180° лежала в плоскости катушки перпендикулярно ее оси. *В виртуальном варианте работы компас уже находится в центре катушки и расположен правильно.*

6. Определите цену деления компаса и научитесь снимать углы отклонения стрелки в обоих направлениях от нулевого деления. Оцените абсолютную приборную погрешность $\delta\varphi$ и, выразив ее **в радианах**, запишите в тетрадь.

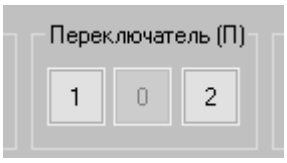
7. Освободите стрелку компаса. Поверните плоскость катушки так, чтобы стрелка компаса установилась на нулевом делении. *Освобождение стрелки компаса осуществляется кнопкой «Освободить». При этом надпись на кнопке изменится на надпись «Зажать»:*



Плоскость катушки поворачивается кнопками-стрелками, расположенными ниже надписи «Поворот катушки»:

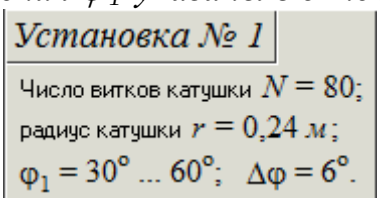
8. Ознакомьтесь с электрической схемой установки. Проверьте, не нарушилась ли установленная ранее ориентация компаса и плоскости катушки.

9. Установите переключатель в среднее положение. Введите реостат R полностью. Включите установку в сеть **постоянного тока**. *В виртуальной лабораторной работе установка уже включена в сеть. Среднее положение переключателя устанавливается кнопкой 0 (см. рисунок ниже):*



10. Замкните контакт переключателя в одно из крайних положений (*в положение 1 или в положение 2*). Перемещая движок реостата стрелками-кнопками

и наблюдая за показаниями компаса, установите рекомендуемое значение угла поворота стрелки φ_1. *Рекомендуемые значения φ_1 указаны в окне лабораторной работы:*



По показаниям миллиамперметра определите соответствующее значение силы тока I. Не меняя величины тока, измените его направление, перекинув контакт переключателя в противоположное положение. Определите угол отклонения φ_2. Значения I (в амперах), φ_1 и φ_2 (в градусах) занесите в соответствующие столбцы таблицы 1.

Таблица 1

Номер опыта, i	I, А	φ_1, град.	φ_2, град.	φ, град.	tgφ	B_{0i}, *мкТл*	ΔB_{0i}, *мкТл*	$(\Delta B_{0i})^2$, $(мкТл)^2$
1								
2								
3								
4								
5								

6								
						$\overline{B}_0 = \ldots$		$\sum_{i=1}^{6}(\Delta B_{0i})^2 = \ldots$

11. Увеличивая значение угла φ_1 на заданную величину, повторите действия, описанные в п. 8, шесть раз.

12. Используя выражение (7), для каждого опыта найдите среднее значение угла поворота φ; с помощью микрокалькулятора или таблиц определите $\mathrm{tg}\varphi$. Результаты запишите в таблицу.

13. По формуле (5) вычислите для каждого из опытов величину горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли B_0 и занесите ее в таблицу, выразив в *мкТл*.

14. Определите среднее значение $\overline{B}_0$.

15. Выполните все расчеты, необходимые для оценки случайной погрешности измерения $\Delta_s B_0$. Найдите величину случайной погрешности $\Delta_s B_0$, задаваясь доверительной вероятностью $\alpha = 0.95$:

$$\sigma_{B_0} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{6}(\Delta B_{0i})^2}{n \cdot (n-1)}},$$

$n = 6$ - число измерений, $t_{n,\alpha} = 2.57$, $\Delta_s B_0 = t_{n,\alpha} \cdot \sigma_{B_0}$.

16. Оцените абсолютную приборную погрешность косвенного измерения δB_0 по формуле

$$\delta B_0 = \overline{B}_0 \sqrt{\left(\frac{\delta I}{I_{\min}}\right)^2 + \left(\frac{2\delta\varphi}{\sin(2\varphi_{\min})}\right)^2 + \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2}$$

где $I_{\min}$ - минимальное значение силы тока (из таблицы), δI - абсолютная приборная погрешность измерения силы тока (вычислено ранее),
$\delta\varphi = 0.026$ рад (вычислено ранее), $\varphi_{\min}$ - минимальное значение угла φ (из таблицы)
r берется из данных установки, $\delta r = 0.005$ м.

17. Оцениваем полную абсолютную ΔB_0 погрешность.

$$\Delta B_0 = \sqrt{(\Delta_s B_0)^2 + (\delta B_0)^2}.$$

18. Записываем окончательный результат измерения.

$$B_0 = \overline{B}_0 \pm \Delta B_0.$$

5. Контрольные вопросы

1. Магнитное поле.
2. Вектор магнитной индукции.
3. Вектор магнитного момента рамки с током.
4. Закон Био-Савара-Лапласа.

5. Вектор напряженности магнитного поля.
6. Принцип суперпозиции для магнитного поля.
7. Закон Био-Савара-Лапласа.
8. Магнитное поле прямого тока.
9. Магнитное поле в центре кругового проводника с током.
10. Магнитное поле движущегося заряда.
11. Сила Лоренца
12. Сила Ампера, закон Ампера.
13. Сила взаимодействия двух проводников с токами.
14. Вывести формулу для горизонтальной составляющей вектора индукции магнитного поля Земли, используемой в данной работе.
15. Оценка погрешностей измерения в данной работе.
16. Простые задачи на закон Био-Савара-Лапласа, силу Лоренца и силу Ампера.

Приложение 3

Варианты к лабораторной работе 3.3

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	2
2	3
3	4
4	5
5	6
6	1
7	2
8	3
9	4
10	5
11	6
12	1
13	2
14	3
15	4
16	5
17	6
18	1
19	2
20	3
21	4
22	5
23	6
24	1
25	2
26	3
27	4

28	5
29	6
30	1

Лабораторная работа 3.4
Изучение магнитных свойств ферромагнетиков

1. Теоретические сведения

Магнитный момент. Известно, что около проводника с током существует магнитное поле. Если проводник изготовлен в виде замкнутого плоского контура площадью S и по нему пропускается ток силой I, то величина $\vec{p}$:

$$\vec{p} = I \cdot S \cdot \vec{n}$$

называется магнитным моментом контура. Направление вектора магнитного момента совпадает с направлением единичного вектора $\vec{n}$, который, в свою очередь, направлен по нормали к контуру в сторону, связанную с направлением тока в контуре правилом правого винта. Все объекты (проводники с током, постоянные магниты, атомы и др.), имеющие магнитные моменты, создают магнитные поля. Если такие объекты находятся в магнитном поле, то при отсутствии других воздействий их магнитный момент ориентируется вдоль направления магнитного поля. Поэтому за направление магнитного поля принимают направление вектора магнитного момента свободного контура с током. Интенсивность магнитного поля, созданного токами, характеризуется напряженностью $\vec{H}$. Направление вектора напряженности магнитного поля совпадает с направлением поля. Единица измерения напряженности [А/м].

Магнитные свойства вещества. Все элементарные частицы, входящие в состав атомов, имеют магнитные моменты. Моменты нейтронов и протонов в тысячи раз меньше, чем у электронов, в связи с этим в первом приближении считают, что магнитные свойства всех атомов и, следовательно, всех веществ определяются электронами. Поэтому все вещества являются магнетиками, т. е. обладающими магнитными свойствами.

Электрон имеет орбитальный магнитный момент $\vec{p}_0$, обусловленный его движением в атоме и собственный (спиновый) магнитный момент $\vec{p}_c$. Последний не зависит от того, где находится электрон, и как он движется. Спиновый магнитный момент электрона является его неотъемлемым свойством так же, как масса и заряд. Полный магнитный момент атома $\vec{p}_a$, равен геометрической сумме орбитальных и спиновых моментов его электронов:

$$\vec{p}_a = \sum \vec{p}_o + \sum \vec{p}_c .$$

Геометрическая сумма магнитных моментов всех атомов тела создает магнитный момент этого тела:

$$\vec{p}_T = \sum_V \vec{p}_{ai} .$$

Магнитный момент J единицы объема V вещества называется *вектором намагничивания*, или *намагниченностью* этого вещества:

$$\vec{J} = \frac{\vec{p}_T}{V} .$$

Этот вектор направлен как магнитный момент тела.

В общем случае намагниченность пропорциональна напряженности $\vec{H}$ магнитного поля, в котором находится тело:

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H} , \qquad (1)$$

где χ – магнитная восприимчивость вещества.

Если в магнитное поле поместить тело, то оно намагничивается и его магнитный момент создает дополнительное магнитное поле. Результирующее поле характеризуется магнитной индукцией $\vec{B}$. В однородной изотропной среде магнитная индукция связана с напряженностью магнитного поля соотношением:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}\,, \qquad (2)$$

где μ – магнитная проницаемость среды (для вакуума $\mu = 1$), $\mu_o = 4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Магнитная индукция в среде определяется магнитной индукцией в вакууме и намагниченностью среды:

$$B = \mu_0(H + J)\,. \qquad (3)$$

или с учетом (1) получаем:

$$B = \mu_0(1+\chi)H. \qquad (4)$$

Из сравнения (2) и (4) следует, что:

$$\mu = 1 + \chi. \qquad (5)$$

Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость характеризуют магнитные свойства вещества, в частности, их способность намагничиваться.

Все вещества по магнитным свойствам разделяются на диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, ферримагнетики (ферриты), антиферромагнетики и др.

Диамагнетики. Это вещества, которые намагничиваются во внешнем магнитном поле в направлении, противоположном направлению вектора магнитной индукции поля.

В отсутствие магнитного поля магнитные моменты электронов в каждом атоме диамагнетика скомпенсированы, поэтому магнитные моменты их атомов равны нулю. На рис. 1 кружочками условно показаны атомы диамагнетика при отсутствии магнитного поля. Магнитное поле наводит в каждом атоме магнитный момент, направленный противоположно полю (на рис. 1 это показано маленькими стрелками; большими стрелками показано направление внешнего магнитного поля). Поле, созданное намагниченным диамагнетиком, направлено противоположно намагничивающему (внешнему) полю. Поэтому внешнее магнитное поле при внесении в него диамагнетика ослабляется.

Восприимчивость диамагнетиков отрицательна, а магнитная проницаемость меньше единицы. Диамагнетики выталкиваются из неоднородного магнитного поля. Диамагнетизм присущ всем атомам, но обнаруживается только тогда, когда не подавляется более сильными магнитными эффектами. Магнитная восприимчивость диамагнетиков не зависит ни от температуры, ни от магнитного поля, а зависит только от рода вещества и имеет величину порядка $Z\cdot10^{-7}$ (Z – порядковый номер элемента в периодической таблице элементов Д.И. Менделеева).

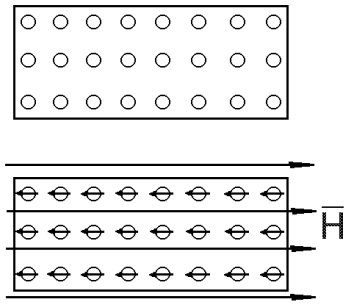


Рис. 1

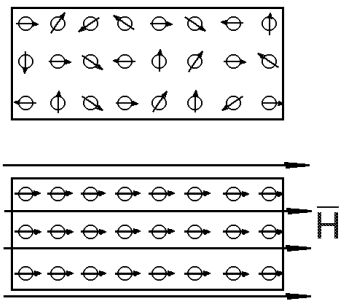


Рис. 2

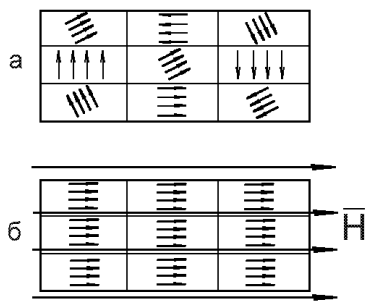


Рис. 3

Парамагнетики. Это вещества, которые намагничиваются во внешнем магнитном поле в том же направлении, что и направление вектора магнитной индукции поля.

Магнитные моменты атомов парамагнетиков даже при отсутствии магнитного поля не равны нулю. Из-за хаотичности их направлений намагниченность тела при этом равна нулю. В магнитном поле магнитные моменты атомов парамагнетика ориентируются в направлении поля и усиливают его (рис. 2). Парамагнетики намагничиваются в направлении поля и втягиваются в неоднородное магнитное поле. При выключении магнитного поля намагниченность парамагнетиков исчезает. Магнитная восприимчивость положительна, она зависит от температуры, но не зависит от величины напряженности магнитного поля и имеет величину порядка 10^{-6}–10^{-7}.

Для диа- и парамагнетиков магнитная проницаемость мало отличается от единицы, т. к. можно пренебречь их магнитной восприимчивостью по сравнению с единицей (см. формулу (5)). Поэтому если не требуется особая точность, то для диа- и парамагнетиков принимают $\mu=1$. Такие вещества считаются слабомагнитными.

Ферромагнентики. Этот класс магнетиков относится к сильномагнитным веществам. Их магнитная восприимчивость имеет величину от нескольких единиц до величины порядка 10^6 и зависит от напряженности внешнего магнитного поля и температуры. Для характеристики ферромагнетиков чаще пользуются величиной магнитной проницаемости, т. к. в формуле (5) единицей можно пренебречь.

Основное свойство ферромагнетиков – *они способны при температуре ниже определенного значения, способны обладать намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля*. Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая точкой (температурой) Кюри, при которой он теряет свои ферромагнитные свойства и становится парамагнетиком. При нагревании выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик, а при охлаждении ниже точки Кюри снова становится ферромагнетиком.

Подобно парамагнетикам ферромагнетики усиливают магнитное поле, в котором они находятся, но после выключения магнитного поля остаются намагниченными и сами создают магнитное поле.

Природа ферромагнетизма. Установлено, что ферромагнитные свойства обусловлены спиновыми магнитными моментами электронов. Реальный ферромагнитный образец (тело) состоит из ряда областей, называемых доменами, линейные размеры которых имеют порядок 10^{-2}–10^{-5} мм. Внутри каждого домена магнитные моменты всех спиновых моментов электронов параллельны друг другу. Однако направления векторов намагниченности различных доменов могут быть направлены хаотично. В таком состоянии тело размагничено, т. к. магнитные моменты доменов компенсируются (рис. 3, а).

Внешнее поле ориентирует магнитные моменты не отдельных атомов, а целых доменов, и поэтому вызывает сильное намагничивание вещества в сравнительно слабых полях (рис. 3, б).

Расчеты показывают, что силы, устанавливающие спиновые моменты электронов в доменах параллельно друг другу, не могут быть магнитными. Оказалось, что такими силами являются электростатические силы, которые добавляются к силам кулоновского взаимодействия при перекрывании волновых функций электронов соседних атомов. Такое взаимодействие называется обменным, а действующие при этом силы – обменными силами. Обменные силы являются следствием квантово-механических эффектов и не имеют классического аналога. При определенных условиях эти силы стремятся установить спины

электронов параллельно друг другу во всем ферромагнитном кристалле. Если бы действовали только силы обменного взаимодействия, то любой ферромагнетик должен быть намагничен до насыщения. Как постоянный магнит он создавал бы поле, которое обладает энергией. Т. к. устойчивому состоянию системы соответствует минимум потенциальной энергии, то происходит разбиение ферромагнетика на домены, так что внешнее магнитное поле, создаваемое ферромагнетиком, и энергия этого поля минимальны или отсутствуют.

Начальная кривая намагничивания. Петля гистерезиса. Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля имеет нелинейный характер и в общем случае не может быть описана каким-либо математическим выражением. Если размагниченный ферромагнетик поместить в постепенно увеличивающееся магнитное поле, то зависимость J от H выразится участком Oa (см. рис. 4). Эта линия называется начальной кривой намагничивания. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля, намагниченность становится постоянной и равной J_n. Величина J_n называется намагниченностью насыщения. *Намагниченность насыщения – это величина, к которой стремится намагниченность при увеличении напряженности внешнего магнитного поля.*

При уменьшении напряженности поля от максимального значения до нуля получается кривая aJ_r. Величина намагниченности J_r называется *остаточной намагниченностью* и является характеристикой ферромагнетика. Для уничтожения остаточной намагниченности необходимо приложить обратное поле с напряженностью H_c. Величина H_c называется коэрцитивной силой и также является характеристикой ферромагнетика. При дальнейшем увеличении обратного намагничивающего поля вновь достигается насыщение.

Если от точки насыщения C уменьшать магнитное поле до нуля, а затем, изменив направление, увеличивать поле, получим замкнутую кривую, которая называется петлей гистерезиса. Эта петля описывает *явление магнитного гистерезиса, которое состоит в сохранении намагниченности вещества при выключении внешнего намагничивающего поля при температуре, ниже точки Кюри.* Гистерезис объясняется доменной структурой ферромагнетиков: после выключения намагничивающего поля домены не возвращаются в исходное состояние.

Петли гистерезиса можно получить для зависимости $B(H)$. Именно такие петли гистерезиса рассматриваются в данной работе. Одно из отличий заключается в том, что при насыщении индукция будет возрастать за счет увеличения напряженности магнитного поля H. По такой петле вместо остаточной намагниченности аналогично определяется остаточная индукция B_r, а также коэрцитивная сила.

Если постепенно увеличивать максимальное поле, то можно получить семейство петель гистерезиса (рис. 5).

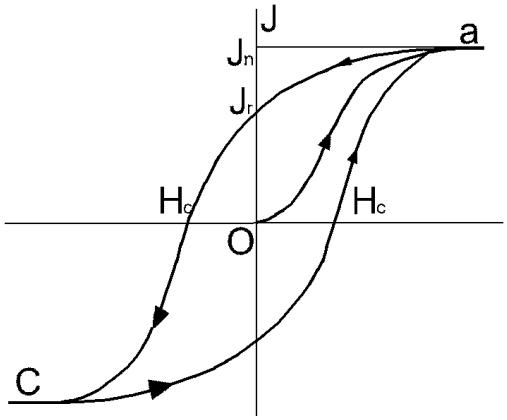


Рис. 4

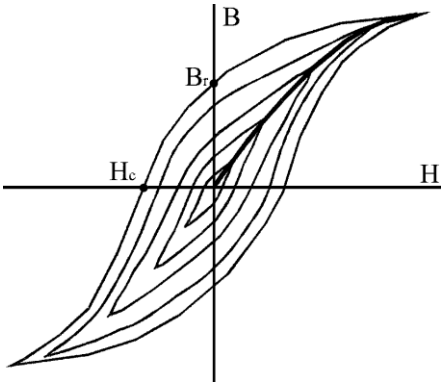


Рис. 5

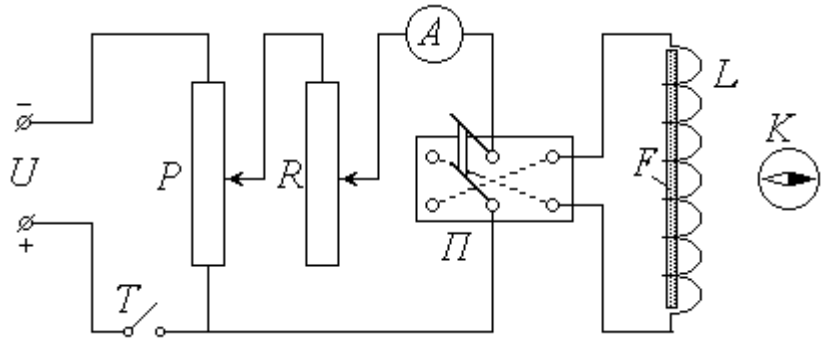
Благодаря гистерезису индукция при данном значении напряженности поля H может иметь много различных значений в зависимости от того, как устанавливалась напряженность поля.

Если изменение индукции происходит от насыщения в одном направлении до насыщения в другом направлении, то петля гистерезиса называется максимальной, или предельной. Другие петли называются частными. Начальная кривая намагничивания проходит через вершины частных петель гистерезиса.

2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

Целью работы является снятие основной кривой намагничивания и петли гистерезиса ферромагнетика.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке:



U – источник постоянного напряжения;
T – тумблер;
P – потенциометр;
R – реостат;
A – амперметр;
$П$ – переключатель;
L – соленоид;
F – ферромагнитный сердечник;
K – компас

3. Описание методики измерений

Питание лабораторной установки осуществляется источником постоянного напряжения U; для замыкания цепи служит тумблер (выключатель) T. Потенциометром P можно регулировать подаваемое на установку напряжение, а реостатом R – силу тока в цепи. Для измерения тока в цепь включен амперметр A. С помощью переключателя $П$ можно изменять направление тока через соленоид. Соленоид L представляет собой длинную прямую катушку, в которую помещается исследуемый образец (сердечник) – стержень F из ферромагнитного сплава.

Протекание тока I по виткам соленоида создает внутри него практически однородное магнитное поле, напряженность $\vec{H}$ которого равна по модулю

$$H = I \cdot n \ , \qquad (1)$$

где n – число витков, приходящееся на единицу длины соленоида. Индукция магнитного поля $\vec{B}$, в отличие от напряженности, зависит от свойств среды:

$$\vec{B} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} \ , \qquad (2)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды.

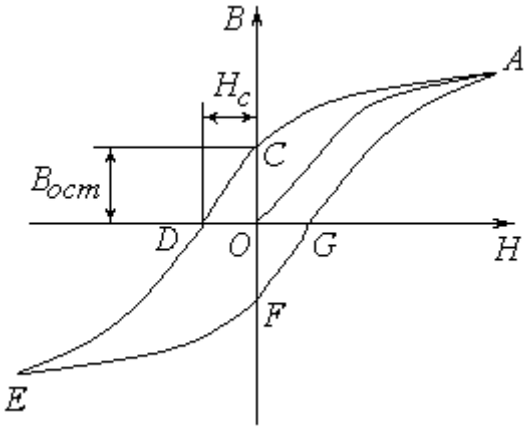


Рис. 1

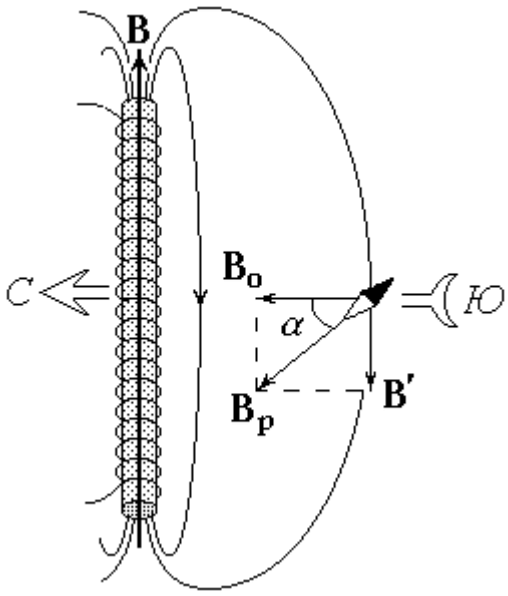


Рис. 2

При помещении в соленоид ферромагнитного сердечника поле в нем усиливается во много раз ($\mu >> 1$); так как магнитная проницаемость ферромагнетика существенно зависит от напряженности поля, соотношение (2) становится нелинейным. Кроме того, величина магнитной индукции B зависит от предыстории материала (от значения напряженности в предыдущие моменты времени); вследствие этого изменение величины B отстает от изменения H. Это явление получило название *гистерезиса* (запаздывания). Типичная зависимость $B(H)$ для ферромагнетика – *петля гистерезиса* – изображена на рис. 1. Пусть перед началом опыта стержень размагничен ($B = 0$) и ток в цепи отсутствует ($H = 0$). Начальный участок петли OA, соответствующий увеличению напряженности H от нуля до максимального значения, называется *основной кривой намагничения*. При уменьшении напряженности до нуля (участок AC петли) поле в ферромагнетике не исчезает; *остаточное намагничение* характеризуется значением магнитной индукции $B_{ост}$. Для снятия намагничения необходимо приложить внешнее магнитное поле противоположного направления (участок CD). Соответствующее значение напряженности H_c называется *коэрцитивной силой*. Дальнейшее увеличение напряженности до максимального значения (DE), уменьшение до нуля (EF) и, после изменения направления внешнего поля на первоначальное, увеличение до максимума (FA) замыкают петлю.

Итак, для снятия петли гистерезиса необходимо измерять величину напряженности поля в соленоиде H и соответствующую величину магнитной индукции в стержне B. Зная число витков на единицу длины соленоида n и измерив силу тока I, по формуле (1) можно рассчитать значение H. Для определения магнитной индукции служит компас K. Перед началом опыта установка располагается таким образом, чтобы ось соленоида была перпендикулярна магнитному меридиану. В этом случае при отсутствии тока в соленоиде и отсутствии в нем сердечника (или при полном размагничении последнего) стрелка компаса направлена в сторону горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли $\vec{B}_0$ (рис. 2). При наличии магнитного поля в стержне его индукция $\vec{B}$ направлена вдоль оси соленоида (и стержня). Силовые линии магнитного поля замкнуты (две из них показаны на рисунке). Если компас расположен против середины соленоида (стержня), то индукция $\vec{B}'$ поля, создаваемого ферромагнетиком в центре компаса, направлена параллельно $\vec{B}$ в противоположную ему сторону. Поле вне ферромагнетика существенно

слабее, чем внутри его. Экспериментально установлено, что в месте расположения магнитной стрелки оно ослабевает в k раз: $B' = B/k$, откуда

$$B = k \cdot B' \qquad (3)$$

Таким образом, стрелка компаса оказывается под воздействием двух магнитных полей: поля Земли с индукцией $\vec{B}_0$ и поля ферромагнетика с индукцией $\vec{B}'$. В этом случае стрелка будет ориентирована в направлении результирующего поля с индукцией $\vec{B}_p$, отклонившись от магнитного меридиана на угол α. Как видно из рисунка, при условии взаимной перпендикулярности векторов $\vec{B}_0$ и $\vec{B}'$ их модули связаны соотношением

$$B' = B_0 \cdot \mathrm{tg}\alpha$$

С учетом (3) магнитная индукция в ферромагнитном сердечнике может быть рассчитана как

$$B = k \cdot B_0 \cdot \mathrm{tg}\alpha \qquad (4)$$

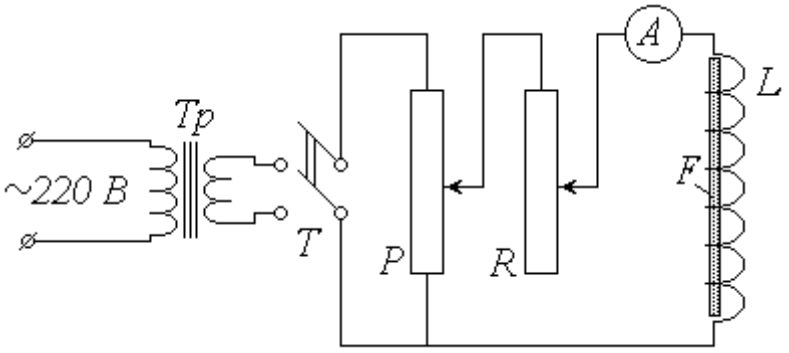


Рис. 3

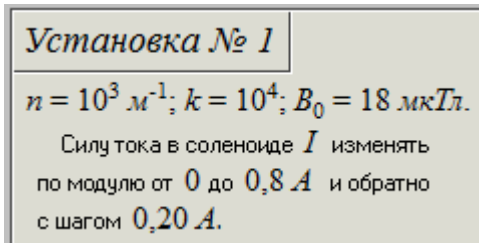
Для приведения ферромагнитного стержня в исходное размагниченное состояние используется вспомогательная установка, схема которой изображена на рис. 3. Стержень, подлежащий размагничению, также помещается в соленоид. Данная установка питается через понижающий трансформатор *Тр* от сети переменного тока напряжением 220 *В* и частотой 50 *Гц*. После замыкания тумблера *Т* и увеличения (с помощью потенциометра *Р* и реостата *R*) силы тока в соленоиде стержень оказывается в переменном по величине и направлению магнитном поле; при этом с периодом 0,02 *с* «описываются», сменяя друг друга, все новые петли гистерезиса. Уменьшение тока от максимума до нуля приводит к тому, что петли «стягиваются» в точку *0*, т.е. стержень полностью размагничивается.

4. Порядок измерений и обработки результатов

1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 4 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

2. Ознакомьтесь с лабораторной установкой. Запишите в тетрадь значения числа витков на единицу длины соленоида n (в $м^{-1}$) и коэффициента ослабления магнитного поля k, а также величину горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли B_0. *В виртуальном варианте лабораторной работы значения числа витков на единицу длины соленоида n (в $м^{-1}$) , коэффициента ослабления магнитного поля k, и величина горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли B_0 представлены на*

странице лабораторной работы (в соответствие с вариантом лабораторной установки):



3. Изучите шкалы амперметра и компаса; определите их цену деления и научитесь снимать показания этих приборов.

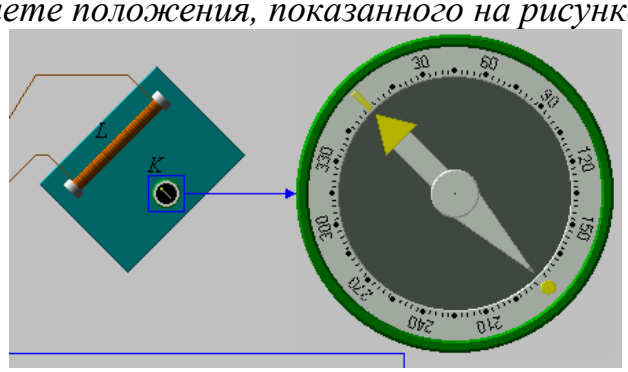
4. Извлеките ферромагнитный стержень *F* из соленоида *L*. Убедитесь в отсутствии тока в соленоиде (установка должна быть выключена из сети). Расположите компас *К* в отведенном для него месте против середины соленоида таким образом, чтобы линия *С – Ю* (0 – 180°) была перпендикулярна его оси.

В виртуальном варианте лабораторной работы после ее запуска ферромагнитный стержень извлечен из соленоида и компас уже расположен нужным образом.

5. Поверните панель установки так, чтобы освобожденная стрелка компаса установилась на нулевом делении.

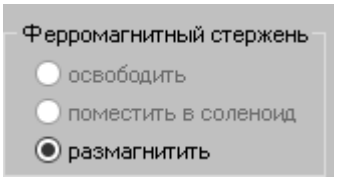
В виртуальном варианте лабораторной работы для поворота панели установки используются стрелки-кнопки:

После того, как Вы достигнете положения, показанного на рисунке:

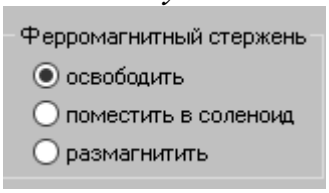


(стрелка компаса стоит на нуле), вы должны нажать на кнопку «Готово».

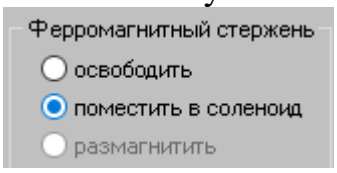
6. Поместите стержень в соленоид **установки для размагничения**. Включите установку в сеть и замкните тумблер. Пользуясь потенциометром и реостатом, увеличьте ток до максимума, а затем уменьшите до нуля. Выключив установку, извлеките стержень. *В виртуальном варианте работы для размагничивания стержня необходимо мышью отметить пункт «размагнитить»*



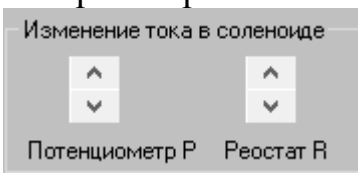
и подождать некоторое время. Увеличение и уменьшение тока при размагничивании происходит без Вашего участия. После этого нужно отметить пункт «освободить»:



7. Поместите стержень в соленоид на лабораторной установке. Убедитесь в том, что он размагничен (стрелка компаса не должна реагировать на его присутствие). Для помещения стержня в соленоид нужно отметить пункт «поместить в соленоид»:

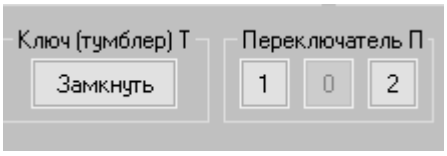


8. Установите движки потенциометра *P* и реостата *R*



в положения, при которых снимаемое напряжение и сила тока в цепи соленоида будут минимальными.

9. Включите установку в сеть **постоянного тока** (*в виртуальном варианте лабораторной работы установка уде включена*). Замкните тумблер *T* (кнопка «Замкнуть») и установите контакт переключателя *П* в одно из крайних положений (положение 1 или положение 0):



В дальнейшем направление тока, соответствующее выбранному положению переключателя, считайте положительным.

10. Занесите в таблицу рекомендуемые значения угла поворота магнитной стрелки α.

Номер опыта	α,град.	I, А	tgα	*B, Тл*	*H, А/м*
1	0	0	0	0	0
2					
3					
4					
5					
6					
7					
8					
9					
10					
11					
12					
13					

14					
15					
16					
17					
18					
19					
20					
21					

10. Заполните первую строку таблицы нулями, что соответствует начальной точке *0* основной кривой намагничения (или кривой намагничивания) (см. рис. 1).

11. Далее Вам будет необходимо изменять значения силы тока в соленоиде от нуля до некоторого максимального значения (указанного в окне лабораторной работы) и обратно. Внимательно посмотрите чему равно это максимальное значение, и с каким шагом необходимо изменять силу тока.

12. Медленно перемещая движки потенциометра и реостата, наблюдайте за стрелкой компаса, дожидаясь установления ее на очередном заданном делении шкалы. Соответствующее значение силы тока I, показываемое амперметром, выразите в амперах и занесите в таблицу. Начальное направление отклонения стрелки в дальнейшем считайте положительным ($\alpha > 0$).

Внимание! При изменении силы тока старайтесь не «проскочить» следующую точку. Если это произойдет, то «вернуться» к ней нельзя из-за наличия гистерезиса. В этом случае необходимо вновь начать работу с п. 5.

13. Повторяйте п. 11 до максимального из рекомендованных значений угла отклонения стрелки (тем самым будет пройдена основная кривая намагничения *OA*).

14. С помощью потенциометра и реостата начинайте уменьшать ток в цепи, **не изменяя его направления.** При установлении стрелки на заданных делениях фиксируйте значения силы тока и записывайте их в таблицу. По достижении нулевого значения тока (точка *C* петли) переведите контакт переключателя в противоположное состояние. После этого начинайте вновь увеличивать ток, записывая его значения в таблицу со знаком «–».

15. Продолжая действовать аналогичным образом, «пройдите» ветви *CE* и *EF* петли гистерезиса. Перед снятием замыкающей ветви *FA* вновь измените положение переключателя и далее записывайте значения силы тока со знаком «+».

16. По окончании измерений установите движки потенциометра и реостата в исходное положение (см. п. 7). Выключите тумблер и отключите установку от сети.

17. По формуле (1) рассчитайте значения напряженности *H* магнитного поля соленоида для каждого из проделанных измерений; результаты занесите в таблицу.

18. С помощью таблиц или микрокалькулятора найдите значения $\mathrm{tg}\,\alpha$ и вычислите по формуле (4) значения индукции *B* магнитного поля в ферромагнетике. Заполните оставшиеся столбцы таблицы.

19. Постройте на миллиметровой бумаге график зависимости *B(H)* – петлю гистерезиса.

20. Для указанной преподавателем величины напряженности поля оцените значение относительной магнитной проницаемости μ ферромагнетика.

5. Контрольные вопросы

1. Что называется магнитным моментом?
2. Какая величина называется намагниченностью?
3. Как связана намагниченность с напряженностью магнитного поля в магнетике?
4. Как связана магнитная индукция и напряженность магнитного поля в магнетике?
5. Как связаны магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость?
6. Какие вещества называют диамагнетиками?
7. Какие вещества называют парамагнетиками?
8. Какие вещества называют ферромагнетиками?
9. Что такое домен в ферромагнетике?
10. В чем заключается явление магнитного гистерезиса?
11. Какая величина называется остаточной намагниченностью?
12. Какая величина называется намагниченностью насыщения?
13. Какая величина называется коэрцитивной силой?
14. Что такое точка Кюри?
15. Простые задачи на магнетики.

Приложение 4

Варианты к лабораторной работе 3.4

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	3
2	4
3	5
4	6
5	1
6	2
7	3
8	4
9	5
10	6
11	1
12	2
13	3
14	4
15	5
16	6
17	1
18	2
19	3
20	4
21	5
22	6
23	1

24	2
25	3
26	4
27	5
28	6
29	1
30	2

Лабораторная работа 5.1
Интерференция света. Опыт Юнга

1. Теоретические сведения

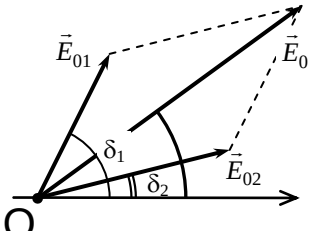
Интерференция волн – это явление устойчивого во времени усиления или ослабления колебаний в разных точках пространства, которое происходит при наложении двух или более волн. Интерференция возможна для волн любой природы. Наиболее интересны проявления интерференции электромагнитных (световых) волн. Интерференция света характеризуется чередованием в пространстве областей повышенной и пониженной интенсивности, которые возникают в результате наложения так называемых когерентных волн. ***Когерентными волнами*** называются волны одинаковой частоты, колебания которых одинаково направлены, а разность их фаз постоянна.

Рассмотрим две электромагнитные волны одинаковой частоты $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, которые, накладываясь друг на друга, возбуждают в некоторой точке пространства два колебания одинакового направления. Поскольку электрическая и магнитная составляющие электромагнитных волн колеблются в одинаковой фазе, достаточно рассмотреть только одну из них. Электрическая составляющая оказывает гораздо большее воздействие на вещество. Поэтому в оптике принято рассматривать сложение векторов $\vec{E}$, которые называют световыми. Итак,

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01}\cos(\omega t + \delta_1);$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02}\cos(\omega t + \delta_2),$$

где величины $\delta_1 = -\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1$ и $\delta_2 = -\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2$ характеризуют фазы колебаний в данной точке пространства с радиус-вектором $\vec{r}$.



Амплитуду $\vec{E}_0$ результирующего вектора $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_0\cos(\omega t + \delta)$ легко найти с помощью метода векторных диаграмм (или с помощью формул сложения гармонических колебаний). Из рисунка видно, что длина вектора $\vec{E}$ (амплитуда результирующего колебания) определяется по теореме косинусов:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\delta_2 - \delta_1).$$

Энергия световой волны пропорциональна квадрату вектора напряженности электрического поля. Введем величину – ***интенсивность света***. Это есть ***скалярная физическая величина, которая численно равна усреднённой за период колебаний волны энергии волны, проходящей через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению распространения волны, за единицу времени.*** Можно показать, что интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды колебаний вектора напряженности электрического поля в световой волне, т.е. $I \sim E_0^2$.

Запишем уравнение $E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\delta_2 - \delta_1)$ через величину I

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\delta_2 - \delta_1).$$

Заметим, что мы наблюдаем не величину I, а величину $\langle I \rangle$, которое есть усреднение величины I по времени разрешения приемника света, которое является намного большем,

чем период колебания волны, но намного меньшем, чем характерное время наблюдения за волной. Усредним полученное выражение по этому времени

$$\langle I\rangle = \langle I_1\rangle + \langle I_2\rangle + \left\langle 2\sqrt{I_1 I_2}\cdot\cos(\delta_2-\delta_1)\right\rangle.$$

Считая, что амплитуды исходных колебаний не зависят от времени**,** *но за время разрешения приемника света фазы* δ_1 *и* δ_1 *могут меняться*, можно записать

$$\langle I\rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cdot\langle\cos(\delta_2-\delta_1)\rangle.$$

Анализ полученной формулы приводит к следующим результатам:

1. Если $\delta_2-\delta_1 = const$, то

$$\langle\cos(\delta_2-\delta_1)\rangle = \frac{1}{t}\int_0^t \cos(\delta_2-\delta_1)\,dt = \cos(\delta_2-\delta_1).$$

Тогда мы имеем

$$\langle I\rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cdot\cos(\delta_2-\delta_1).$$

То есть, интенсивность результирующих колебаний отличается от простой суммы интенсивностей исходных колебаний. Третье слагаемое $2\sqrt{I_1 I_2}\cdot\cos(\delta_2-\delta_1)$ в формуле $\langle I\rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cdot\cos(\delta_2-\delta_1)$ называют ***интерференционным***;

2. Если $\delta_2-\delta_1 \neq const$, т.е. $\cos(\delta_2-\delta_1)$ принимает всевозможные значения, то $\langle\cos(\delta_2-\delta_1)\rangle = 0$. В этом случае интерференция отсутствует.

Мы видим, что в случае $\delta_2-\delta_1 = const$ интенсивность результирующих колебаний зависит не только от интенсивности складываемых волн, но и от величины $(\delta_2-\delta_1)$, называемой ***сдвигом фаз***. Если δ_1 и δ_2 равны или отличаются на $2m\pi$ (m – целое число), то есть

$$\delta_2-\delta_1 = 2\pi m,$$

то интенсивность будет максимальна. Если же δ_1 и δ_2 отличаются на $(2m+1)\pi$, то есть

$$\delta_2-\delta_1 = \pi(2m+1),$$

то интенсивность будет минимальна. Распишем выражение для сдвига фаз

$$\delta_2-\delta_1 = \left(-\vec{k}_2\cdot\vec{r}+\varphi_2\right) - \left(-\vec{k}_1\cdot\vec{r}+\varphi_1\right) = -\vec{k}\cdot\vec{r} + (\varphi_2-\varphi_1),$$

где $\vec{k} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$.

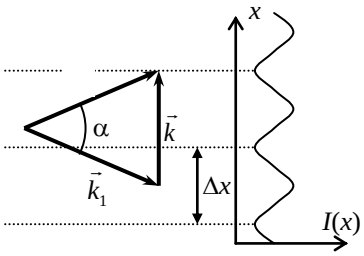
Выражения

$$\delta_2-\delta_1 = \left(-\vec{k}_2\cdot\vec{r}+\varphi_2\right) - \left(-\vec{k}_1\cdot\vec{r}+\varphi_1\right) = -\vec{k}\cdot\vec{r} + (\varphi_2-\varphi_1)$$

и

$$\langle I\rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cdot\cos(\delta_2-\delta_1)$$

показывают, что интенсивность света меняется по синусоидальному закону. Поверхности одинаковых интенсивностей представляют собой плоскости, перпендикулярные вектору $\vec{k}$. Расстояние Δx между соседними плоскостями равной интенсивности находятся из условия $k\cdot\Delta x = 2\pi$. Так как длины векторов $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ одинаковы $k_1 = k_2 = 2\pi/\lambda$, то



$$k = 2k_1\sin\frac{\alpha}{2} \quad\Rightarrow\quad \Delta x = \frac{2\pi}{k} = \frac{\pi}{k_1\sin(\alpha/2)} = \frac{\lambda}{2\sin(\alpha/2)}.$$

Для малых углов данная формула принимает вид

$$\Delta x \approx \lambda / \alpha .$$

Если поставить плоский экран параллельно вектору $\vec{k}$, то на экране появятся светлые и темные интерференционные полосы. Расстояние Δx в этом случае называется ***шириной интерференционной полосы***.

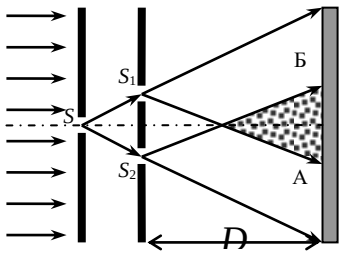
Рассмотренный случай возникновения интерференции является идеализированным. Мы предполагали, что две монохроматические волны одинаковой частоты и постоянной разности фаз складывались в некоторой точке пространства. Такое протекание волнового процесса называют ***согласованным*** или ***когерентным***. Степень когерентности может быть различной.

Реальные источники света не могут испускать монохроматические волны. Световые волны, испускаемые реальными источниками, образуются наложением колебаний с различными частотами, в некотором диапазоне частот, и кроме того, фаза и амплитуда этих колебаний претерпевают хаотические изменения.

Опыт показывает, что когда два независимых источника света или даже два различных участка одного и того же тела посылают световые волны в одну область пространства, то интерференции не наблюдается. Отсутствие устойчивой интерференционной картины объясняется тем, что источники не являются когерентными, поскольку световые волны, испускаемые ими, не являются монохроматическими. Причина немонохроматичности реального излучения состоит в том, что испускание света происходит вследствие возбуждения атомов, не зависимых друг от друга. В каждом из таких атомов излучение длится очень короткое время. После прекращения свечения атом может вновь начать испускать световые волны, но, конечно, уже с новой начальной фазой. Поэтому разность фаз между излучениями двух независимых атомов будет меняться при начале каждого нового акта испускания. Мгновенные интерференционные картины, даваемые ими, сменяются настолько быстро и беспорядочно, что мы можем наблюдать только среднюю картину.

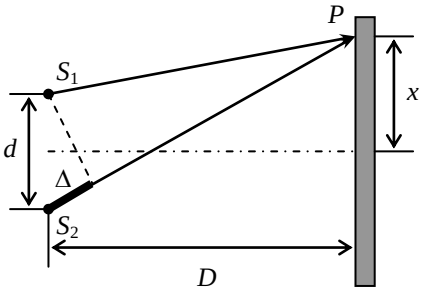
Однако, на практике можно получить интерференцию, если использовать всего лишь один источник излучения. Для этого необходимо испускаемое излучение разделить на два потока, а потом заставить их встретиться. Таким образом, мы заставим интерферировать волны, вышедшие из одного источника, но в разное время. Запаздывание волн друг относительно друга должно быть настолько малым, чтобы их когерентность сохранялась. Этого можно добиться, если геометрические длины путей l волн мало отличались друг от друга.

Рассмотрим классические примеры получения интерференции от двух точечных источников. Способ получения когерентных пучков делением волнового фронта.



В опытах Юнга свет от монохроматического источника света параллельным пучком падал на экран с узкой щелью S, являющейся источником расходящегося светового потока. В качестве параллельного источника Юнг использовал солнечный свет, прошедший через светофильтр. Свет от источника S попадал на две параллельные узкие щели S_1 и S_2, расположенные на расстоянии d друг от друга. В результате на экране, в области перекрывания световых потоков от вторичных источников S_1 и S_2 между точками А и Б, возникала интерференционная картина в виде чередующихся темных и светлых полос.

Сделаем расчет в Опыте Юнга. Пусть свет от двух когерентных источников S_1 и S_2, полученных разделением светового потока, попадает в точку экрана P, где наблюдается максимум интерференции с координатой x. Разность хода волн, интерферирующих в точке P, равна $\Delta = S_2P \cdot n_2 - S_1P \cdot n_1$. Предположим, что волны распространяются в одной и той же среде, то есть $n_2 = n_1 = n$. Для простоты условимся, что средой является вакуум (n = 1). Тогда оптическая разность хода равна разности геометрических путей волн



$$\Delta = S_2P - S_1P.$$

Так как в точке P наблюдается максимум, то из условия максимума интерференции получим

$$\Delta = S_2P - S_1P = 2m\lambda.$$

Для нахождения координаты x максимума произведем следующие арифметические преобразования

$$S_2P^2 = D^2 + (x + d/2)^2; \qquad S_1P^2 = D^2 + (x - d/2)^2.$$

Вычтем из первого уравнения второе и раскроем скобки в правой части полученного равенства

$$S_2P^2 - S_1P^2 = \left(D^2 + x^2 + d^2/4 + x \cdot d\right) - \left(D^2 + x^2 + d^2/4 - x \cdot d\right),$$

или

$$S_2P^2 - S_1P^2 = 2dx.$$

Расписав разность квадратов в левой части, получим следующее соотношение

$$\left(S_2P + S_1P\right) \cdot \left(S_2P - S_1P\right) = 2dx.$$

Условие когерентности источников соблюдается в том случае, если S_2P и S_1P принимают близкие значения. Практически это означает, что $D >> d$. Тогда первый множитель в левой части равенства $S_2P + S_1P \approx 2D$, а второй представляет не что иное, как разность хода $S_2P - S_1P = \Delta$. Откуда

$$2D \cdot \Delta \approx 2dx \qquad \text{или} \qquad x = \frac{D}{d} \cdot \Delta.$$

Используя условия максимума интерференции $\Delta = \lambda m$, получим выражения для двух соседних максимумов в виде

$$x_m = \frac{D}{d} \cdot \Delta = \frac{D}{d} m\lambda \qquad \text{и} \qquad x_{m+1} = \frac{D}{d} \cdot \Delta = \frac{D}{d}(m+1)\lambda.$$

Тогда расстояние между соседними максимумами Δx будет равно

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{D}{d} \cdot (m+1)\lambda - \frac{D}{d} \cdot m\lambda = \frac{D}{d} \cdot \lambda.$$

Аналогичным образом можно определить координаты минимумов, для которых $\Delta = \frac{\lambda}{2}(2m+1)$.

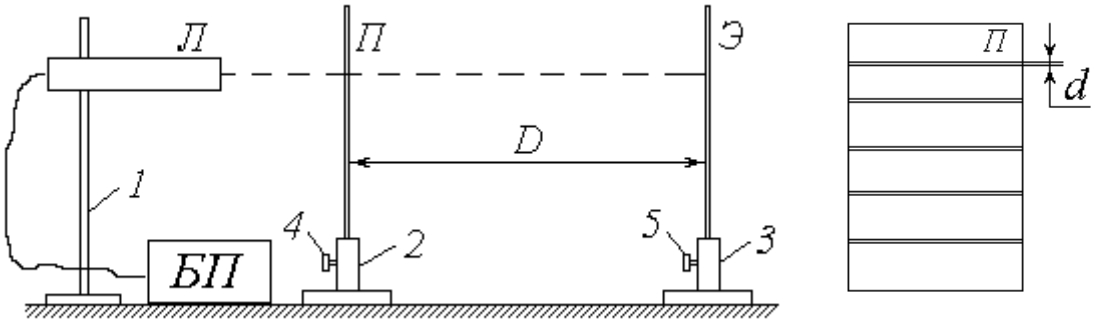
2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

Целью работы является:

1) наблюдение интерференционной картины от двух параллельных щелей в монохроматическом свете;

2) определение длины волны лазерного излучения.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке:



1, 2, 3 – штативы; *4,5* – регулировочные винты; *Л* – газовый лазер; *БП* – блок питания лазера; *П* – пластинка со щелями; *Э* – экран

3. Описание методики измерений

Источником монохроматического излучения в данной работе является газовый лазер *Л*, закрепленный горизонтально в штативе *1*; включение лазера осуществляется тумблером на панели блока питания *БП*. В штативе *2* размещена непрозрачная зачерненная пластинка *П*, на которую нанесены несколько пар горизонтальных щелей, расположенных на малом расстоянии *d* друг от друга (фронтальное изображение пластинки со щелями дано на схеме установки справа). Ослабив регулировочный винт *4*, можно перемещать пластинку *П* по вертикали, направляя лазерный луч на различные пары щелей. Интерференционная картина наблюдается на экране *Э*, закрепленном в штативе *3* и удаленном на расстояние *D* от пластинки со щелями (на схеме плоскости пластинки *П* и экрана *Э* перпендикулярны плоскости чертежа).

Газовый лазер испускает узкий пучок монохроматического (красного) цвета. Как известно, свет представляет собой электромагнитную волну; в случае узкого пучка фронт этой волны можно считать плоским. Уравнение плоской волны имеет вид

$$E(r,t) = E_m \cdot \cos\left(\omega \cdot t - \frac{2\pi \cdot r}{\lambda}\right), \qquad (1)$$

где $E(r,t)$ – проекция светового вектора (напряженности электрического поля) на плоскость его колебаний в точке, находящейся на расстоянии r от источника света в момент времени t; E_m – амплитуда колебаний; ω – циклическая частота; λ – длина волны излучения.

Из выражения (1) следует, что значение E определяется фазой колебаний

$$\varphi = \omega \cdot t - \frac{2\pi \cdot r}{\lambda}. \qquad (2)$$

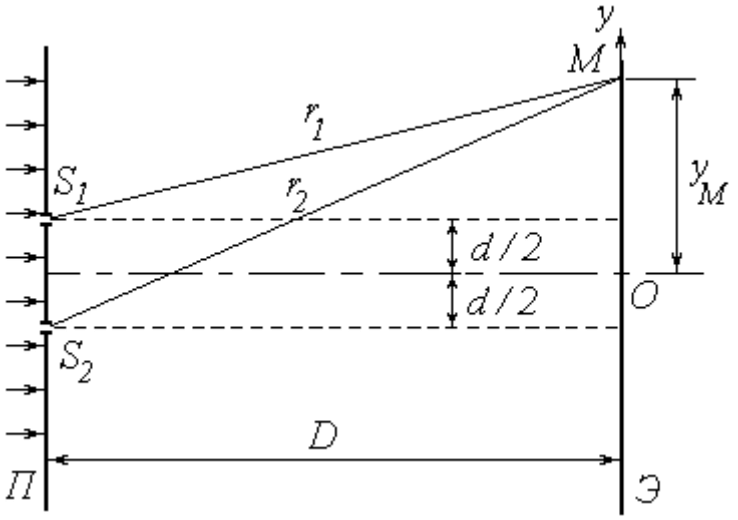


Рис. 1

Попадая на пластинку *П*, луч лазера проходит через две узкие и близко расположенные друг к другу щели S_1 и S_2 (рис. 1). Каждую из этих щелей можно рассматривать как источник света, причем благодаря одинаковой частоте и постоянной во времени разности фаз эти источники когерентны. Расходящиеся от них световые пучки перекрываются, и на экране Э можно наблюдать результат их наложения, т.е. картину интерференции.

В произвольную точку *M* экрана приходят две волны и возбуждают колебания

$$E_1 = E_m \cdot \cos\varphi_1 \quad \text{и} \quad E_2 = E_m \cdot \cos\varphi_2 ,$$

разность фаз которых, согласно (2), равна

$$\delta = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi \cdot \Delta}{\lambda}, \tag{3}$$

где $\Delta = (r_1 - r_2)$ – разность хода лучей от источников до точки *M*. Амплитуда результирующего колебания в точке *M* определяется выражением

$$E^2 = 2E_m{}^2 \cdot (1 + \cos\delta) ,$$

а интенсивность света в данной точке

$$I = 2I_0 \cdot (1 + \cos\delta) , \tag{4}$$

где I_0 – интенсивность от каждого из источников в отдельности.

Таким образом, результат интерференции зависит от величины $\cos\delta$. При $\cos\delta = -1$ интенсивность $I = 0$; совокупность таких точек на экране образует ряд темных полос. При $\cos\delta = 1$ интенсивность максимальна: $I = I_{max} = 4I_0$ – такие точки образуют светлые полосы.

Как известно, $\cos\delta = 1$ при $\delta = 2k\pi$ и $\cos\delta = -1$ при $\delta = (2k + 1)\pi$, где $k \in Z$. С учетом выражения (3) получим условия наблюдения максимумов

$$\Delta = k\lambda \tag{5}$$

и минимумов

$$\Delta = (2k + 1)\cdot\frac{\lambda}{2}. \tag{6}$$

Найдем положение соответствующих точек, т.е. координаты светлых и темных полос на экране. Направим ось *Oy* вертикально в плоскости экрана Э; начало координат со-

вместим с центром наблюдаемой картины (см. рис. 32). Воспользуемся теоремой Пифагора:

$$r_1^2 = D^2 + \left(y_M - \frac{d}{2} \right)^2;$$

$$r_2^2 = D^2 + \left(y_M + \frac{d}{2} \right)^2.$$

Вычитая почленно первое уравнение из второго, получим

$$r_1^2 - r_1^2 = 2yd$$

или

$$(r_2 + r_1)(r_2 - r_1) = 2yd \qquad (7)$$

(здесь и в дальнейшем индекс «*M*» у координаты исследуемой точки опущен).

Расстояние между щелями d составляет менее 1 *мм*, а расстояние от щелей до экрана D – несколько десятков сантиметров. Поэтому можно с достаточной степенью точности положить величину $(r_2 + r_1) \approx 2D$. Учитывая также, что $(r_2 - r_1) = \Delta$, преобразуем (7) к виду

$$\Delta = \frac{d}{D} \cdot y. \qquad (8)$$

Координаты светлых полос найдем, подставляя (8) в условие максимума (5):

$$y_k = \frac{kD\lambda}{d}.$$

Ширина интерференционной полосы Δy (расстояние между соседними максимумами или минимумами) может быть определена как

$$\Delta y = y_{k+1} - y_k = \frac{D\lambda}{d}.$$

Полученное соотношение позволяет по известным расстояниям d, D и Δy найти длину волны излучения:

$$\lambda = \frac{\Delta y \cdot d}{D} \qquad (9)$$

Примерный вид интерференционной картины от двух щелей показан на рис. 2.

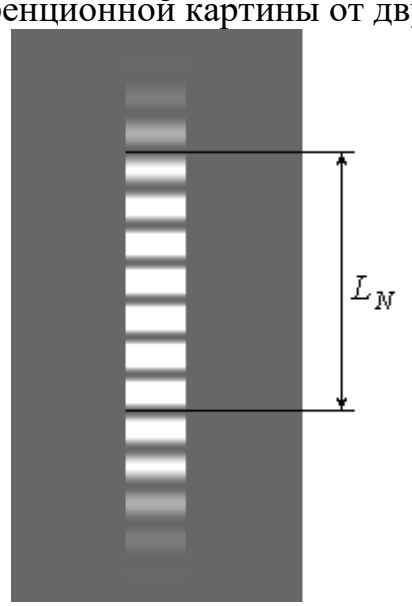


Рис. 2

Для практического определения ширины интерференционной полосы необходимо измерить расстояние L_N, на котором укладывается целое число N светлых полос. Ширина полосы находится из очевидного соотношения

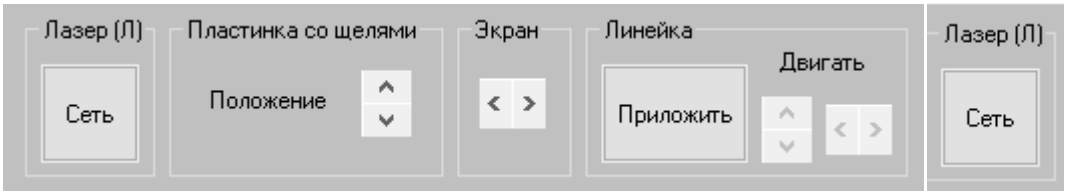
$$\Delta y = \frac{L_N}{N} \tag{10}$$

(чем больше N, тем точнее будет определена величина Δy; в приведенном на рис. 2 примере $N = 7$).

4. Порядок измерений и обработки результатов

1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 5 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

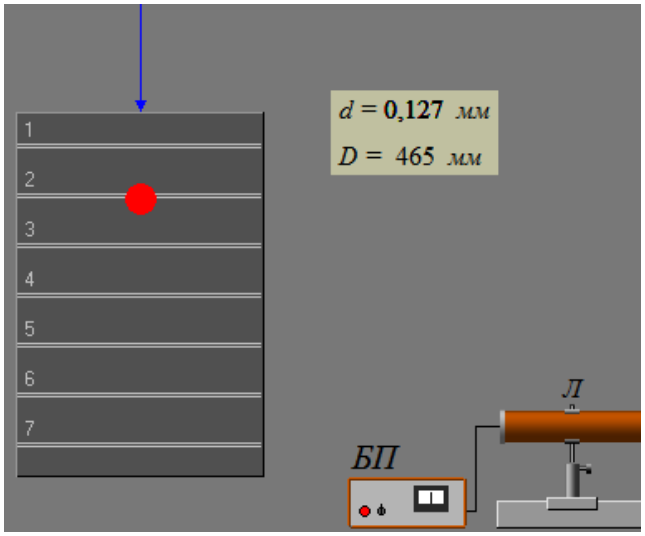
2 . Ознакомьтесь с приборами на рабочем столе, расположите их в нужной последовательности на одной прямой. Подключите к сети блок питания *БП* лазера. С помощью тумблера на панели *БП* включите лазер. *В виртуальном варианте лабораторной работы достаточно просто нажать кнопку «Сеть» под надписью «Лазер (Л)» (см. рисунок ниже).*



3. Ослабив регулировочный винт *4* штатива *2* и перемещая пластинку *П* по вертикали, добейтесь того, чтобы лазерный луч точно попадал на рекомендованную пару щелей. Зафиксируйте это положение пластинки винтом *4*. *В виртуальном варианте лабораторной работы для перемещения пластинки необходимо нажимать кнопки-стрелки «вверх»-«вниз» под надписью «Пластинка со щелями» (см. рисунок выше).*

4. Установите экран *Э* на таком расстоянии от пластинки *П*, чтобы наблюдалась четкая картина интерференции с хорошо различимыми светлыми (красными) и темными полосами. *В виртуальном варианте лабораторной работы для перемещения экрана необходимо нажимать кнопки-стрелки «вправо»-«влево» под надписью «Экран»(см. рисунок выше).*

5. Определите расстояние между щелями d. *В виртуальном варианте лабораторной работы расстояние* d *уже измерено и его значение выведено* в окно работы. *Данное значение зависит от пары щелей, на которые наведен лазерный луч (см. рисунок ниже).*



6. С помощью сантиметра или рулетки измерьте расстояние D между пластинкой *П* и экраном *Э* (т.е. между центрами штативов *2* и *3*). *В виртуальном варианте лабораторной работы расстояние* D *уже измерено выведено в окно работы (см. рисунок выше).*

7. Занесите величины d и D в соответствующие столбцы таблицы 1.

Таблица 1

Номер опыта	d,мм	D,мм	N	L_N,мм	Δy,мм	λ,нм	$\Delta\lambda_i = \lambda_i - \bar{\lambda}$ нм	$(\Delta\lambda_i)^2$, нм^2
1								
2								
3								
4								
5								
6								
						$\bar{\lambda} = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{6}\lambda_i = \ldots$		$\sum_{i=1}^{6}(\Delta\lambda_i)^2 = \ldots$

8. Приложите к экрану *Э* линейку. Тщательно отсчитайте возможно большее число светлых полос N и измерьте расстояние между ними L_N, как показано на рис. 2. Значения N и L_N занесите в таблицу. *В виртуальном варианте лабораторной работы для измерения расстояния между щелями необходимо нажать на кнопку «Приложить» под надписью «Линейка». После этого в окне работы появится миллиметровая линейка, которую можно двигать кнопками-стрелками «вверх»-«вниз» и «вправо»-«влево».*

9. Измените расстояние D между щелями и экраном. Повторите пп. 6-8.

10. Повторите пп. 3-9 с еще двумя рекомендованными парами щелей (общее число опытов должно быть равным шести).

11. Для каждого из опытов рассчитайте по формуле (10) ширину интерференционной полосы Δy, а затем – длину волны излучения λ по формуле (9). Результаты расчетов запишите в таблицу, переведя значение λ из *мм* в *нм*.

12. Вычислите сумму найденных значений λ и определите ее среднее значение $\bar{\lambda}$.

13. Выполните все расчеты, необходимые для оценки случайной погрешности измерения длины волны $\Delta_s \lambda$. Сначала найдите среднюю квадратичную погрешность

$$\sigma_\lambda = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{6} (\Delta\lambda_i)^2}{n \cdot (n-1)}},$$

где n=6. Затем вычислите величину случайной погрешности

$$\Delta_s \lambda = t_{n,\alpha} \cdot \sigma_\lambda,$$

где коэффициент Стьюдента при n=6 измерений есть при доверительной вероятности α = 0.95 равен

$$t_{n,\alpha} = 2.57.$$

14. Оцениваем приборные погрешности прямых измерений:

$$\delta L_N = 0.5 \text{ мм}$$

$$\delta d = 0.0005 \text{ мм}$$

$$\delta D = 0.5 \text{ мм}$$

Относительные погрешности при этом равны

$$E_L = \frac{\delta L}{\min(L_N)},$$

$$E_d = \frac{\delta d}{\min(d)},$$

$$E_D = \frac{\delta D}{\min(D)},$$

15. Находим абсолютную приборную погрешность косвенного измерения длины волны $\delta\lambda$ по формуле

$$\delta\lambda = \bar{\lambda} \cdot \sqrt{E_L{}^2 + E_d{}^2 + E_D{}^2}$$

16. Оцениваем полуширину доверительного интервала $\Delta\lambda$ и записываем ответ

$$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta_s \lambda^2 + \delta\lambda^2}$$

17. Записываем ответ в форме $\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta\lambda$.

5. Контрольные вопросы

1. Понятие интерференции световых волн.
2. Когерентные световые волны.
3. Уравнение для вектора напряженности электрического поля в плоской монохроматической световой волне.
4. Уравнение для интенсивности света при наложении двух световых волн одинаковой частоты.
5. Условие минимумов и максимумов интенсивности света при интерференции.

6. Почему реальные источники света не могут испускать монохроматические волны?

7. Почему два разных источника реального излучения не могут быть когерентными?

8. В чем состоит опыт по Юнга наблюдению интерференции?

9. Формула для координат максимумов в опыте Юнга.

10. Формула для расстояния между соседними максимумами в опыте Юнга.

11. По какой формуле в данной работе для каждого из опытов рассчитывается ширина интерференционной полосы Δy?

12. По какой формуле в данной работе для каждого из опытов рассчитывается длина волны излучения λ?

13. Простые задачи на интерференцию света.

Приложение 5

Варианты к лабораторной работе 5.1

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	4
2	5
3	6
4	1
5	2
6	3
7	4
8	5
9	6
10	1
11	2
12	3
13	4
14	5
15	6
16	1
17	2
18	3
19	4
20	5
21	6
22	1
23	2
24	3
25	4
26	5
27	6
28	1

29	2
30	3

Лабораторная работа 5.2
Изучение дифракции света на одиночной щели и дифракционной решетке

1. Теоретические сведения

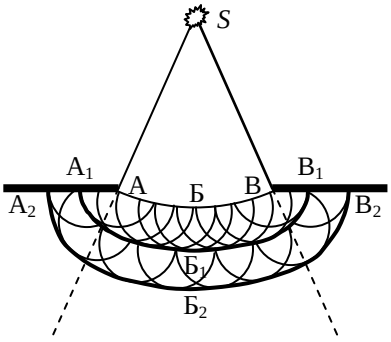
Общие сведения о дифракции световых волн. Под ***дифракцией*** света понимают всякое отклонение света от прямолинейного распространения, если оно не может быть истолковано как результат отражения, преломления или изгибания световых лучей в средах с непрерывно меняющимся показателем преломления. Если в среде имеются мельчайшие частицы постороннего вещества или показатель преломления заметно меняется на расстояниях порядка длины волны, то говорят о рассеянии света и термин "дифракция" не употребляется. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Для наблюдения дифракции света необходимо создание специальных условий. Это обусловлено малостью длин световых волн.

Самое общее определение дифракции – следующее. ***Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями (например, вблизи границ непрозрачных или прозрачных тел, сквозь малые отверстия и т.п.) и связанных с отклонениями при распространении света от законов геометрической оптики.***

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении интенсивности света в результате наложения волн. Перераспределение, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых ***конечным*** числом дискретных источников, называют интерференцией. Перераспределение, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными ***непрерывно***, называют дифракцией.

Схема наблюдения дифракции такова: на пути световой волны помещают преграду. За преградой располагают экран, на котором наблюдают дифракционную картину. Различают два вида дифракции. Если источник света и точка наблюдения расположены настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие и идущие в точку наблюдения, образуют почти параллельные пучки, то говорят о дифракции ***Фраунгофера***. В противном случае – о дифракции ***Френеля***.

Всякая дифракционная задача, если ее рассматривать строго, сводится к решению уравнений Максвелла, при определенных граничных условиях. Однако такие задачи сложны. В оптике значительно большее значение имеют нестрогие методы решения дифракционных задач, основанные на принципе Гюйгенса, обобщенном Френелем.



Принцип Гюйгенса определяет способ построения фронта волны. ***Волновым фронтом*** называется геометрическое место точек, до которых дошла волна в некоторый момент времени. Например, в случае излучения волн точечным источником в однородной среде, волновой фронт будет представлять собой сферу с центром в точке, совпадающей с положением источника света и радиусом, равным произведению скорости света в веществе на интервал времени после начала излучения. Анало-

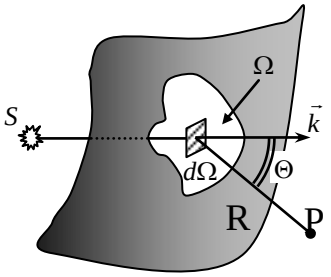
гичным образом можно построить волновой фронт (фронт волны) для произвольного источника. В частности, волновым фронтом бесконечной плоскости будет плоскость тонкой бесконечной нити – коаксиальные цилиндры и так далее. В приведенных примерах говорят о сферических, плоских или цилиндрических волнах, имея в виду форму волнового фронта.

Распространение световых волн Гюйгенс объяснял так: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн. Принцип Гюйгенса устанавливает способ, с помощью которого можно построить фронт волны в момент времени $t+\Delta t$, если известно положение фронта в момент времени t.

Пусть точечный источник света S излучает сферическую волну. Если в момент времени t волна дойдет до краев отверстия АВ, то это отверстие вырежет из волнового фронта участок АБВ. Если построить из каждой точки этого участка сферы радиусом $c\cdot\Delta t$, то огибающая этих сфер будет указывать положение фронта волны в момент времени $t+\Delta t$ (участок $А_1Б_1В_1$). Взяв этот фронт за исходный, можно построить новый волновой фронт – $А_2Б_2В_2$. Следует отметить, что подобную процедуру можно проводить и в отсутствие преграды. Принцип Гюйгенса не дает никаких указаний относительно интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях.

Итак, принцип Гюйгенса можно сформулировать следующим образом: *каждая точка, до которой доходит волновое возмущение, служит центром вторичных волн, при этом огибающая этих волн указывает положение фронта волны в следующий момент времени*. В таком виде принцип Гюйгенса есть не более чем геометрический способ построения волновых фронтов. Во всех применениях вторичные волны выступают не как реальные волны, а как вспомогательные сферы, используемые для такого построения. Остается неясным, почему при распространении волны не возникает обратная волна.

Френель дополнил гипотезу Гюйгенса, следующим принципом. Каждую точку, до которой дошла световая волна, можно рассматривать как источник вторичных волн, распространяющихся во всех направлениях. Эти волны когерентны, поскольку все они возбуждаются одним и тем же первичным источником. Световое поле, возникающее в результате их интерференции, совпадает с полем реальных источников света. Принцип Гюйгенса, дополненный Френелем, получил название ***принципа Гюйгенса-Френеля***.



Таким образом, принцип Гюйгенса-Френеля можно сформулировать следующим образом: **каждый элемент волнового фронта можно рассматривать как центр вторичного возмущения, порождающего вторичные сферические волны, а результирующее световое поле в каждой точке пространства будет определяться интерференцией этих волн.**

Следует отметить, что, опираясь на принцип Гюйгенса-Френеля, можно вычислить интенсивность волны в дифракционных задачах. Решение дифракционной, как и интерференционной, задачи заключается в расчете интенсивности в любой точке дифракционной картины.

Рассмотрим какой-либо экран с отверстием, через которое проходит свет от источника. Пусть источник точечный и монохроматический. Размеры отверстия много больше длины волны падающего света. Под E будем понимать амплитуду одной из компонент

вектора $\vec{E}$ или $\vec{B}$ электромагнитного поля волны. Задача состоит в определении амплитуды волны в любой точке P за экраном. Предположим, что амплитуда колебаний в точках отверстия такова, какой она была бы, если бы экрана не было, а на экране равна нулю. При этом физические свойства экрана не учитываются. Существенна только форма края отверстия. Опыт показывает, что такое предположение справедливо, если размеры отверстия, расстояние от экрана до источника, а также от экрана до точки наблюдения велики по сравнению с длиной волны.

Разделим поверхность Ω отверстия на элементарные участки площадью $d\Omega$, малые по сравнению с размерами отверстия, но большие по сравнению с длиной волны. Напряженность поля на некотором элементе $d\Omega$ этой поверхности будет

$$E = E_0 cos(\omega t + \delta). \tag{1}$$

При вычислении вклада в E_P от участка $d\Omega$ нужно учесть изменение фазы и амплитуды вторичной волны при ее распространении. Это приводит к выражению

$$dE_P = K(\Theta) \cdot \frac{E_0}{R} d\Omega \cdot \cos(\omega t + \delta), \tag{2}$$

где $K(\Theta)$ – функция, учитывающая зависимость амплитуды вторичных волн от Θ. Величина

$$dE_P = K(\Theta) \cdot \frac{E_0}{R} d\Omega \tag{3}$$

является амплитудой вторичной волны в точке P.

Полное поле E_P в точке P будет представлять собой суперпозицию полей вторичных волн от всех элементов $d\Omega$ всей поверхности Ω

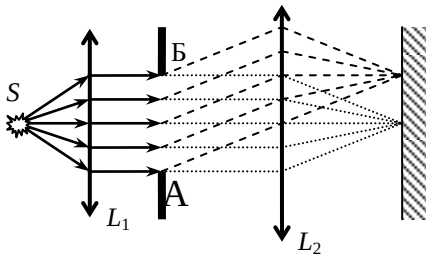
$$E_P = \int_\Omega dE_P.$$

С использованием (3) получаем:

$$E_P = \int_\Omega dE_P K(\Theta) \cdot \frac{E_0}{R} d\Omega. \tag{4}$$

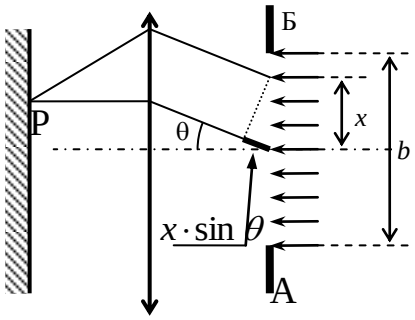
Формула (4) является математической формулировкой принципа Гюйгенса-Френеля.

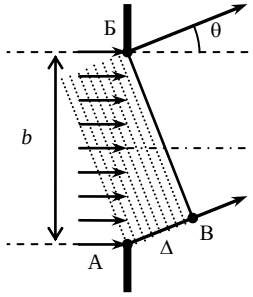
Дифракция Фраунгофера на щели. Дифракционные явления Фраунгофера имеют в оптике значительно большее практическое значение, чем дифракция Френеля.



Это связанно с тем, что при дифракции Френеля расстояния от источника до препятствия и от препятствия до экрана должны быть сравнимы с размерами этого препятствия. А при практическом осуществлении дифракции Фраунгофера источник света S помещается в фокусе линзы L_1. Дифракция возникает на каком либо препятствии AB, поставленном на пути лучей, прошедших через линзу L_1. Дифракционная картина наблюдается в фокальной плоскости другой линзы L_2.

Простейшим для расчета и практически очень важным случаем является дифракция Фраунгофера на длинной прямоугольной щели. Для определения положения минимумов и максимумов дифракционной картины можно воспользоваться методом зон Френеля. Разобьем разность хода между лучами, идущими от краев щели АБ плоскостями, параллельными плоскости БВ. Расстояние между соседними плоскостями примем λ/2. Эти плоскости разобьют щель АБ на зоны Френеля в виде полосок шириной λ/(2 *sin*θ). Свет от двух соседних зон будет приходить в противофазе, то есть гасить друг друга. Таким образом, если на участке АВ укладывается четное число полуволн, то на экране наблюдается минимум. Если же разность хода равна нечетному числу полуволн, то наблюдается максимум интенсивности.





$$b \cdot \sin\theta = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{– максимум интенсивности,} \tag{1}$$

$$b \cdot \sin\theta = 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{– минимум интенсивности.} \tag{2}$$

Первый минимум ($m = 0$) определяется условием $\sin\theta = \frac{\lambda}{b}$. Если $\lambda/b << 1$, то $\theta \approx \lambda/b$. Между минимумами интенсивности находятся максимумы различных порядков. Значение интенсивности в максимумах быстро убывает с увеличением m. Основная часть светового потока сосредотачивается в центральной полосе. При увеличении ширины щели уменьшается ширина максимума. Высота максимума интенсивности пропорциональна квадрату ширины щели. При сужении щели картина расширяется, и при $b \sim \lambda$ центральный максимум охватывает все поле зрения.

Если плоская волна падает на щель наклонно под углом θ′ к нормали, то разность хода между вторичными волнами, распространяющимися в направлении θ, будет равна $b \cdot (\sin\theta - \sin\theta')$. Условие дифракционных минимумов и максимумов в этом случае соответственно имеет вид

$$b \cdot (\sin\theta - \sin\theta') = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{– максимум интенсивности,} \tag{3}$$

$$b \cdot (\sin\theta - \sin\theta') = 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \text{– минимум интенсивности.} \tag{4}$$

При этом центральный максимум будет находиться в направлении падающей волны, то есть при $\theta = \theta'$.

Отметим, что расчет положения дифракционных максимумов и минимумов с помощью зон Френеля является приближенным. Точный расчет, который может быть сделан с помощью непосредственного применения принципа Гюйгенса-Френеля для нормального падения световой волны, дает:

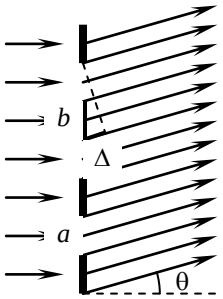
$$I_\theta = I_0 \left(\frac{\sin\Phi}{\Phi} \right)^2, \tag{5}$$

где $\Phi = \frac{\pi b}{\lambda}\sin\theta$, I_0 – интенсивность световой волны, распространяющейся от щели перпендикулярно, I_θ - интенсивность световой волны, распространяющейся от щели под углом θ. Формула (5) дает положения минимумов, совпадающие с положениями, определяемыми условием (2). Положения максимумов определяются трансцендентным уравнением

$$\tan\Phi = \Phi,$$

решения которого совпадают с (1) только приближенно.

Дифракционная решетка. Дифракционной решеткой называют совокупность узких параллельных щелей, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга. На практике дифракционные решетки представляют собой стеклянную или металлическую поверхность, на которую наносят множество равноотстоящих штрихов. Пространство между штрихами играет роль щели, а сами штрихи – непрозрачного экрана. Дифракционная решетка характеризуется шириной щели b, шириной штриха a, периодом решетки $d = a + b$ и количеством щелей N.



Выясним характер дифракционной картины, получающейся на экране при перпендикулярном падении на решетку плоской световой волны. По принципу Гюйгенса-Френеля вторичные волны будут распространяться от щелей решетки под разными углами. Выберем только те лучи, которые выходят из разных щелей решетки под некоторым углом φ. Освещенность каждой точки экрана будет зависеть от интенсивности света от каждого пучка и от результата интерференции этих пучков.

Результат интерференции лучей от разных щелей будет зависеть от разности фаз, с которой пучки накладываются друг на друга в фокальной плоскости линзы. При монохроматическом источнике света разность фаз в точке встречи соседних пучков будет зависеть от разности хода соответствующих лучей и длины волны.

Оптическая разность хода равна $\Delta = (a+b)\sin\varphi$. Если Δ равно четному числу полуволн, то соседние пучки накладываются друг на друга в одной фазе и амплитуда результирующего колебания в точке М на экране, где собираются лучи, идущие от всех щелей решетки будет равна сумме амплитуд колебаний, создаваемых каждым пучком. Для направлений, определяемых этим условием, колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга, вследствие чего амплитуда колебаний в соответствующей точке экрана равна $A_{\max} = NA_\varphi$, где A_φ – амплитуда колебаний, посылаемых одной щелью под углом φ. А интенсивность световых колебаний будет в N^2 больше интенсивности J_φ, создаваемой в направлении φ одной щелью. Таким образом мы имеем

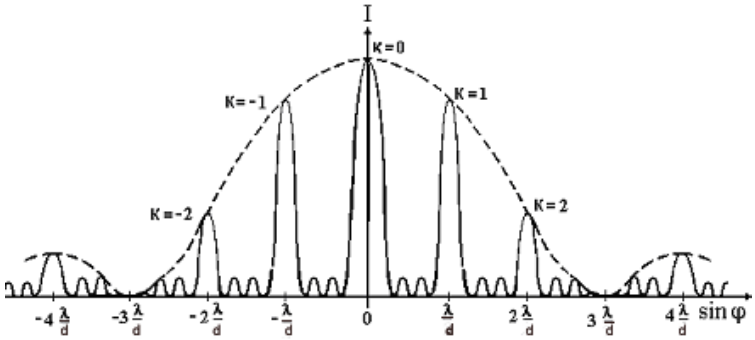
$$(a+b)\sin\varphi = 2k\cdot\frac{\lambda}{2} \text{ - условие максимума.}$$

Это условие определяет положение максимумов интенсивности, называемых <u>главными</u>. Число k дает порядок главных максимумов.

В промежутках между соседними главными максимумами имеется по $N-1$ добавочному минимуму. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. Направления добавочных минимумов определяются из условия $d\sin\varphi = \frac{m}{N}\lambda$ или

$$Nd\sin\varphi = m\lambda\,,$$

где m принимает все целочисленные значения, кроме 0, N, $2N$,…, т.е. когда выполняется условие $d\sin\varphi = k\lambda$.



Интенсивность света, распространяющегося под углом φ к нормали после дифракции на правильной структуре из N щелей, определяется выражением (которое мы представляем без вывода):

$$I_\varphi = I_0\left(\frac{\sin\Phi}{\Phi}\right)^2\left(\frac{\sin N\Psi}{\sin\Psi}\right)^2,$$

где $\Phi = \dfrac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi$, $\Psi = \dfrac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi$.

Дифракционная картина имеет вид, показанный на рисунке. Здесь следует учитывать, что главный максимум определенного порядка пропадает, если его положение совпадает с каким-нибудь минимумом дифракционной картины от одной щели (условие минимума $b\sin\varphi = k\lambda$).

Следует знать и помнить, что дифракционная картина в данном случае является результатом двух процессов: дифракции света от каждой отдельной щели и интерференции света от всех щелей.

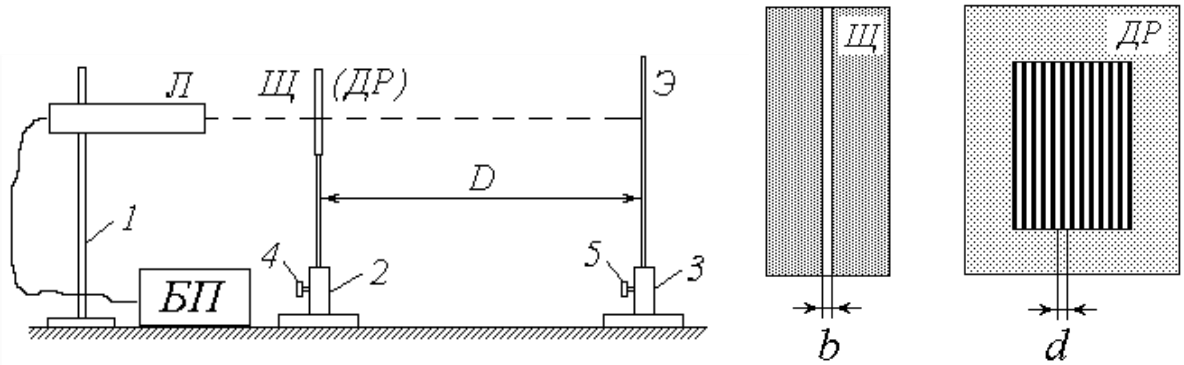
2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

Целью работы является:

1) наблюдение картины дифракции Фраунгофера от одиночной щели и дифракционной решетки в монохроматическом свете;

2) экспериментальное определение ширины щели и периода дифракционной решетки.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке



1, 2, 3 – штативы; *4, 5* – регулировочные винты; *Л* – газовый лазер;
БП – блок питания лазера; *Щ* – пластинка со щелью;
ДР – дифракционная решетка; *Э* – экран

3. Описание установки и методики измерений

Установка для изучения дифракции света аналогична той, которая используется для наблюдения интерференционной картины в работе 5.1. Различие между ними заключается в том, что вместо пластинки *П* с горизонтальными щелями используется пластинка *Щ* с одной вертикальной щелью (упражнение 1) и дифракционная решетка *ДР* (упражнение 2). Их увеличенное схематическое изображение дано на схеме установки справа.

Рассмотрим прохождение через щель шириной b нормально падающей на нее плоской световой волны (на рис. 1 показан «вид сверху»). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля каждая точка фронта волны (следовательно, каждая точка плоскости щели) является источником вторичных волн, распространяющихся во всех направлениях и заходящих в область геометрической тени. Так как эти вторичные волны когерентны, при наложении друг на друга они дают на экране *Э* картину интерференции. Сложность анализа этой картины заключается в необходимости учета бесконечного множества источников когерентных волн.

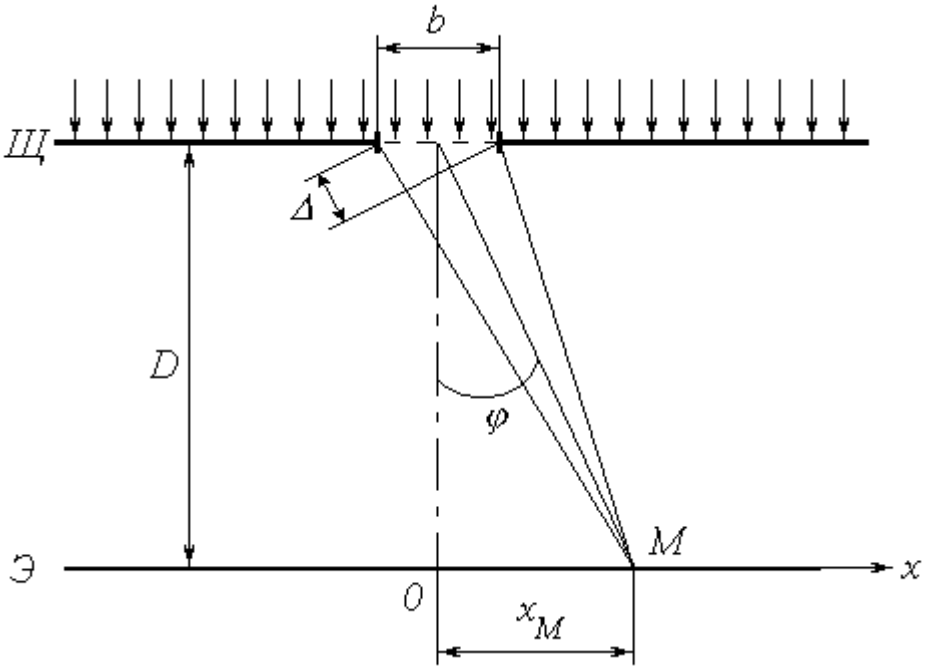


Рис. 1

Выясним результат наложения лучей в произвольной точке экрана M, расположенной на расстоянии x_M от центра картины (ось Ox направлена горизонтально в плоскости экрана). Если ширина щели b и расстояние x_M малы по сравнению с расстоянием D от щели до экрана ($b << D$ и $x_M << D$), то попадающие в точку M лучи практически параллельны друг другу и составляют с первоначальным направлением распространения некоторый малый угол φ. Результат интерференции вторичных волн зависит от величины этого угла, и интенсивность света в точке M определяется выражением

$$I_{щ}(\varphi) = I_0 \cdot \left[\frac{\sin \Phi(\varphi)}{\Phi(\varphi)} \right]^2, \tag{1}$$

где

$$\Phi(\varphi) = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda}, \tag{2}$$

I_0 – интенсивность света, идущего от всей щели в направлении первичного пучка; λ – длина волны света. Из (2) следует, что $\Phi(0) = 0$. Учитывая первый замечательный предел

$$\lim_{\alpha \to 0} \frac{\sin \alpha}{\alpha} = 1,$$

получим, что при $\varphi = 0$ (в центре картины) имеет место максимум освещенности: $I_щ(0) = I_0$.

Функция (1) обращается в нуль при условии $\Phi(\varphi) = \pm \pi \cdot m$, где $m \in N$. Подставляя в это условие выражение (2), получим уравнение, позволяющее определить углы, при которых наблюдаются минимумы освещенности (темные полосы):

$$b \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda . \qquad (3)$$

Условие (3) можно также получить, воспользовавшись *методом зон Френеля*. Разобьем фронт волны (плоскость щели) на участки, разность хода от которых до точки M равна половине длины волны; так как соответствующая разность фаз равна $\pm \pi$, волны от двух таких соседних зон при наложении гасят друг друга. Таким образом, если для данной точки открыто четное число зон Френеля, то в ней наблюдается минимум интенсивности. Число зон можно найти, разделив разность хода крайних лучей Δ (см. рис. 34) на половину длины волны. Учитывая, что $\Delta = b \cdot \sin \varphi$ и положив количество зон равным четному числу $2m$, придем к условию (3).

Между определяемыми этим условием минимумами наблюдаются слабо выраженные максимумы. На рис. 2 показан график зависимости интенсивности от синуса угла дифракции и соответствующая ему дифракционная картина на экране.

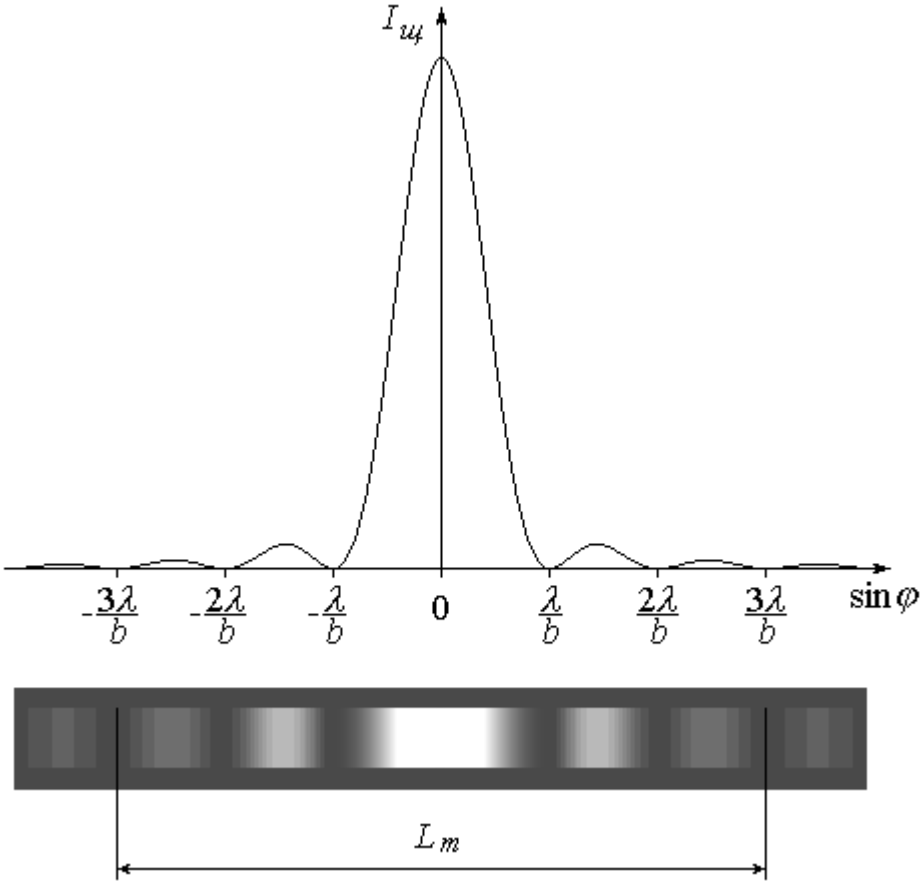


Рис. 2

Как видно из рис. 1, координата x точки M на экране (индекс «M» при x здесь и в дальнейшем опустим) связана с углом φ простым соотношением $x = D \cdot \mathrm{tg}\varphi$. Поскольку угол φ мал, имеем

$$\sin\varphi \approx \mathrm{tg}\,\varphi = \frac{x}{D}. \tag{4}$$

Подставляя данное соотношение в условие (3), найдем координаты точек x_m, в которых имеет место m-й по счету, начиная от центра, минимум освещенности. Ограничившись положительной полуосью ($x > 0$), получим:

$$x_m = m \cdot \frac{\lambda D}{b}. \tag{5}$$

Координату m-го минимума можно найти экспериментально путем обработки дифракционной картины (рис. 2). Для этого необходимо отметить по обе стороны от центрального максимума минимумы одного и того же порядка m (в примере на рисунке $m = 3$) и измерить расстояние между ними L_m; расстояние от центра картины до m-го минимума находится из очевидного соотношения

$$x_m = \frac{L_m}{2} \tag{6}$$

Если известна длина волны лазерного излучения λ и расстояние от щели до экрана D, то с помощью выражения (5) можно определить ширину щели b:

$$b = \frac{m\lambda D}{x_m} \tag{7}$$

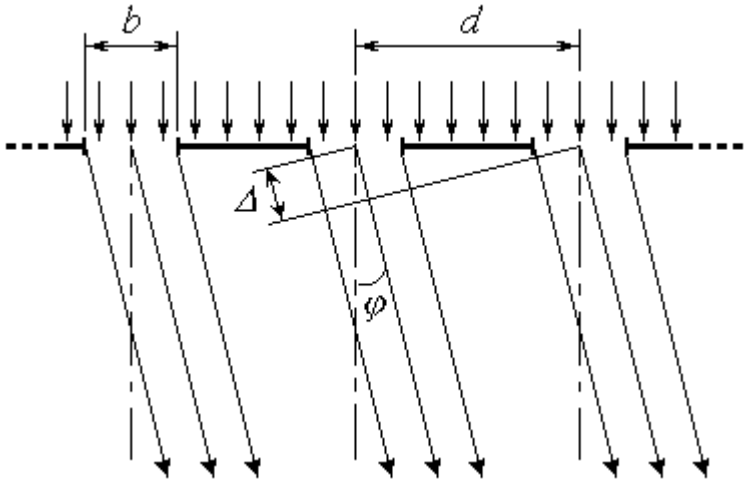


Рис. 3

Дифракционная решетка (*ДР*) представляет собой пластинку с множеством параллельных узких щелей одинаковой ширины b, находящихся на расстоянии d друг от друга (рис. 3). Расстояние между центрами соседних щелей d называется *постоянной* (или *периодом*) дифракционной решетки.

При прохождении через решетку нормально падающей на нее плоской световой волны (см. рис. 3) происходят следующие явления: 1) интерференция вторичных волн, создаваемых точками в плоскости каждой из щелей (это явление подробно рассмотрено

выше); 2) интерференция световых пучков от различных щелей. В результате наложения этих явлений на экране наблюдается дифракционная картина, имеющая довольно сложный характер. Так же, как и при дифракции от одиночной щели, интенсивность света в точке M экрана зависит от угла дифракции φ; в случае решетки она определяется выражением

$$I(\varphi) = I_{щ}(\varphi) \cdot \left\{ \frac{\sin[N \cdot \Psi(\varphi)]}{\sin \Psi(\varphi)} \right\}^2, \tag{8}$$

где

$$\Psi(\varphi) = \frac{\pi \cdot d \cdot \sin \varphi}{\lambda}, \tag{9}$$

N – общее число щелей (штрихов) решетки, накрываемых падающей световой волной; $I_{щ}(\varphi)$ – функция, определяемая выражениями (1)-(2).

Благодаря множителю $I_{щ}(\varphi)$ выражение (8) обращается в нуль при углах дифракции, определяемых условием (3); применительно к решетке оно является условием наблюдения *главных минимумов*.

Найдем значение $I(\varphi)$ при $\Psi(\varphi) = \pi \cdot k$, где $k \in \mathrm{Z}$. Раскрыв неопределенность в фигурных скобках выражения (8), вычислим предел:

$$\lim_{\alpha \to \pi \cdot k} \frac{\sin(N\alpha)}{\sin \alpha} = N \cdot (-1)^{(N-1)k}.$$

Интенсивность света при этом будет равна $N^2 I_{щ}$. Условие $\Psi(\varphi) = \pi \cdot k$ с учетом выражения (9) имеет вид

$$d \cdot \sin \varphi = k\lambda \tag{10}$$

и определяет углы, под которыми наблюдаются *главные максимумы* освещенности. Число k называется *порядком* главного максимума. В частности, при $k = 0$ и, следовательно, $\varphi = 0$ (в центре картины) имеет место наиболее яркий *центральный максимум* интенсивностью $I_{max} = N^2 I_0$. Все остальные главные максимумы имеют меньшую интенсивность, зависящую от множителя $I_{щ}(\varphi)$.

Отметим, что условие главного максимума (10) можно получить на основе более простых соображений. Как было показано в описании к работе 5.1, пучки света от соседних щелей усиливают друг друга, если разность хода между ними Δ кратна целому числу длин волн, т.е. подчиняется условию (5) на с. 104. Из рис. 36 видно, что в случае дифракционной решетки $\Delta = d \cdot \sin \varphi$. Подставляя это соотношение в вышеупомянутое условие, придем к (10).

Дробь в фигурных скобках выражения (8) обращается в нуль при $\Psi(\varphi) = \dfrac{\pi \cdot l}{N}$, где l – целое число, не равное kN. Поэтому в промежутках между соседними главными максимумами наблюдается по $(N-1)$ *вторичных минимумов*, чередующихся со слабо выраженными *вторичными максимумами.* При большом числе щелей N интенсивность самого яркого вторичного максимума составляет менее 5% интенсивности ближайшего главного максимума. В условиях данной лабораторной работы вторичные максимумы практически неразличимы и образуют бледную светлую полосу, на фоне которой в виде ярких пятен наблюдаются главные максимумы.

На рис. 4 показан график зависимости интенсивности I от $\sin\varphi$ и соответствующая ему дифракционная картина на экране.

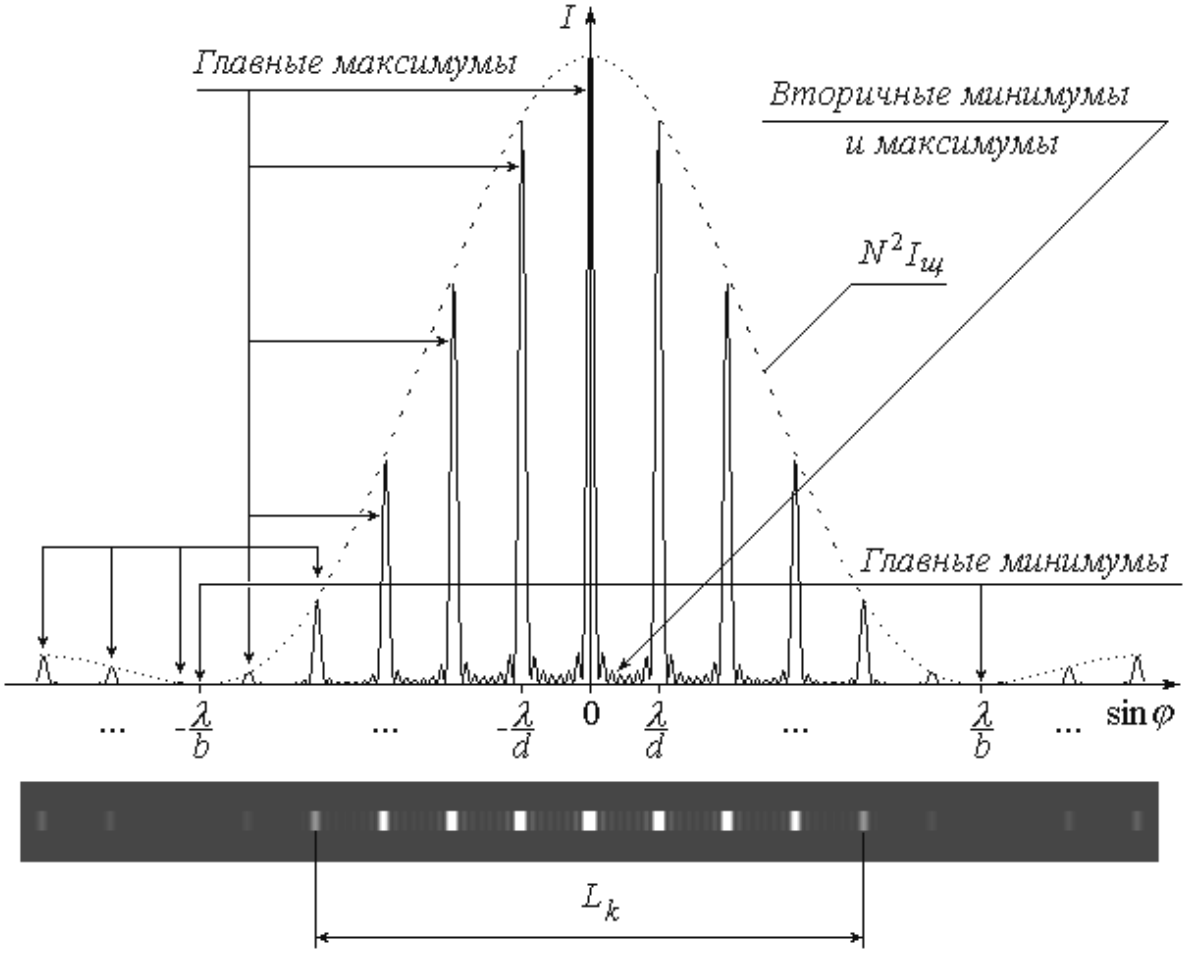


Рис. 4

Так же, как и при дифракции на одиночной щели, в данном случае координата x на экране и угол дифракции φ связаны соотношением (4), с учетом которого условие (10) позволяет определить координату k-го главного максимума:

$$x_k = k \cdot \frac{\lambda D}{d}. \tag{11}$$

Экспериментально значение x_k можно найти путем обработки дифракционной картины. Для этого слева и справа от центрального максимума нужно отметить положения главных максимумов одного и того же k-го порядка (в примере на рис. 4 $k = 4$) и измерить расстояние между ними L_k, после чего определить координату x_k как

$$x_k = \frac{L_k}{2}. \tag{12}$$

Зная x_k, а также расстояние от решетки до экрана D и длину волны света λ, из выражения (11) можно найти период дифракционной решетки:

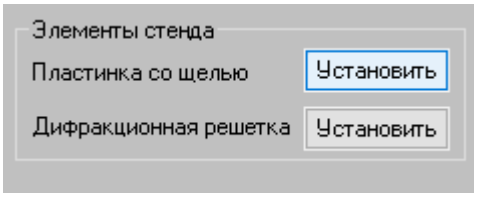
$$d = \frac{k\lambda D}{x_k}. \tag{13}$$

4. Порядок измерений и обработки результатов

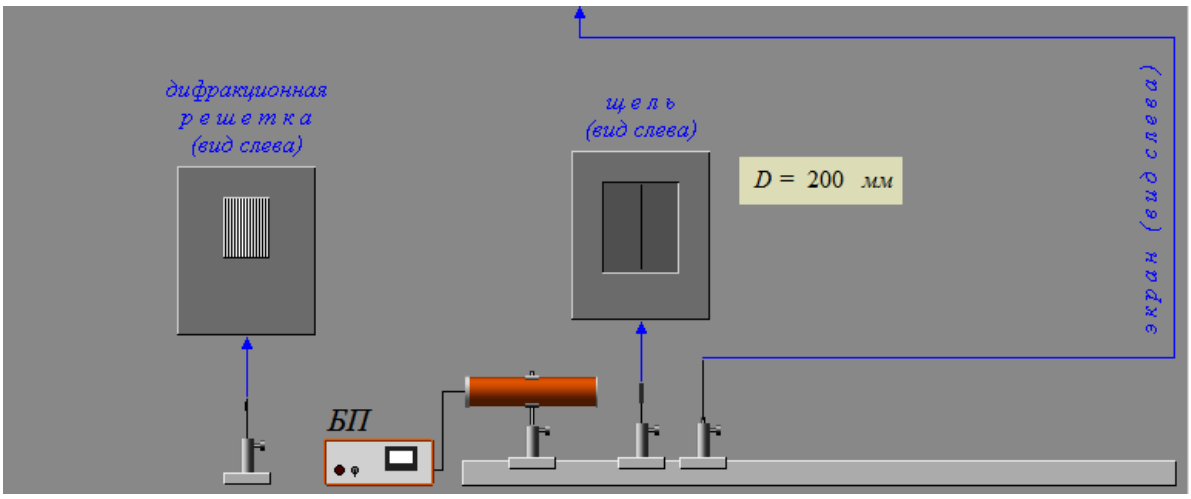
Упражнение 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЩЕЛИ

1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 6 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

2. Ознакомьтесь с приборами на рабочем столе, расположите их в нужной последовательности на одной прямой, между лазером *Л* и экраном *Э* поместите пластинку *Щ* с вертикальной щелью. *В виртуальном варианте лабораторной работы для подготовки установки к работе достаточно только установить пластинку со щелью между лазером и экраном, нажав на кнопку «Установить»:*



После установки пластинки со щелью между лазером и экраном расположение приборов в окне работы должно выглядеть так:



3. Подключите к сети блок питания *БП* лазера. С помощью тумблера на панели *БП* включите лазер. *В виртуальном варианте лабораторной работы для включения блока питания необходимо нажать на кнопку «Сеть».*

4. Запишите в тетрадь значение длины волны лазерного излучения $\lambda = 0{,}633$ *мкм*.

5. Убедитесь, что лазерный луч направлен на щель.

6. Убедитесь, что экран *Э* установлен так, что на нем наблюдается четкая дифракционная картина:

7. Измерьте расстояние *D* от щели до экрана (между центрами штативов *2* и *3*). *В виртуальном варианте лабораторной работы это расстояние D указано в окне лабораторной работы. Его можно менять стрелками-кнопками «Вправо» и «Влево»:*

8. Запишите значение *D* в табл. 1, выразив его в миллиметрах.

Таблица 1

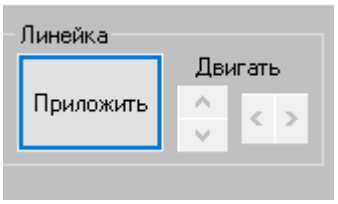
Длина волны $\lambda = 0{,}633$ *мкм*.

Номер опыта	D,*мм*	m	L_m, *мм*	x_m, *мм*	b,*мкм*	$\Delta b_i = b_i - \bar{b}$ Δb, *мкм*	$(\Delta b_i)^2 = (b_i - \bar{b})^2$ *мм*^{2}
1							
2							
3							
4							
5							
					$\bar{b} = \ldots$		$\sum_i (\Delta b_i)^2 = \ldots$

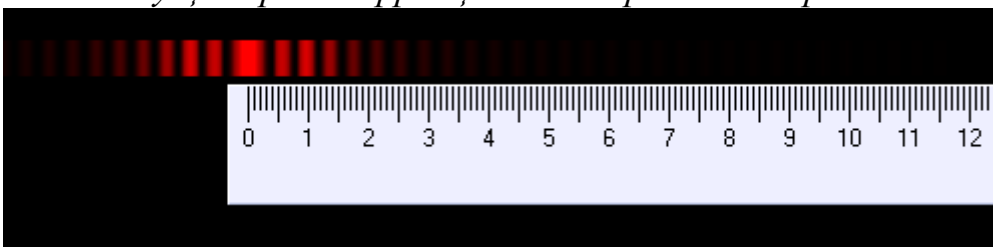
9. Отсчитайте слева и справа от центра картины одинаковое число m минимумов; измерьте линейкой расстояние между ними L_m (см. рис. 2). Значения m и L_m (в *мм*) занесите в таблицу.

10. Изменяя расстояние D между щелью и экраном, повторите пп. 7-9 еще 4 раза (так, чтобы общее число опытов n было равно 5).

11. Для каждого опыта с помощью соотношения (6) найдите координату m-го минимума x_m. По формуле (7) рассчитайте ширину щели b; последнюю выразите в *мкм*. Значения x_m и b занесите в таблицу. *В виртуальном варианте лабораторной работы для измерения координат минимумов необходимо нажать на кнопку «Приложить»:*



После этого в окне работы появится линейка, которую можно двигать стрелками-кнопками «Вправо»-«Влево» и «Вверх»-«Вниз». Координата m-го минимума x_m это есть расстояние между центром дифракционной картины и серединой m-го минимума:



12. Вычислите сумму найденных значений ширины щели и определите ее среднее значение $\bar{b}$.

13. Выполните все расчеты, необходимые для оценки случайной погрешности измерения ширины щели $\Delta_s b$. Для простоты расчета применяйте оценку величины $\Delta_s b$, используя формулы оценки погрешности прямого измерения. Задайте доверительную вероятность $\alpha = 0.95$. Найдите среднюю квадратичную погрешность

$$\sigma_b = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{5} (\Delta b_i)^2}{n \cdot (n-1)}}$$

где число измерений $n = 5$. Коэффициент Стьюдента при n=5 измерений есть при доверительной вероятности $\alpha = 0.95$ равен

$$t_{n,\alpha} = 2.78$$

Вычислите величину случайной погрешности по формуле

$$\Delta_s b = t_{n,\alpha} \cdot \sigma_b$$

14. Оцените абсолютные приборные ошибки прямых измерений δD и δL_m, а также относительные ошибки E_D и E_L. Приборные погрешности прямых измерений есть:

$$\delta L = 0.5 \text{ мм}$$

$$\delta D = 0.5 \text{ мм}$$

Относительные погрешности равны

$$E_L = \frac{\delta L}{\min(L_m)}$$

$$E_D = \frac{\delta D}{\min(D)}$$

Найдите абсолютную приборную погрешность косвенного измерения δb, воспользовавшись формулой:

$$\delta b = \bar{b} \cdot \sqrt{E_D{}^2 + E_L{}^2}\ .$$

15. Оцените полуширину доверительного интервала Δb по формуле

$$\Delta b = \sqrt{\Delta_s b^2 + \delta b^2}$$

16. Запишите окончательный ответ в виде

$$b = \bar{b} \pm \Delta b.$$

Упражнение 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

1. Замените штатив *2* со щелью *Щ* на штатив с дифракционной решеткой *ДР*.

2. С помощью регулировочного винта *4* направьте лазерный луч на дифракционную решетку.

3. Установите экран *Э* так, чтобы на нем наблюдалась картина дифракции. Измерьте и запишите в табл. 2 расстояние *D* от решетки до экрана.

Таблица 2

Номер опыта	*D, мм*	*k*	L_k*,мм*	x_k*,мм*	*d,мм*
1					
2					
3					
4					
5					
					$\bar{d} = \ldots$

4. Отсчитайте от центра картины (среднего из трех наиболее ярких максимумов) влево и вправо по одинаковому количеству *k* главных максимумов (не считая централь-

ного!); измерьте расстояние между ними L_k, как показано на рис. 4. Значения k и L_k занесите в таблицу.

5. Повторите пп. 3 и 4, изменяя расстояние D от решетки до экрана так, чтобы общее число опытов n было не менее четырех.

6. Для каждого опыта по формулам (12) и (13) рассчитайте координату k-го максимума x_k и период дифракционной решетки d. Результаты расчетов занесите в табл. 2.

7. Оцените среднее из измеренных значений $\bar{d}$ и запишите его в тетрадь.

5. Контрольные вопросы

1. Что называется дифракцией света?
2. В чем отличие дифракции Френеля от дифракции Фраунгофера?
3. Что называется волновым фронтом?
4. Принцип Гюйгенса.
5. Принципа Гюйгенса-Френеля.
6. Математическая формулировка принципа Гюйгенса-Френеля.
7. Условия максимумов и минимумов для дифракции Фраунгофера на щели при нормальном падении плоской световой волны.
8. Условие максимумов и минимумов для дифракции Фраунгофера на щели при падении плоской световой волны под углом θ' к нормали.
9. Что называется дифракционной решеткой?
10. Период дифракционной решетки.
11. Условие главных максимумов для дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке.
12. Условие вторичных минимумов для дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке.
13. Интенсивность света, распространяющегося под углом φ к нормали после дифракции на дифракционной решетке из N щелей.
14. С помощью какой формулы в данной работе находится координата m-го минимума x_m для дифракции на щели?
15. С помощью какой формулы в данной работе рассчитывается ширина щели b?
16. С помощью какой формулы в данной работе находится координата k-го минимума x_k для дифракции на дифракционной решетке?
17. С помощью какой формулы в данной работе находится период дифракционной решетки d?
18. Простые задачи на дифракцию световых волн на одиночной щели и дифракционной решетке.

Приложение 6

Варианты к лабораторной работе 5.2

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	5
2	6

3	1
4	2
5	3
6	4
7	5
8	6
9	1
10	2
11	3
12	4
13	5
14	6
15	1
16	2
17	3
18	4
19	5
20	6
21	1
22	2
23	3
24	4
25	5
26	6
27	1
28	2
29	3
30	4

Лабораторная работа 5.3
Изучение законов теплового излучения с помощью яркостного пирометра

1. Теоретические сведения

С точки зрения классической теории, излучение телами электромагнитных волн происходит в результате колебания электрических зарядов, входящих в состав вещества. При этом колебания ионов соответствуют излучению волн с низкими частотами (инфракрасное излучение), а излучение электронов, входящих в состав атомов, может иметь высокие частоты (видимое и ультрафиолетовое излучение).

Излучение тела сопровождается потерей энергии, которую необходимо пополнять для того, чтобы поддерживать процесс излучения более или менее длительное время. В зависимости от способа пополнения энергии выделяют различные виды излучения, называемые также ***люминесценцией***, такие как химическая, фото-, электролюминесценция и другие. Особое место среди всех видов излучения занимает ***тепловое излучение***. В этом случае пополнение энергии атомов происходит путем передачи телу теплоты.

Тепловое излучение, в отличие от других видов, является равновесным. В общем, ***равновесным*** называется электромагнитное излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с веществом, его испускающим и поглощающим.

Для уяснения понятия ***равновесное излучение*** рассматривают несколько тел, помещенных внутрь полости, стенки которой неподвижны и непрозрачны. Также предполагают, что температура стенок постоянна. Если тела внутри полости, включая стенки, обладают температурой выше абсолютного нуля, то они излучают энергию. Эта лучистая энергия передается другим телам внутри системы, которые, приняв ее, пополняют запасы внутренней энергии. Также эта лучистая энергия может частично отражаться. В результате таких процессов в полости рано или поздно установится вполне определенное состояние излучения, при котором за каждый промежуток времени количество излученной энергии определенной длины волны в среднем будет равно поглощенной энергии той же длины волны. Это состояние и называется равновесным. Оно не зависит от формы и материала полости, а также и тел, находящихся внутри нее. Особенности равновесного излучения состоят в том, что оно ***однородно***, ***изотропно*** и ***неполяризовано***.

Введем величины, характеризующие состояние излучения. Эти величины имеют смысл для произвольного излучения, а не только для равновесного. Обозначим символом w энергию, излученную в единице объема пространства. Ее можно разложить по частотам или длинам волн

$$w = \int_0^\infty w_\omega d\omega = \int_0^\infty w_\lambda d\lambda . \qquad (1)$$

Величины w_ω и w_λ, называют ***спектральной плотностью излучения***. Они имеют смысл **объемной плотности излучаемой энергии в единичном интервале частот или длин волн.** Если речь идет о равновесном излучении, функция w_ω (w_λ) зависит только от ω (λ) и температуры тела T. Основная задача теории теплового излучения состоит в определении этой функции.

Для теплового излучения с открытой поверхности тела спектральное излучение зависит не только от температуры, но и от материала тела. Для количественной характери-

стики этого спектрального распределения вводят понятие ***спектральной излучательной способности тела*** R_ω (R_λ). **Спектральная излучательная способность тела есть энергия, излучаемая единицей поверхности тела за единицу времени в единичном интервале частот или длин волн**

$$R_\omega = \frac{d\Phi}{d\omega}; \qquad R_\lambda = \frac{d\Phi}{d\lambda}. \tag{2}$$

Полный поток излучения на всех частотах или на всех длинах волн называют ***энергетической светимостью*** поверхности R

$$R = \int_0^\infty R_\omega d\omega = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda. \tag{3}$$

Учитывая физический смысл излучательной способности, запишем

$$R_\omega = \frac{c}{4\pi} w_\omega; \qquad R_\lambda = \frac{c}{4\pi} w_\lambda. \tag{4}$$

Одновременно с излучением энергии тело может поглощать излучение, падающее на него. В дальнейших рассуждениях будем ограничиваться частным случаем, когда тело непрозрачно, то есть толщина тела достаточна, чтобы всякий луч, вступивший в него, поглотился, не достигнув противоположной стенки.

Спектральной поглощательной способностью тела A_ω (A_λ) называется безразмерная величина, которая равна отношению приходящихся на единицу спектрального интервала поглощенного телом потока энергии к падающему на тело потоку энергии. Эта величина показывает, какая доля энергии падающего излучения поглощается рассматриваемой поверхностью. Мы будем придерживаться той точки зрения, что величины R_ω и A_ω будут характеристиками только самого тела, не зависящими от окружающей среды. При прочих равных условиях они зависят только от температуры самого тела. Обозначим Φ_ω поток излучения в малом интервале частот, попавший на единичную площадку тела. Часть этого потока $A_\omega\Phi_\omega$ поглощается телом. Остальная часть $(1 - A_\omega)\cdot\Phi_\omega$ отражается и рассеивается. Полный поток, излучаемый телом, складывается из отраженного и рассеянного потока, а также собственной излучательной способности R_ω. Так как излучение равновесное, то

$$(1 - A_\omega)\cdot\Phi_\omega + R_\omega = \Phi_\omega,$$

откуда

$$\frac{R_\omega}{A_\omega} = \Phi_\omega.$$

Из этой формулы можно сделать вывод: для равновесного излучения каждая из величин A_ω и R_ω может изменяться при переходе от одного тела к другому, но отношение R_ω / A_ω является универсальной функцией, не зависящей от материала тела. Максимальное значение, которое может принимать величина A_ω, равно единице. Кирхгоф назвал тела, у которых $A_\omega = 1$ во всем интервале частот и температур, ***абсолютно черными*** или ***абсолютно поглощающими***. Излучательную и поглощательную способность абсолютно черного тела обозначают r_ω и a_ω, соответственно. Тогда

$$\frac{R_\omega}{A_\omega} = \frac{r_\omega}{a_\omega} = r_\omega. \tag{5}$$

Данная формула описывает ***закон Кирхгофа***. Закону Кирхгофа можно дать следующую формулировку: **отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности есть универсальная функция частоты и температуры тела, равная излучательной способности абсолютно черного тела.** Из закона Кирхгофа следует, что излучательная способность тем больше, чем больше его поглощательная способность. Из него также следует, что всякое тело при данной температуре излучает лучи преимущественно тех длин волн, которые оно при той же температуре сильнее поглощает.

Следует отметить, что абсолютно черных тел в природе не встречается. Такая модель является физической абстракцией подобно материальной точке или гармонической волне. Однако, существуют объекты, которые с достаточной достоверностью можно назвать черными. Это всем известные сажа и "черные дыры". Хорошим приближением к черному телу можно считать отверстие в стенке замкнутой полости с непрозрачными стенками. Тела с поглощательной способностью меньше единицы называются ***серыми***.

На основании экспериментальных данных Йозеф Стефан (1835-1893) в 1879 году пришел к заключению, что излучательная способность абсолютно черного тела прямо пропорциональна четвертой степени температуры

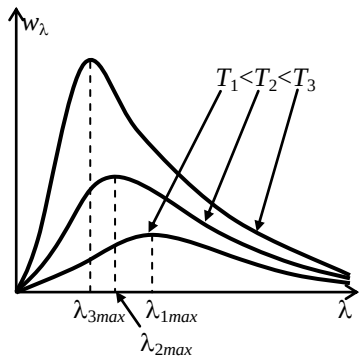
$$R = \int_0^\infty r_\omega d\omega = \sigma \cdot T^4 . \qquad (6)$$

В 1884 году Людвиг Больцман (1844-1906) вывел соотношение (6) теоретически. Он использовал выражение, описывающее давление изотропного излучения, вытекающее из электродинамики Максвелла, а также учитывая термодинамические соображения. Постоянная пропорциональности $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ \text{Вт}/\text{м}^2\text{К}^4$ получила название ***постоянной Стефана-Больцмана***, а выражение (6) – ***законом Стефана-Больцмана***.

Следующий важный шаг в изучении равновесного излучения сделал Вильгельм Вин (1864-1928) в 1893 году. Рассматривая адиабатическое сжатие равновесного излучения в полости с идеальными зеркальными стенками, и, учитывая изменение частоты при отражении от поверхности движущегося зеркала, Вин показал, что спектральная плотность должна иметь вид

$$w_{\omega,T} = f(\omega, T) = \omega^3 F(\omega/T). \qquad (7)$$

Соотношение (7), получившее название ***закона Вина***, сводит задачу нахождения функции двух аргументов ω и *T* к задаче нахождения функции одного аргумента ω/*T*. Хотя и в законе Вина вид функции $w_{\omega,T}$ далеко не явный, но из него вытекают некоторые следствия. Например, можно показать, что из закона Вина следует еще один закон, который получил название ***закон смещения Вина***. Согласно закону смещения Вина д**лина волны, соответствующая максимуму излучательной способности, обратно пропорциональна абсолютной температуре.** Закон смещения Вина можно записать как



$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad b = const . \qquad (8)$$

Значение константы $b = 2{,}9 \cdot 10^{-3}\ \text{м} \cdot \text{К}$ было определено из опытных данных.

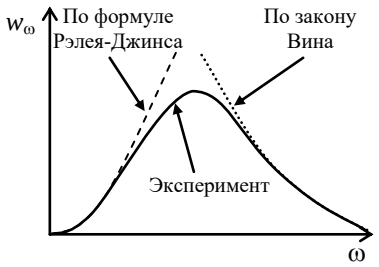
Измеряя распределение по длинам волн интенсивности излучения из отверстия в полости, Отто Люммер (1860-1925) и Эрнст Прингсгейм (1859–1917) экспериментально показали, что при некотором значении длины волны $\lambda_{\max}$ кривая $w_{\lambda,T}$ имеет

ярко выраженный максимум. С увеличением температуры максимум смещается в сторону более коротких волн. Экспериментальная проверка, предпринятая Люммером и Прингсгеймом, показала, что формула Вина соответствует действительности лишь в области коротких волн и совершенно неверна для более длинных волн.

Законы Стефана-Больцмана и Вина не дают полного понимания о распределении энергии излучения черного тела. Общий метод теоретического определения функции $w_{\omega,T}$ был предложен Джоном Рэлеем (1842-1919) и развит Джеймсом Джинсом (1877-1946). Рэлей и Джинс применили к равновесному излучению в полости теорему классической статистической механики о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы и получил формулу для функции $f(\omega,T)$ в законе Вина в виде

$$w_{\omega,T} = f(\omega,T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT, \tag{9}$$

где c – скорость света в вакууме. Данное соотношение называют ***формулой Рэлея-Джинса***. Она согласуется с формулой Вина.



В длинноволновой области, то есть при маленьких ω, формула Рэлея-Джинса хорошо согласуется с экспериментом. Но при увеличении ω обнаруживается резкое расхождение с экспериментом. Действительно,

$$w = \int_0^\infty w_{\omega,T} d\omega = \frac{kT}{2\pi c^2} \int_0^\infty \omega^2 d\omega = \infty .$$

Равенство излучательной способности бесконечной величине означает, что равновесие между телом и его излучением установится только при температуре, равной абсолютному нулю. Этот вывод противоречит опыту, так как тела находятся в равновесии с излучением при произвольной, отличной от нуля температуре. Данное несоответствие было названо ***ультрафиолетовой катастрофой***. Причиной ультрафиолетовой катастрофы явилось то, что излучение в полости имеет бесконечное число степеней свободы. Тогда как вещество всегда имеет конечное число степеней свободы.

В 1900 году Макс Планк (1858-1947) получил формулу для функции $w_{\omega,T}$ равновесного излучения, хорошо согласующуюся с опытом при всех частотах. Планк выдвинул гипотезу, состоящую в том, что **свет может излучаться только порциями (квантами), энергия которых ε пропорционально частоте световой волны.** Планк также предложил формулу для энергии кванта

$$\varepsilon_0 = \hbar\omega, \tag{10}$$

где $\hbar$ – постоянная, названная ***постоянной Планка***. В результате, Планк получил выражение для спектральной плотности равновесного излучения в виде

$$w_{\omega,T} = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi c^2} \cdot \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \tag{11}$$

Данная формула (11) получила название ***формулы Планка***. Заметим, что сам Планк пользовался не постоянной $\hbar$, а постоянной $h \equiv 2\pi\hbar = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с.

Формула Планка хорошо согласуется с экспериментом при всех частотах и температурах. Для малых частот и высоких температур $\hbar\omega/kT << 1$. Тогда экспоненту в формуле Планка (11) можно разложить в ряд

$$e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT},$$

после чего она принимает вид формулы Рэлея-Джинса

$$w_{\omega,T} \approx \frac{\hbar\omega^3}{2\pi c^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\hbar\omega}{kT} - 1} = \frac{\omega^2}{2\pi c^2} \cdot kT\,.$$

2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

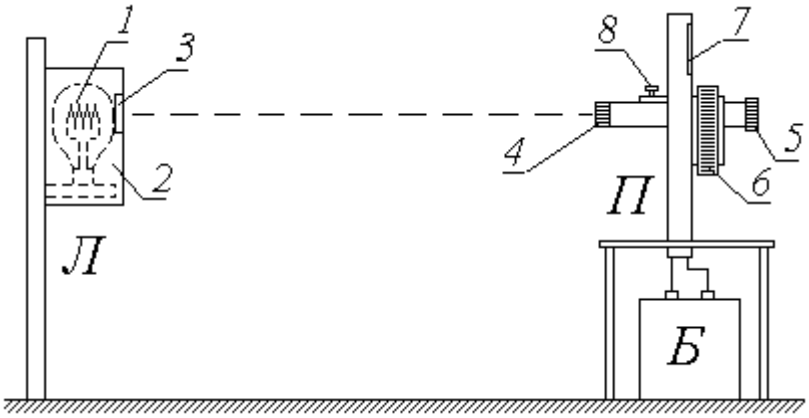
Целью работы является:

1) ознакомление с принципом действия яркостного пирометра и практическое измерение яркостной температуры нагретого тела;

2) применение закона Кирхгофа и формулы Планка для определения истинной температуры тела;

3) экспериментальная проверка справедливости закона Стефана-Больцмана.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке:



Л – исследуемая лампа; *П* – пирометр; *Б* – батарея питания.
1 – нить накала лампы *Л*; *2* – защитный кожух; *3* – окно;
4 – объектив; *5* – окуляр; *6* – кольцо потенциометра;
7 – шкала; *8* – ввод/вывод нейтрального светофильтра

3. Описание установки и методики измерений

Объектом исследования в данной работе является раскаленная нить *1* лампы *Л*. Лампа помещена в защитный кожух *2*, в котором имеется прямоугольное окно *3*. Проходя через это окно, излучаемый лампой свет попадает на объектив *4 яркостного пирометра П* – специального прибора для бесконтактного (осуществляемого на расстоянии) измерения высоких температур.

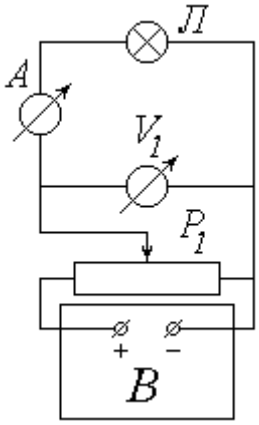


Рис. 1

Схема питания лампы *Л* от выпрямителя *В* изображена на рис. 1. Подаваемое на лампу напряжение регулируется с помощью потенциометра P_1 (практически это осуществляется вращением ручки на щите блока питания, в состав которого входит выпрямитель *В*) и измеряется вольтметром V_1; для измерения силы тока, протекающего по нити накала *1*, служит амперметр *А*.

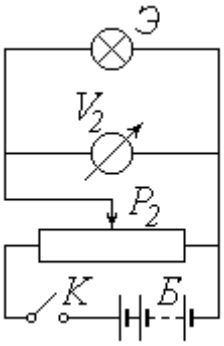


Рис. 2

Основной частью пирометра *П* является вмонтированная внутри прибора пирометрическая эталонная лампа *Э*. Эталонная лампа питается от внешней аккумуляторной батареи *Б* по схеме, изображенной на рис. 2. Цепь замыкается тумблером *К*, расположенным у основания пирометра. Потенциометр P_2 служит для регулирования подаваемого на лампу *Э* напряжения; на практике это осуществляется вращением кольца *6* на корпусе прибора. Температура нити накала эталонной лампы однозначно связана с подаваемым на нее напряжением; поэтому шкала *7* измеряющего его вольтметра V_2 проградуирована в градусах Цельсия.

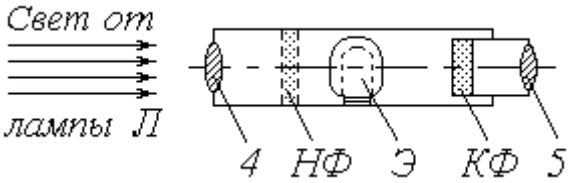


Рис. 3

Попадающий на объектив *4* свет от исследуемой лампы *Л* проходит через систему линз оптической трубы пирометра (рис. 3), позволяющую наблюдать в окуляр *5* совме-

щенные в одной плоскости изображения нитей накала исследуемой (*Л*) и эталонной (*Э*) ламп. Расположенный в оптической трубе красный светофильтр *КФ* пропускает в окуляр практически монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 660$ *нм*; поэтому изображения нитей имеют красную окраску.

Изменяя напряжение, подаваемое на эталонную лампу, можно добиться одинаковой яркости обеих нитей. Рис. 4 показывает наблюдаемую в окуляр картину в случаях, когда яркость нити *Э* меньше (*а*), больше (*б*) и равна (*в*) яркости нити *Л*. В последнем случае эталонная нить становится незаметной на фоне исследуемой (поэтому приборы такого типа называют пирометрами с исчезающей нитью).

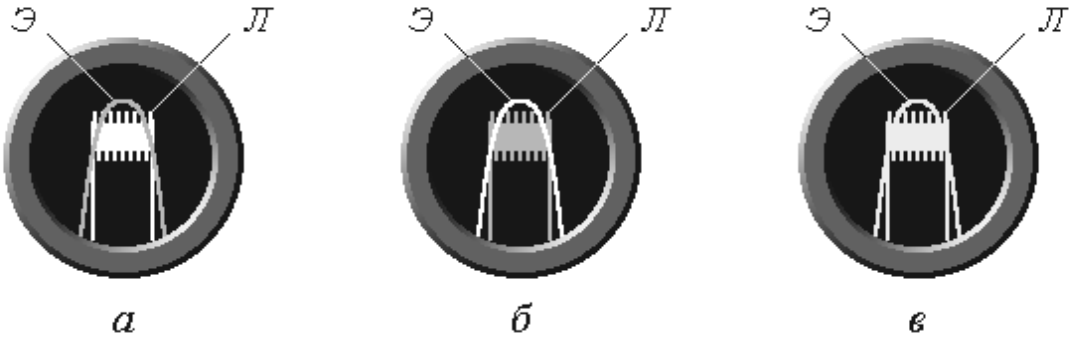


Рис. 4

При высокой температуре лампы *Л* предусмотрено введение нейтрального светофильтра *НФ* с помощью рычажка *8* на корпусе пирометра. Нейтральный светофильтр уменьшает яркость изображения нити *Л* и позволяет уравнять яркости наблюдаемых в окуляр нитей при меньшем напряжении на лампе *Э*. При введенном светофильтре *НФ* показания пирометра снимаются с его нижней шкалы, а при выведенном (низкие температуры) – с верхней.

В отсутствие красного светофильтра *КФ* яркость изображения нити прямо пропорциональна ее излучательности (энергетической светимости) *R*, т.е. энергии, излучаемой за единицу времени с единицы площади поверхности тела (нити) во всем диапазоне длин волн. Через светофильтр *КФ* проходит лишь часть этой энергии ΔR_λ, соответствующая интервалу длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Для достаточно узкого интервала $\Delta\lambda$ можно положить

$$\Delta R_\lambda \approx r(\lambda, T) \cdot \Delta\lambda , \qquad (1)$$

где $r(\lambda, T) = \dfrac{dR_\lambda}{d\lambda}$ – спектральная плотность излучательности (испускательная способность) тела; *T* – его абсолютная температура.

Проблема градуировки пирометра заключается в том, что различные тела имеют разные значения спектральной плотности излучательности при одних и тех же длине волны и температуре. Открытые экспериментально и обоснованные теоретически законы описывают тепловое излучение *абсолютно черного тела* (*АЧТ*). Поэтому проградуированная соответствующим образом шкала пирометра показывает не истинную температуру *T* нити эталонной лампы *Э*, а так называемую *яркостную температуру* $T_я$, т.е. температуру *АЧТ*, имеющего такую же яркость. При выравнивании яркостей нитей *Л* и *Э* значения ΔR_λ у них становятся одинаковыми. Учитывая (1), можем записать

$$r(\lambda,T) = r_0(\lambda,T_я)\,, \tag{2}$$

где $r_0(\lambda,T_я)$ – спектральная плотность излучательности абсолютно черного тела при температуре $T_я$.

Как следует из *закона Кирхгофа*, спектральные плотности излучательности реального тела $r(\lambda,T)$ и *АЧТ* $r_0(\lambda,T)$ связаны соотношением

$$r(\lambda,T) = \alpha(\lambda,T)\cdot r_0(\lambda,T)\,, \tag{3}$$

где $\alpha(\lambda,T)$ – коэффициент поглощения (степень черноты) тела. У многих тел, в частности, у вольфрама, из которого изготовлена нить лампы *Л*, коэффициент поглощения не очень сильно зависит от температуры (см. справочные данные в приложении). Поэтому можно с достаточной степенью точности использовать для заданной длины волны λ осредненное в данном температурном диапазоне значение α_λ. Тогда последнее соотношение примет вид

$$r(\lambda,T) = \alpha_\lambda \cdot r_0(\lambda,T)\,. \tag{4}$$

Приравнивая друг другу правые части выражений (2) и (4), получим:

$$\alpha_\lambda \cdot r_0(\lambda,T) = r_0(\lambda,T_я)\,. \tag{5}$$

Зависимость спектральной плотности излучательности *АЧТ* от длины волны и температуры (универсальная *функция Кирхгофа*) $r_0(\lambda,T)$ описывается *формулой Планка*

$$r_0(\lambda,T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\cdot\left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)-1\right]^{-1},$$

где h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; k – постоянная Больцмана. При сравнительно низких температурах ($T < 6000$ *К*) единицей в квадратных скобках можно пренебречь, и формула Планка примет вид

$$r_0(\lambda,T) \approx \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\cdot\exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right).$$

Подставляя последнее выражение в (5), получим:

$$\alpha_\lambda \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) = \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT_я}\right)$$

или, после логарифмирования:

$$\ln\alpha_\lambda - \frac{hc}{\lambda kT} = -\frac{hc}{\lambda kT_я}\,. \tag{6}$$

Уравнение (6) связывает истинную температуру T излучающего тела с его яркостной температурой $T_я$. Решая его относительно T, находим:

$$T = \frac{1}{\dfrac{1}{T_я}+C}\,, \tag{7}$$

где

$$C = \frac{\lambda k \ln\alpha_\lambda}{hc} \tag{8}$$

Как известно, тепловое излучение тел имеет место при любой отличной от абсолютного нуля температуре. Поэтому отключенная от источника питания нить лампы *Л* излучает энергетический поток

$$\Phi_0 = S \cdot R(T_0)\,, \tag{9}$$

где S – площадь поверхности нити; $R(T_0)$ – ее излучательность при комнатной температуре T_0. После подключения лампы к сети питания ее нить разогревается за счет джоулева тепла до температуры T и излучает энергетический поток

$$\Phi = S \cdot R(T)\,, \tag{10}$$

превышающий Φ_0 на величину потребляемой лампой мощности:

$$\Phi - \Phi_0 = \eta P\,, \tag{11}$$

где η – КПД питающей цепи, учитывающий различные энергопотери. Мощность P легко рассчитать как

$$P = UI\,, \tag{12}$$

где U – питающее напряжение; I – сила тока в цепи.

С учетом (9) и (10) уравнение (11) можно переписать в виде

$$S \cdot [R(T) - R(T_0)] = \eta P\,. \tag{13}$$

Излучательность $R(T)$ определяется из интегрального соотношения

$$R(T) = \int_0^\infty r(\lambda, T) \cdot d\lambda$$

или, с учетом (3):

$$R(T) = \int_0^\infty \alpha(\lambda, T) \cdot r_0(\lambda, T) \cdot d\lambda\,.$$

Считая нить лампы *Л серым телом*, т.е. пренебрегая зависимостью ее коэффициента поглощения от длины волны и заменив функцию $\alpha(\lambda,T)$ ее осредненным во всем диапазоне длин волн значением α_T, получим:

$$R(T) \approx \alpha_T \cdot \int_0^\infty r_0(\lambda, T) \cdot d\lambda = \alpha_T \cdot R_0(T)\,,$$

где $R_0(T)$ – излучательность абсолютно черного тела. Согласно *закону Стефана-Больцмана* зависимость $R_0(T)$ имеет вид

$$R_0(T) = \sigma T^4,$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана.

С учетом принятых допущений выражение (13) примет вид

$$\alpha_T \cdot T^4 - \alpha_{T_0} \cdot T_0^{\,4} = \frac{\eta}{\sigma S} \cdot P\,. \tag{14}$$

Значения коэффициента поглощения α_{T_0} (при температуре T_0) и α_T (при температуре T) составляют десятые доли единицы, т.е. являются величинами одного порядка, в то время как абсолютная температура раскаленной нити в четыре-пять раз превышает комнатную температуру T_0. Таким образом, $T_0^{\,4} << T^4$ и вычитаемым в левой части уравнения (14) можно пренебречь. Перепишем это уравнение в виде

$$T^4 \approx C_1 \cdot P\,, \tag{15}$$

где $C_1 = \dfrac{\eta}{\sigma S \alpha_T}$.

Логарифмируя уравнение (15) и выражая из него величину $\ln T$, получим

$$\ln T = C_2 + 0{,}25 \ln P\,, \tag{16}$$

где $C_2 = 0{,}25 \ln C_1$.

Из соотношения (16) следует, что график зависимости $\ln T$ от $\ln P$ должен иметь характер, близкий к линейному с угловым коэффициентом, примерно равным 0,25.

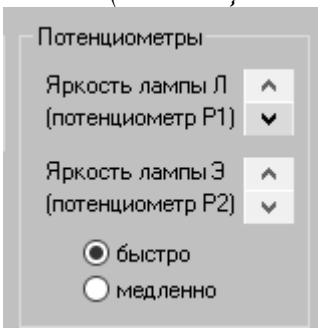
4. Порядок измерений и обработки результатов

1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 7 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

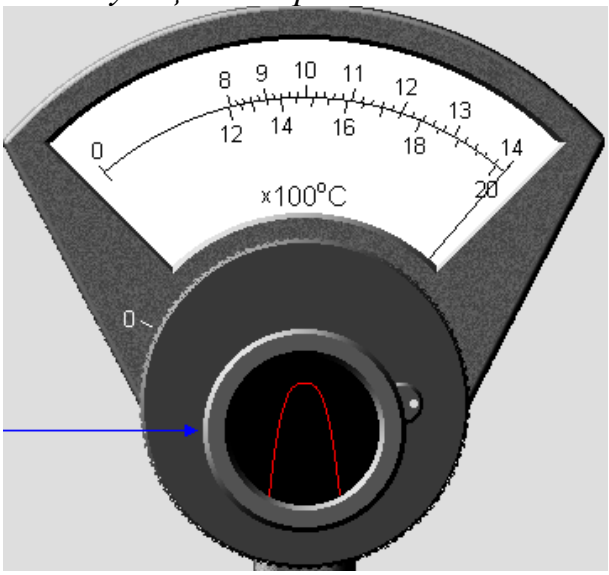
2. Ознакомьтесь с лабораторной установкой и измерительными приборами. Определите цену деления вольтметра V_1 и амперметра *А* в цепи питания лампы *Л*; научитесь снимать показания этих приборов.

3. Убедитесь, что эталонная лампа *Л* подключена к батарее питания *Б*, замкнув тумблер *К* у основания пирометра. *В виртуальном варианте работы установка уже настроена и включена, и ничего проверять не требуется.*

4. Вращая по часовой стрелке кольцо 6 потенциометра P_2 на корпусе пирометра, увеличивайте подаваемое на эталонную лампу *Э* напряжение до тех пор, пока в окуляр не будет видна нить этой лампы (имеющая форму дуги). Если это изображение наблюдается не в красном свете, то введите красный светофильтр *КФ*, повернув по часовой стрелке накатанное кольцо на оправе окуляра. *В виртуальном варианте работы потенциометр P_2 вращается кнопками-стрелками «Вверх» и «Вниз» в окне лабораторной работы напротив надписи «Яркость лампы Э (потенциометр Р2):*

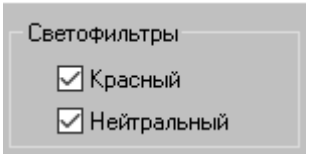


При увеличении напряжения, подаваемого на лампу Э, вызванного вращением потенциометра Р1, в окуляре возникнет следующее изображение нити лампы:



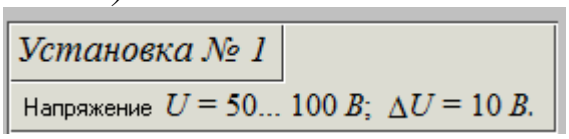
5. Ознакомьтесь с верхней и нижней шкалами пирометра и научитесь снимать их показания.

6. Убедитесь в том, что нейтральный светофильтр *НФ* выведен. *В виртуальном варианте работы введение (включение) светофильтров соответствует установке галочек в части окна работы с надписью «Светофильтры»:*



Снятие этих галочек означает, что светофильтры выведены (выключены).

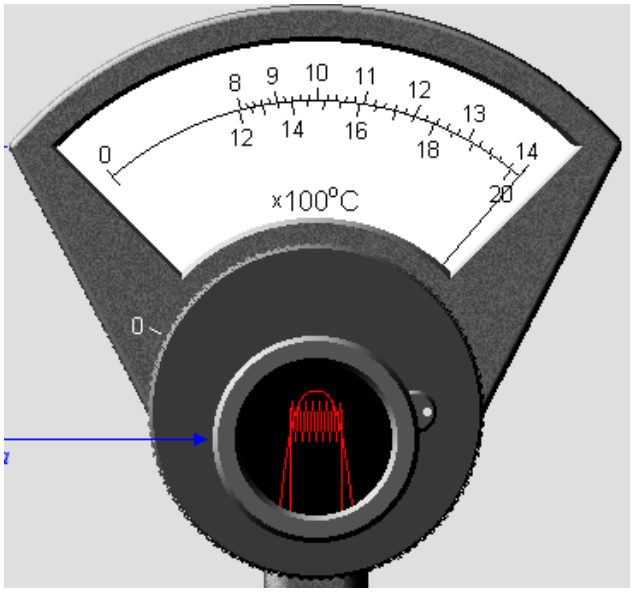
7. Запишите в таблицу рекомендуемые значения напряжения U. Действуя потенциометром P_1 и наблюдая за показаниями вольтметра, установите наименьшее из этих значений. *В виртуальном варианте работы рекомендуемые значения напряжения U и шаг изменения напряжения ΔU показаны в окне Вашей работы и зависят от номера Вашего варианта (номера установки):*



Потенциометр P_1 вращается кнопками-стрелками «Вверх» и «Вниз» в окне лабораторной работы напротив надписи «Яркость лампы Л (потенциометр P1).

Номер опыта	U, *В*	I, *А*	P, *Вт*	ln$P$	t, °*C*	$T_я$,*К*	T, *К*	ln$T$
1					t_1 =			
					t_2 =			
					t_3 =			
					$\bar{t}$ =			
2					t_1 =			
					t_2 =			
					t_3 =			
					$\bar{t}$ =			
3					t_1 =			
					t_2 =			
					t_3 =			
					$\bar{t}$ =			
4					t_1 =			
					t_2 =			
					t_3 =			
					$\bar{t}$ =			
5					t_1 =			
					t_2 =			
					t_3 =			
					$\bar{t}$ =			
6					t_1 =			
					t_2 =			
					t_3 =			
					$\bar{t}$ =			

8. Посмотрите в окуляр пирометра и убедитесь в том, что нить лампы *Л* видна в поле зрения.



9. Снимите показания амперметра *А* и запишите значение силы тока в таблицу.

10. Наблюдая в окуляр пирометра изображения обеих нитей и вращая потенциометр P_2, добейтесь их одинаковой яркости (см. рис. 4 раздела 3 - Описание установки и методики измерений). По шкале пирометра определите яркостную температуру нити и занесите ее значение (в °*C*) в таблицу.

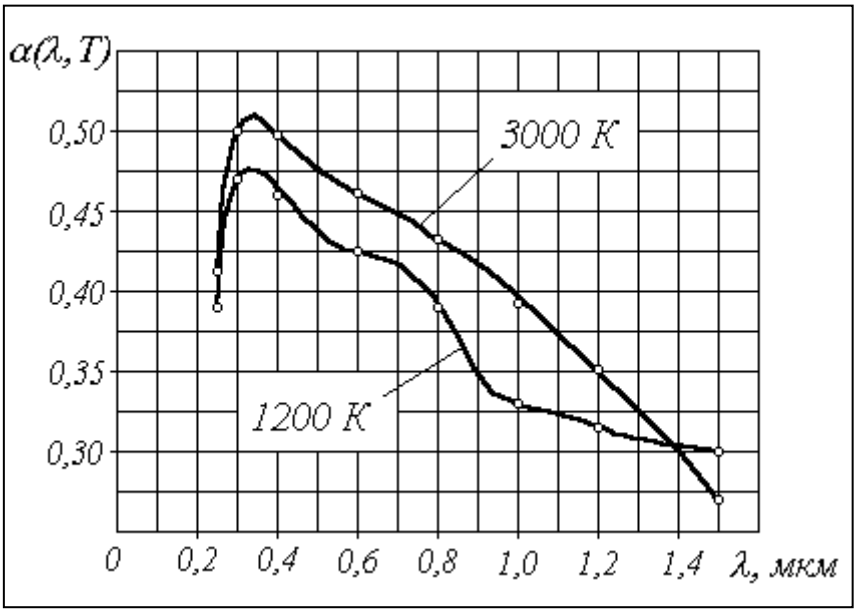
11. Не глядя в окуляр, измените положение потенциометра P_2, уменьшив яркость нити и тем самым сбив настройку пирометра.

12. Повторите пп. 10 и 11 еще дважды. Рассчитайте и занесите в таблицу среднее из трех значений температуры *t*. Переведите это значение из °*C* в кельвины и заполните следующий столбец таблицы ($T_я$).

13. Увеличивая напряжение *U* на лампе *Л* на величину ΔU, выполните пп. 9-12 еще пять раз. Когда показания пирометра будут близки к концу его верхней шкалы, поворотом рычажка *8* по часовой стрелке на 90° введите нейтральный светофильтр *НФ*; после этого считывайте показания с нижней шкалы.

14. Для каждого из проделанных опытов рассчитайте по формуле (12) мощность *P* и величину ln*P*; занесите найденные значения в соответствующие столбцы таблицы.

15. Используя справочные данные о коэффициенте поглощения вольфрама, представленные на графике ниже, оцените его среднее в исследованном температурном диапазоне значение α_λ при длине волны $\lambda = 660$ *нм*. Выразив величину λ в метрах, по формуле (8) вычислите константу *C* (в K^{-1}) и запишите ее в тетрадь.



16. Для каждого опыта рассчитайте по формуле (7) истинную температуру *T* нити накала лампы *Л*, а также величину ln*T*. Заполните соответствующие столбцы таблицы.

17. Постройте график зависимости ln*T* от ln*P*. Для этого нНанесите экспериментальные точки на график зависимости ln*T* от ln*P*; проведите по ним сглаживающую прямую. Оцените (с учетом масштаба!) угловой коэффициент этой прямой.

18. Сделайте вывод о применимости закона Стефана-Больцмана для данного объекта исследования.

5. Контрольные вопросы

1. В результате чего, с точки зрения классической теории, происходит излучение телами электромагнитных волн?
2. Какое излучение называется равновесным?
3. Спектральная плотность излучения
4. Спектральная излучательная способность тела.
5. Спектральная поглощательная способность тела.
6. Энергетическая светимость тела.
7. Понятие абсолютно черного тела.
8. Какие тела называются серыми?
9. Закон Кирхгофа для излучения абсолютно черного тела.
10. Закон Стефана - Больцмана для излучения абсолютно черного тела.
11. Закон Вина.
12. Закон смещения Вина для излучения абсолютно черного тела.
13. Гипотеза Планка.
14. Формула Релея-Джинса.
15. В чем состоит «ультрафиолетовая катастрофа» в теории теплового излучения?
16. В чем состояло гипотеза Планка, которая позволила объяснить законы теплового излучения при всех частотах и температурах?
17. Формула Планка.
18. Какая формула используется в данной лабораторной работе для вычисления истинной температуру *T* нити накала лампы

19. Пирометр и его назначение.

20. Яркостная температура тела и ее связь с истинной температурой.

21. Какой формулой описывается зависимость логарифма температуры нити накала лампы от мощности, потребляемой лампой?

22. Простые задачи на законы теплового излучения.

Приложение 7

Варианты к лабораторной работе 5.3

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	6
2	1
3	2
4	3
5	4
6	5
7	6
8	1
9	2
10	3
11	4
12	5
13	6
14	1
15	2
16	3
17	4
18	5
19	6
20	1
21	2
22	3
23	4
24	5
25	6
26	1
27	2
28	3
29	4
30	5

Лабораторная работа 5.4
Фотоэффект

1. Теоретические сведения

В природе существуют процессы, которые волновая оптика объяснить не может. При рассмотрении излучения черного тела Планку достаточно было предположить, что излучение происходит порциями (квантами). Однако, возникает вопрос: если излучение световых волн квантовано, то как же происходит поглощение и распространение света? Альберт Эйнштейн (1879-1955) предположил, что свет не только излучается, но и распространяется порциями. Причем каждая порция (квант) ведет себя как дискретная частица. Такие частицы были названы **фотонами**.

С современной точки зрения **фотон - безмассовая элементарная частица, квант электромагнитного излучения и переносчик электромагнитного взаимодействия.**

Непосредственное подтверждение гипотезы Эйнштейна дал опыт Вальтера Боте (1891–1957). Тонкая фольга помещалась между двумя регистрирующими устройствами. Фольга облучалась слабым пучком рентгеновских лучей. От регистрирующих устройств импульс передавался на особый механизм, делавший отметки на движущейся ленте. Если бы энергия распространялась по всем направлениям равномерно, то оба счетчика срабатывали бы одновременно. Однако, отметки на ленте были не одна против другой, а располагались беспорядочно.

В основе квантовой теории света лежит формула, связывающая энергию фотона и частоту колебаний световой волны

$$E = h\nu = \hbar\omega .$$

Фотон всегда движется со скоростью света и имеет нулевую массу покоя $m = 0$. Несмотря на то, что фотон постоянно находится в движении, для него, строго говоря, неприменимо понятие релятивистской массы, поскольку формулы специальной теории относительности для релятивистской массы $m_{рел} = m\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ и для энергии $E = m_{рел}c^2$, выраженной через релятивистскую массу $m_{рел}$ не применимы к частицам, движущимся со скоростью света. Отметим, что в специальной теории относительности, в отличие от механики Ньютона, мерой инерции является не масса тела $m_{рел}$, а его полная энергия E, а импульс тела $\vec{p}$ связан с его скоростью $\vec{v}$ не соотношением Ньютона $\vec{p} = m\vec{v}$, а соотношением

$$\vec{p} = \frac{E}{c^2}\vec{v} .$$

Кроме того, для любой частицы с энергией E, импульсом p и массой покоя m справедливо соотношение

$$E^2 - c^2p^2 = m^2c^4 .$$

Применительно к фотону мы получаем

$$\vec{p} = \frac{E}{c}\vec{n} = \frac{h\nu}{c}\vec{n} = \frac{\hbar\omega}{c}\vec{n} ,$$

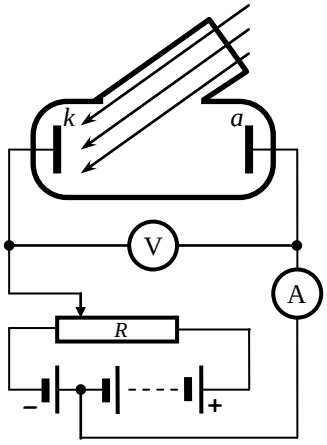
где $\vec{n}$ - единичный вектор, указывающий направление движения фотона. Абсолютная величина импульса фотона равна

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{\hbar\omega}{c}.$$

Используя выражение для волнового вектора $\vec{k} = \frac{\omega}{c}\vec{n}$, где $\vec{n}$ - единичный вектор, указывающий направление движения фотона, выражение для импульса фотона можно записать в векторной форме

$$\vec{p} = \frac{\hbar\omega}{c}\vec{n} = \hbar \cdot \vec{k}.$$

Одним из явлений, подтверждающих гипотезу о существовании фотонов, является ***фотоэлектрический эффект*** (коротко ***фотоэффект***). Впервые фотоэффект наблюдал Генрих Герц (1857-1894). Он обнаружил, что при освещении ультрафиолетовым светом отрицательного электрода, находящегося под напряжением, наблюдается проскакивание искры между электродами. Сущность явления, обнаруженного Герцем, состоит в том, что при освещении ультрафиолетовыми лучами отрицательно заряженного металлического тела, оно теряет отрицательный заряд (**фотоэлектронная эмиссия** или **внешний фотоэффект**). При освещении такими же лучами положительно заряженного тела, потеря заряда не наблюдается, из чего следует вывод, что теряются электроны.



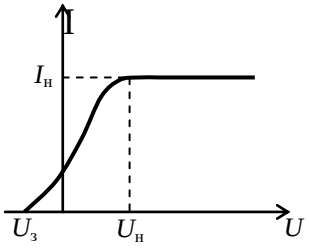
Таким образом, **внешний фотоэффект,** открытый Герцем, **состоит в вырывании электронов из поверхностного слоя вещества действием электромагнитного излучения (света).**

Кроме внешнего фотоэффекта, различают также **внутренний фотоэффект**. **Внутренний фотоэффект – это вызванные электромагнитным излучением (светом) переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу.**

Внешний фотоэффект сильно зависит от состояния поверхности вещества. Кроме того, чтобы получить однозначные результаты при исследовании фотоэффекта, опыты лучше производить в хорошем вакууме. Электроны, вырванные под действием света, называются ***фотоэлектронами***. Фотоэлектрическими свойствами обладают как металлы, так и диэлектрики, полупроводники и электролиты. Первым систематически исследовал фотоэффект Александр Григорьевич Столетов (1839—1896). Принципиальная схема экспериментов для изучения фотоэффекта состоит из вакуумной двухэлектродной лампы, источника постоянного тока, переменного сопротивления, амперметра и вольтметра. На катод вакуумной двухэлектродной лампы через кварцевое стекло падает ультрафиолетовый свет, при этом вырванные с катода светом электроны под действием разности потенциалов движутся в направлении анода и в цепи лампы возникает электрический ток. На основе проведенных исследований Столетов пришел к следующим выводам:

– наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи;
– сила тока на амперметре возрастает с увеличением освещенности пластины;
– испускаемые под действием света заряды имеют отрицательный знак.

Если при постоянной интенсивности света и частоте падающего света увеличивать напряжение между анодом и катодом, то сила фототока перестает расти после некоторого значения напряжения $U_н$. Значение $I_н$, соответствующее $U_н$, называют ***током насыщения***. Насыщение достигается тогда, когда все электроны, вырванные в единицу времени с поверхности катода, достигают анода за единицу времени. При некотором значении напряжения $U_з$, фототок совсем исчезает. При этом значении разности потенциалов энергии, сообщенной электронам, не хватает, чтобы покинуть катод и долететь до анода. $U_з$ – называют ***задерживающим напряжением***. **Задерживающее напряжение – это минимальное обратное напряжение между анодом и катодом, при котором фототок равен нулю.**



Можно было бы попытаться дать качественное объяснение фотоэффекта с волновой точки зрения. Свободные электроны, имеющиеся в металле, удерживаются в нем задерживающим полем атомов. Работа, которую нужно совершить, чтобы вывести электрон из металла, составляет несколько электрон-вольт. В электромагнитном поле световой волны электрон приходит в колебательное движение. Когда энергия колебаний сделается достаточно большой, электрон может преодолеть задерживающее поле и покинуть металл. Если же электрон связан, то все будет происходить аналогично.

Однако, такое объяснение не согласуется с опытом. Во-первых, кинетическая энергия электрона должна быть тем больше, чем больше интенсивность падающего света. Но опыты показали, что максимальная скорость фотоэлектронов определяется только частотой падающего света. Во-вторых, по классической волновой теории фотоэффект должен происходить с запаздыванием, так как для накопления энергии колебаний требуется определенное время. Но опыт показывает, что фототок появляется одновременно с появлением света.

Корпускулярная теория света устраняет трудности при описании фотоэффекта. Согласно ей при столкновении фотона и электрона фотон отдает всю энергию электрону и прекращает свое существование. Другими словами, электрон приобретает энергию в результате единичного акта столкновения. Энергия, полученная электроном, может расходоваться на отрыв электрона от атома и выход электрона из вещества. Если при этом электрон был свободным, а при вылете не сталкивался с другими частицами вещества и не расходовал энергию на тепло, то энергия электрона тратилась только на преодоление задерживающих сил. Минимальную энергию, которая требуется электрону для выхода из металла, называют ***работой выхода***. Из закона сохранения энергии следует

$$h\nu = \frac{mV_{\max}^2}{2} + A_{вых}\,.$$

где $A_{вых}$ – работа выхода, а первое слагаемое в правой части равенства характеризует кинетическую энергию электрона, которая в данном случае будем максимальной. Эта формула носит название формулы Эйнштейна.

Из формулы Эйнштейна вытекает несколько следствий, находящихся в строгом согласии с опытом и названных ***законами внешнего фотоэффекта*** или ***законами Столетова***:

– максимальная кинетическая энергия электронов зависит от частоты падающего света и не зависит от его интенсивности;

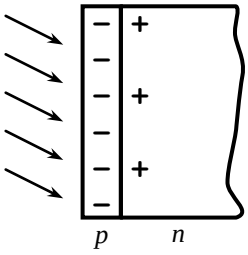
– интенсивность света оказывает влияние только на количество вырванных электронов, но не влияет на максимальную кинетическую энергию фотоэлектрона;

– существует минимальная частота падающего света, при которой фотоэффект еще наблюдается (***красная граница фотоэффекта***).

Первые два следствия элементарно объясняются корпускулярной теорией света. Так как фотон поглощается электроном в результате единичного акта столкновения, и вероятность столкновения одного и того же электрона с другим фотоном мала, то энергия, полученная электроном, зависит от энергии падающих на катод фотонов, то есть от их частоты. По той же самой причине количество выбитых фотоэлектронов пропорционально плотности фотонного потока, то есть интенсивности света. Что касается третьего следствия, то достаточно предположить, что существует такая частота ν_0, при которой энергия падающих фотонов равняется энергии выхода электронов из катода $h\nu_0 = A$. Если $\nu < \nu_0$, то $h\nu_0 < A$, то есть энергии, полученной электроном от фотона, недостаточно, для того чтобы преодолеть притяжение ионного остова катода.

Фотоэффект нашел свое применение в технике. Одно из них состоит в получении рентгеновских лучей при обратном фотоэффекте. Для рентгеновских лучей энергия светового кванта $h\nu$ велика по сравнению с работой выхода A. В этом случае величиной A в формуле Эйнштейна можно пренебречь

$$\frac{mV_{\max}^2}{2} \approx h\nu .$$



Практически процесс получения рентгеновских лучей таков: между электродами вакуумной лампы создают разность потенциалов U. В результате термоэлектронной эмиссии электроны покидают катод и направляются к аноду. При попадании на анод электроны тормозятся полем материала анода и излучают энергию в виде квантов. Энергия фотонов, а, следовательно, и частота рентгеновских лучей пропорциональна разгоняющей разности потенциалов

$$\nu \approx \frac{eU}{h} .$$

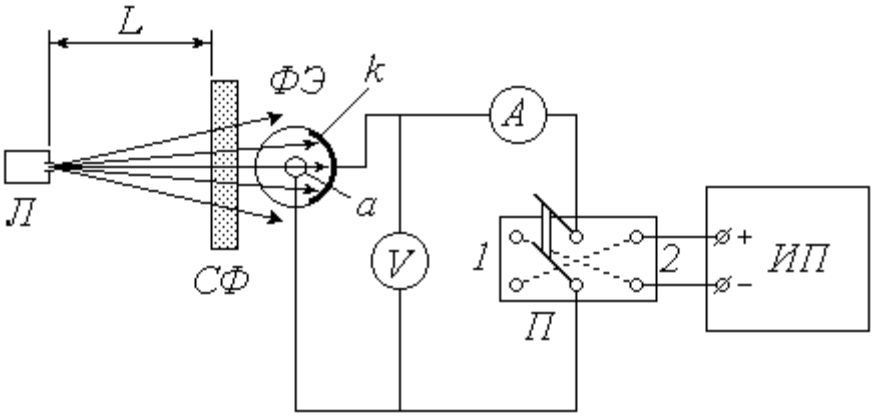
2. Цель работы. Схема экспериментальной установки

Целью работы является:

1) снятие вольт-амперной характеристики (ВАХ) вакуумного фотоэлемента;

2) определение работы выхода электронов и красной границы фотоэффекта.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке:



ФЭ – вакуумный фотоэлемент: *k* – катод; *a* – анод;
Л – источник света; *СФ* – светофильтр; *ИП* – источник питания;
П – переключатель; *А* – микроамперметр; *V* – вольтметр

3. Описание методики измерений

Для исследования явления внешнего фотоэффекта в данной установке используется вакуумный фотоэлемент *ФЭ*. Фотоэлемент представляет собой откачанный стеклянный баллон, одна половина которого покрыта тонким слоем светочувствительного вещества *k*, служащего катодом. В центре баллона располагается анод *a*, выполненный в виде кольца или шарика. Корпус фотоэлемента снабжен специальным карманом, в который помещается светофильтр *СФ*. Расходящийся пучок в света от источника (лампы *Л*, помещенной в специальный кожух с отверстием и закрепленной на штативе) проходит через светофильтр, благодаря которому на катод падает практически монохроматическое излучение длиной волны λ. Значение λ определяется цветом выбранного светофильтра. Величину светового потока Ф, падающего на катод, можно регулировать, изменяя расстояние *L* между источником света и фотоэлементом.

Источник питания *ИП* предназначен для подачи постоянного напряжения *U* между катодом и анодом; величина *U* может быть измерена вольтметром *V*. При замыкании переключателя *П* в положение *1* на катод подается отрицательный потенциал, а на анод – положительный. В этом случае выбитые светом электроны (*фотоэлектроны*) устремляются к аноду, и по цепи течет ток (*фототок*) *I*, для измерения которого служит микроамперметр *А*. Зависимость фототока *I* от напряжения *U* называется *вольт-амперной характеристикой* (*ВАХ*) фотоэлемента. Проанализируем вид этой зависимости исходя из теории явления фотоэффекта.

Согласно современным квантовым представлениям, монохроматическую электромагнитную (световую) волну можно рассматривать как поток особых частиц – *фотонов*, энергия каждого из которых $\varepsilon_ф$ зависит от частоты ν (или от длины волны λ) излучения:

$$\varepsilon_ф = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \tag{1}$$

где *h* – постоянная Планка; *c* – скорость света в вакууме.

Внутри металла, из которого изготовлен катод *k* фотоэлемента, имеется большое количество свободных электронов. При падении света на катод определенная часть фотонов взаимодействует с этими электронами, отдавая им свою энергию. Получив дополнительную энергию $\varepsilon_ф$, электрон может совершить *работу выхода* $A_в$ и покинуть катод. Величина работы выхода постоянна для данного металла, поэтому фотоэффект (выбивание электрона) возможен только при выполнении условия $\varepsilon_ф > A_в$. С учетом (1) это условие принимает вид

$$\frac{hc}{\lambda} \geq A_в$$

и позволяет найти максимальную длину волны $\lambda_{кр}$, при которой еще возможен фотоэффект:

$$\lambda_{кр} = \frac{hc}{A_в} \tag{2}$$

(значение $\lambda_{кр}$ называют *красной границей* фотоэффекта).

Итак, при выполнении сформулированного выше условия электрон может покинуть металл. Разница между энергией фотона и энергией, затраченной на выход, сохраняется в виде кинетической энергии W_k. Максимальной кинетической энергией обладают те электроны, взаимодействие которых с фотонами произошло непосредственно у поверхности металла. Превращение энергии при фотоэффекте описывается известным *уравнением Эйнштейна*

$$\varepsilon_ф = A_в + (W_k)_{\max} . \tag{3}$$

Покинувшие катод электроны движутся во всевозможных направлениях, и некоторые из них попадают на анод. Поэтому даже при отсутствии напряжения между катодом и анодом ($U = 0$) в цепи течет малый по величине фототок I_0 (на рис. 1 показан примерный вид вольт-амперной характеристики – *ВАХ* фотоэлемента).

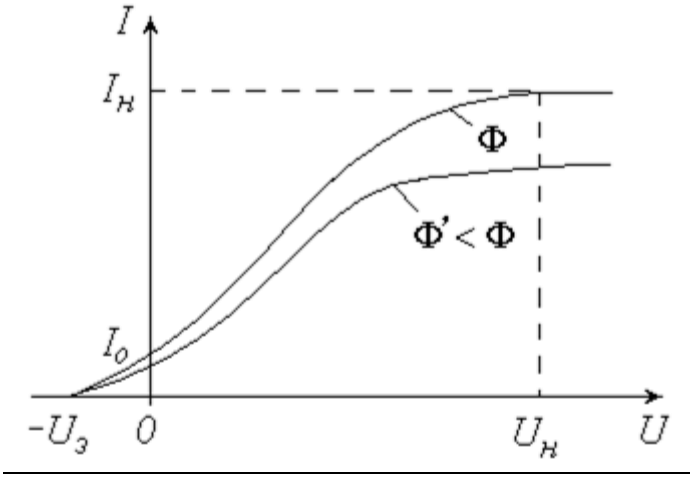


Рис. 1

Уменьшить фототок I_0 можно путем подачи обратного напряжения («–» на анод, «+» на катод), что осуществляется замыканием переключателя *П* в положение *2* (см. схему установки). Фототок будет полностью прекращен, если приложенное таким образом электрическое поле будет тормозить («загонять» обратно в катод) самые быстрые электроны. Соответствующее значение *задерживающего* (*запирающего*) *напряжения* $U_з$ можно найти из условия, что работа сил электрического поля при этом полностью затрачивается на «погашение» максимальной кинетической энергии электронов:

$$eU_з = (W_k)_{\max} , \tag{4}$$

где e – элементарный электрический заряд.

С учетом (4) и (1) уравнение (3) принимает вид

$$\frac{hc}{\lambda} = A_в + eU_з ,$$

откуда можно найти работу выхода электронов из металла $A_в$ по известным значениям длины волны излучения λ и задерживающего напряжения $U_з$:

$$A_в = \frac{hc}{\lambda} - eU_з \tag{5}$$

Длина волны излучения λ, как уже отмечалось, определяется цветом используемого светофильтра *СФ*. Для измерения задерживающего напряжения $U_з$ необходимо замкнуть переключатель *П* в положение *2* и увеличивать подаваемое обратное напряжение до

тех пор, пока показания микроамперметра *A* не обратятся в нуль; соответствующее показание вольтметра *V* и будет представлять собой величину $U_з$.

Продолжим анализ характера зависимости *I*(*U*). Подача напряжения в прямом направлении («+» на анод, «–» на катод) путем установки переключателя *П* в положение *1* заставляет фотоэлектроны двигаться к аноду. Увеличение напряжения вовлекает в этот процесс все больше выбитых электронов, вследствие чего ток *I* возрастает (см. рис. 1). При некотором значении $U = U_н$ все фотоэлектроны попадают на анод, и дальнейшее повышение напряжения не приводит к увеличению фототока (наступает *насыщение ВАХ*). Величина фототока насыщения $I_н$ прямо пропорциональна общему числу выбитых электронов, а следовательно, количеству падающих на катод фотонов. Количество фотонов, в свою очередь, определяется величиной светового потока Ф. Таким образом, квантовая теория объясняет один из экспериментально открытых *А.Г.Столетовым* законов фотоэффекта: фототок насыщения прямо пропорционален освещенности катода. Для проверки справедливости этого закона в данной работе предусмотрено снятие *ВАХ* при двух значениях светового потока Ф и $Ф' < Ф$ (уменьшение освещенности катода осуществляется путем увеличения расстояния *L* между источником света и фотоэлементом).

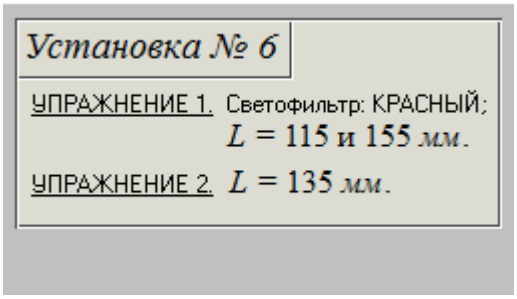
4. Порядок измерений и обработки результатов

Упражнение 1. СНЯТИЕ *ВАХ* ФОТОЭЛЕМЕНТА

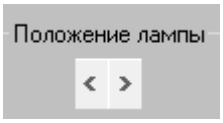
1. Узнайте у преподавателя номер своего варианта и с помощью Приложения 8 (в конце описания к данной работе) определите номер своей лабораторной установки.

2. Ознакомьтесь с экспериментальной установкой; научитесь пользоваться источником питания и измерительными приборами.

3. Перемещая вдоль оптической скамьи расположенные на ней источник света *Л* и фотоэлемент *ФЭ*, установите их на заданном (согласно рекомендациям к работе) расстоянии *L* друг от друга. Значение *L* запишите в левую часть табл. 1. *В виртуальном варианте лабораторной работы рекомендуемые значения L (как в упражнении 1, так и в упражнении 2) указаны в окне работы и зависят от номера варианта (номера установки):*



При этом установка заданного значения L производится кнопками-стрелками «Вправо»-«Влево»:

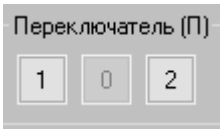


в окне лабораторной работы.

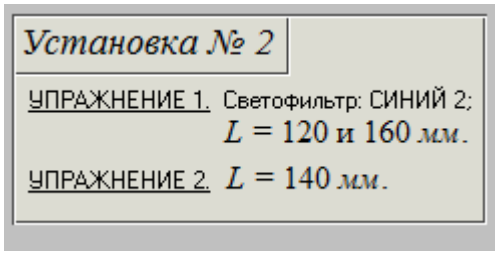
Таблица 1

L = . . . мм		*L = . . . мм*	
U, В	*I, мкА*	*U, В*	*I, мкА*
0		0	
2		2	
4		4	
6		6	
8		8	
10		10	
15		15	
20		20	
25		25	
30		30	
40		40	
50		50	

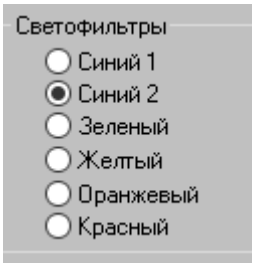
4. Замкните переключатель *П* в положение *1*. Источник питания *ИП* установите на нуль снимаемого напряжения. *В виртуальном варианте лабораторной работы переключатель замыкается нажатием на кнопки «1» или «2» в окне работы:*



5. Поместите в карман на корпусе фотоэлемента светофильтр *СФ* в соответствии с рекомендациями. *В виртуальном варианте лабораторной работы рекомендуемый цвет светофильтра указан в окне работы и зависят от номера варианта (номера установки):*



При этом выбор светофильтра производится установкой переключателя светофильтров (точки) в нужный пункт:

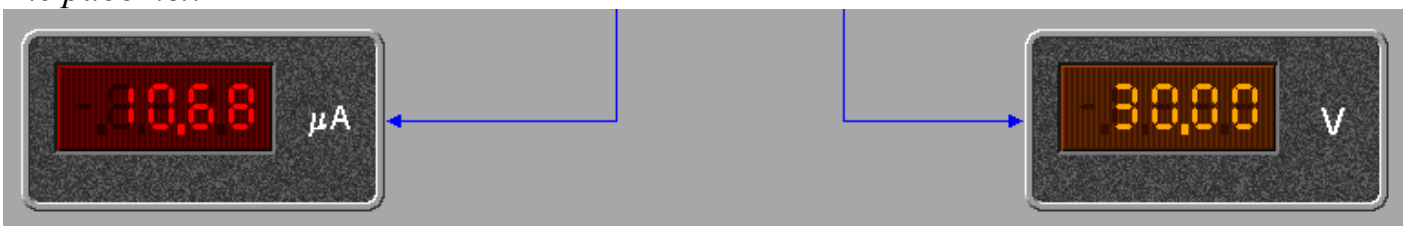


6. Включите в сеть источник питания *ИП*, цифровой вольтметр *V* и осветитель *Л*. *В виртуальном варианте лабораторной работы все приборы установки уже включены.*

7. Увеличивая согласно рекомендациям подаваемое на фотоэлемент напряжение, заносите показания вольтметра (*U*) и микроамперметра (*I*) в таблицу до тех пор, пока не

будет достигнуто насыщение (при дальнейшем повышении напряжения фототок практически не будет изменяться). *В виртуальном варианте лабораторной работы подаваемое на фотоэлемент напряжение регулируется кнопками-стрелками «Вверх»-«Вниз»:*

При этом показания вольтметра и микроамперметра снимаются с этих приборов в окне работы:



8. Измените в соответствии с рекомендациями расстояние L и запишите его значение в правую часть табл. 1. Установите источник питания на нуль.

9. Повторите п. 8.

10. По результатам проделанных измерений постройте на одном графике обе вольт-амперные характеристики. Сделайте соответствующие выводы.

Упражнение 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ

1. Установите источник питания на нуль снимаемого напряжения. Замкните переключатель в положение *2*. Поставьте первый из перечисленных в табл. 2 светофильтров.

2. Увеличивайте подаваемое на фотоэлемент напряжение до тех пор, пока показания микроамперметра не обратятся в нуль. Занесите в таблицу значение задерживающего напряжения $U_з$. Уменьшите показания вольтметра до нуля.

Таблица 2

Номер опыта	Светофильтр	λ, *мкм*	$U_з$, *В*	$A_в$, *эВ*	$A_{в,i} - \overline{A}_в$, *эВ*	$\left(A_{в,i} - \overline{A}_в\right)^2$, $эВ^2$
1	Синий 1	0.43				
2	Синий 2	0.46				
3	Зеленый	0.50				
4	Желтый	0.51				
5	Оранжевый	0.52				
6	Красный	0.57				

3. Меняя светофильтры в порядке их перечисления в таблице, повторяйте п. 2.

4. Используя справочные материалы и выражая длину волны λ в метрах, по формуле

$$A_в = \frac{hc}{\lambda} - eU_з,$$

где $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с, $c = 2.998 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ Кл, рассчитайте для каждого опыта работу выхода электрона $A_в$. Переводите полученное значение из джоулей в электрон-вольты и занесите его в соответствующий столбец таблицы 2. Для того чтобы перевести значение из джоулей в электрон-вольты нужно поделить значение в джоулях на $1.602 \cdot 10^{-19}$.

5. Вычислите сумму значений $A_в$ и среднее $\overline{A}_в$.

$$\overline{A}_в = \frac{1}{6}\sum_{i=1}^{6} A_{в,i}$$

6. Выполните все расчеты, необходимые для оценки случайной погрешности измерений работы выхода $\Delta_s A_в$. Для этого найдите оценку случайной погрешности измерений работы выхода $\Delta_s A_в$ по формулае

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{6}\left(A_{в,i} - \overline{A}_в\right)^2}{6 \cdot 5}},$$

затем найдите величину $\Delta_s A_в$, задаваясь доверительной вероятностью α = 0.95:

$$\Delta_s A_в = t_{n,\alpha} \cdot \sigma_s,$$

где $t_{n,\alpha} = 2.57$ для $n = 6$.

7. Пренебрегая приборными ошибками, запишите окончательный результат определения работы выхода:

$$A_в = \overline{A}_в \pm \Delta_s A_в$$

8. Используя среднее значение $\overline{A}_в$ в Джоулях ($\overline{A}_в$ в Джоулях есть $\overline{A}_в$ в электрон-вольтах, умноженная на $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ Кл), по формуле

$$\lambda_{кр} = \frac{hc}{\overline{A}_в}$$

найдите длину волны красной границы фотоэффекта $\lambda_{кр}$.

5. Контрольные вопросы

1. Что называется фотоном?
2. Формула, связывающая энергию фотона и частоту колебаний световой волны.
3. Формула, связывающая импульс фотона и частоту колебаний световой волны.
4. Что называется внешним фотоэффектом?
5. Что называется внутренним фотоэффектом?
6. В чем заключаются опыты Столетова?

7. К каким выводам пришел Столетов в своих опытах?
8. Почему в опытах Столетова возникает насыщение?
9. Что называется задерживающим напряжением?
10. Почему даже при отсутствии напряжения между катодом и анодом в цепи течет малый по величине фототок?
11. Что называется работой выхода?
12. Законы Столетова.
13. Что называется красной границей фотоэффекта?
14. Формула Эйнштейна.
15. Что называется вольтамперной характеристикой (ВАХ) фотоэлемента?
16. По какой формуле в данной лабораторной работе рассчитывается для каждого опыта работа выхода электрона?
17. По какой формуле в данной лабораторной работе рассчитывается длина волны красной границы фотоэффекта?
18. Простые задачи на фотоэффект.

Приложение 8

Варианты к лабораторной работе 5.4

Номер варианта (порядковый номер в журнале)	Номер установки
1	1
2	2
3	3
4	4
5	5
6	6
7	1
8	2
9	3
10	4
11	5
12	6
13	1
14	2
15	3
16	4
17	5
18	6
19	1
20	2
21	3
22	4
23	5
24	6
25	1

26	2
27	3
28	4
29	5
30	6