

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
АСТРАХАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Д. Ю. Матвеев, С. А. Тишкова

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ
ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ**

Учебно-методическое пособие

для студентов, обучающихся по направлениям

04.03.01 Химия (бакалавр)

04.05.01 Фундаментальная и прикладная химия (бакалавр)

06.03.01 Биология (бакалавр)

Издательский дом «Астраханский университет»
2019

УДК 53(075.8)
ББК 22.3я73
М33

*Рекомендовано к печати редакционно-издательским советом
Астраханского государственного университета*

Рецензенты:

ведущий научный сотрудник лаборатории квантовых кристаллов Института физики твёрдого тела РАН,
доктор физико-математических наук *В. Б. Ефимов*;
заведующий кафедрой «Физика»
Астраханского государственного технического университета, доктор технических наук, профессор *Н. В. Селиванов*;
директор Института исследований и решения технологических задач Астраханского государственного университета, кандидат физико-математических наук, доцент *А. В. Рыбаков*

Матвеев, Д. Ю. Лабораторный практикум по физике для студентов естественнонаучных направлений : учебно-методическое пособие / Д. Ю. Матвеев, С. А. Тишкова. – Астрахань : Астраханский государственный университет, Издательский дом «Астраханский университет», 2019. – 134 с.

Включает в себя теоретический материал по выполнению лабораторного практикума по курсу общей и экспериментальной физики, включая правила техники безопасности при работе на экспериментальном оборудовании. Приводится полное описание лабораторных работ по классической механике, молекулярной физике, электромагнетизму, оптике, квантовой и ядерной физике. Каждая практическая работа содержит перечень приборов и оборудования, теоретическую часть, описание установки с иллюстрациями и схемами, методики измерений и т. д.

Предназначено для студентов-бакалавров естественнонаучных направлений: 04.03.01 Химия, 04.05.01 Фундаментальная и прикладная химия, 06.03.01 Биология (бакалавр).

ISBN 978-5-9926-1181-6

- © Астраханский государственный университет, Издательский дом «Астраханский университет», 2019
- © Матвеев Д. Ю., Тишкова С. А., 2019
- © Сезганова Т. А., оформление обложки, 2019

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Часть 1. Методические рекомендации по выполнению лабораторного практикума	5
1.1. Вводное занятие. Правила техники безопасности	5
1.2. Деятельностный подход к выполнению лабораторных работ.....	7
1.3. Погрешности измерений.....	8
Часть 2. Лабораторный практикум	16
2.1. Лабораторные работы по механике и молекулярной физике	16
2.2. Лабораторные работы по электричеству и магнетизму	42
2.3. Лабораторные работы по оптике (теории волн)	72
2.4. Лабораторные работы по квантовой и ядерной физике.....	99
Библиографический список	133

ВВЕДЕНИЕ

Учебно-методическое пособие «Лабораторный практикум по физике для студентов естественнонаучных направлений» предназначено для студентов I–II курсов химического и биологического факультетов. В соответствии с программой курса общей физики, в учебном плане выделены часы на проведение лабораторного практикума у студентов естественнонаучных специальностей.

Настоящее пособие включает в себя теоретический материал по выполнению лабораторного физического практикума, включая правила техники безопасности при работе на экспериментальном оборудовании. Приводится полное описание лабораторных работ по избранным разделам общей и экспериментальной физики.

Лабораторный практикум охватывает следующие разделы: классическая механика, статистическая физика (молекулярная), электромагнетизм, оптика (теория волн), квантовая и ядерная физика.

Каждая лабораторная работа содержит определённую последовательность: название, цель, перечень приборов и оборудования, достаточно подробную теоретическую часть, описание установки с иллюстрациями, схемами, методики измерений, порядок выполнения работы, список контрольных вопросов.

ЧАСТЬ 1

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА

1.1. Вводное занятие.

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

На выполнение и защиту одной работы из лабораторного практикума отводится около четырёх академических часов. Для этого студент должен пройти следующие этапы: 1) получение допуска к выполнению работы; 2) непосредственное выполнение работы; 3) выполнение необходимых вычислений с получением достоверного результата; 4) оформление отчёта в тетради в печатном или письменном виде согласно плану, приведённому ниже, защита работы.

Лабораторные работы оформляются по следующему плану:

1. Титульный лист (первый лист).
2. Цель работы (второй лист).
3. Приборы и материалы.
4. Схема установки.
5. Теоретическая часть (расчётные формулы).
6. Таблицы.
7. Вычисления (графики).
8. Вывод.
9. Ответы на контрольные вопросы.

Всё оформляется в тетради в клетку на 48 листов или печатном виде на листах формата А4.

Титульный лист
ФГБОУ ВО АГУ
Лабораторная работа № __
Тема работы
Допущен _____ Выполнил _____ Защитил _____

Перед тем, как приступить к выполнению лабораторной работы, необходимо изучить правила техники безопасности при работе с приборами и правила поведения в лабораторном комплексе:

1. На занятии в лаборатории будьте внимательны, осторожны, точно выполняйте рекомендации и указания преподавателя. Не оставляйте рабочего места без разрешения.

2. Перед допуском к лабораторной работе уясните ход её выполнения, тщательно изучите инструкции, ознакомьтесь с приборами и материалами.

3. Электрические цепи собирайте при отключённом источнике тока.

4. Перед включением в цепь электроизмерительных приборов их необходимо установить на наибольший предел измерения.

5. Соединительные провода не должны иметь оголенную изоляцию. Нельзя также пользоваться проводами без наконечников. Чтобы избежать обрывов или замыканий соединительных проводов, располагайте их аккуратно и надёжно зажимайте клеммами.

6. Если провод в некоторых местах не имеет изоляции, старайтесь выполнять измерения так, чтобы при работе с ним случайно не задеть его оголённые токоведущие части, находящиеся под напряжением.

7. Источники питания включайте только с разрешения преподавателя или лаборанта, а первое опробование проверенной цепи проводите в их присутствии.

8. Помните, что прикосновение к клеммам конденсаторов, имеющих остаточный заряд, ОПАСНО! После включения цепи с конденсатором не забудьте его разрядить.

9. Обнаружив любую неисправность в приборах, аппаратах, машинах, находящихся под напряжением, немедленно выключить рубильник (выключатель) и сообщите об этом преподавателю.

10. После завершения работы отключите цепь от источника тока, разберите схему и наведите порядок на рабочем месте.

11. При использовании мощных источников света: электрической дуги, ламп от проекционной аппаратуры, оптического генератора-стробоскопа необходимо использовать защитные кожухи и фильтры.

12. Особую опасность представляет работа с аккумуляторами (попадание щёлочи на открытые участки тела может

вызвать ожоги). Аккумуляторы нельзя наклонять, зарядку нельзя пробовать на «искру», тем более прикасаться к клеммам языком. Во избежание короткого замыкания нельзя ставить посторонние предметы.

ВНИМАНИЕ! Будьте внимательны и осторожны! Помните об опасности поражения электрическим током!

Для того чтобы подготовиться к лабораторной работе, студенту необходимо изучить её описание. Кроме того, студент должен помнить, что каждая работа базируется на определённом физическом законе или явлении. Поэтому только в этом случае студент будет иметь чёткое представление об изучаемом законе или явлении, описываемом в работе, а также способе её выполнения.

Допуск к выполнению работы принимает преподаватель кафедры общей физики АГУ либо ассистент кафедры, поставив свою подпись на титульном листе в строке «допущен».

Для допуска студент должен знать основные части экспериментальной установки и порядок выполнения работы. Только после допуска студент приступает к выполнению работы. Во время выполнения работы основная задача студента заключается в снятии измерений, фиксируемых приборами, и занесении результатов в соответствующий черновик. После проделанной работы преподаватель ставит подпись в строке «выполнил». Преподаватель имеет право заставить переделать работу в случае, если экспериментальные измерения не соответствуют действительности (недостоверны). После этого студент приступает к необходимым вычислениям неизвестных величин и погрешностей, после чего заносит их в таблицу в черновике.

Для того чтобы получить статус «зачтено» студенту нужно оформить письменно в лабораторной тетради отчёт с соблюдением пунктов, указанных в плане выполнения работы. Студент получает статус «защитил», если план отчёта выполнен правильно.

1.2. ДЕЯТЕЛЬНОСТНЫЙ ПОДХОД К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Описанная выше методика выполнения лабораторных работ является стандартной и общеизвестной. Однако некоторые лабораторные работы данного практикума необходимо выполнять на основе деятельностного подхода. При таком подходе студенты сами выбирают метод выполнения лабораторной работы, подбирают приборы и разрабатывают в соответствии

с поставленными целями программу своей деятельности. Для проведения лабораторной работы необходимо вводное занятие, на котором выделяется общая система действий, обозначаются темы и цели выполнения работ.

План оформления работ на основе деятельностного подхода включает в себя следующие пункты:

1. Выделите физическое явление или закон, которые должны быть воспроизведены в работе.

2. Выберите метод выполнения работы, т. е. способ воспроизведения физического явления или закона.

3. Выясните, какие физические величины надо измерить; изменить; вычислить; оставить постоянными. Получите расчётные формулы.

4. Подберите необходимые приборы и оборудование.

5. Составьте схему установки.

6. Разработайте программу проведения эксперимента.

7. Составьте таблицу.

8. Проведите вычисления и оцените погрешность измерения.

9. Сделайте вывод.

10. Ответьте на контрольные вопросы.

Студенты самостоятельно разрабатывают лабораторную работу в соответствии с планом действий. Для этого им даются только названия лабораторных работ и цель.

При этом допуском к работе является разработка плана действий конкретной лабораторной работы. Далее студенты выполняют её. Отчёт также содержит в себе математическую обработку результата эксперимента, ответы на контрольные вопросы и вывод из проделанной работы.

1.3. ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Весь перечень работ, составляющих лабораторный практикум, требует от студентов проведения повторных измерений для достижения необходимой точности эксперимента. При измерении заданной физической величины необходимо сравнивать полученный результат с другой соответствующей однородной величиной, принятой за единицу измерения. Измерения бывают прямые и косвенные.

За прямое измерение принимают измерение, в котором значение какой-либо величины можно получить при непосредственном её снятии прибором, который предназначен для этих измерений. К прямым измерениям относят, например, изме-

рение расстояния рулеткой, временного промежутка – секундомером, силы тока – амперметром, напряжения – вольтметром, температуры – термометром и т. д.

Косвенные измерения – это такие измерения, при которых измеряемая величина может быть вычислена при помощи результатов прямых измерений соответствующей величины, которая связана с измеряемой определённой формулой. К примерам можно отнести: измерение скорости тела v с использованием формулы равномерного движения $v = s/t$, где s – путь, пройденный телом за промежуток времени t ; измерение ускорения свободного падения g при колебательных движениях математического маятника по формуле $g = \frac{4\pi^2\ell}{T^2}$, где ℓ – длина маятника; T – период колебаний. Как видно из формулы, s , t , ℓ и T можно определить только путём прямых измерений.

Для каждого вида измерений необходимо уметь рассчитывать погрешность. Классификация погрешностей измерений весьма различна. По характеру проявления они бывают случайные и систематические.

Случайные погрешности, как правило, вызваны массой случайных причин, действие которых на каждое измерение различно и не может быть заранее учтено. Источником случайных погрешностей при точном взвешивании может быть, например, сотрясение фундамента здания, вызванное движением уличного транспорта.

Наличие случайных погрешностей в эксперименте всегда допустимо. Однако случайные погрешности вычисляются методами математической статистики, которые мы рассмотрим ниже.

Систематические погрешности – погрешности, которые возникают систематически при измерениях и изменяются со временем по определённым законам. Зачастую они связаны с приборными ошибками, неверной калибровкой и т. д. Они возникают и при необходимости точного измерения массы без учёта действия выталкивающей силы на тела, находящиеся в газах или жидкостях. Если на приборе не указывается погрешность измерения, то за её величину принимают половину цены деления шкалы.

По способу представления данных в рамках настоящего практикума погрешности бывают *абсолютными* и *относительными*.

Абсолютная погрешность определяет интервал, внутри которого находится истинное значение измеряемой величины. Она рассчитывается как модуль разности между истинным значением измеряемой величины $x_{ист}$ и его приближенным значением x_i , взятым из опыта. Так как истинное значение величины не всегда известно, то его можно получить из среднего арифметического, т. е. $\Delta x_i = |x_{cp} - x_i|$, где i – номер измерения. $\Delta x = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta x_i}{n}$, где n – число измерений величины x .

Относительная погрешность ε – отношение абсолютной погрешности Δx к значению x_{cp} , т. е. $\varepsilon = \frac{\Delta x}{x_{cp}} 100 \%$.

Если обозначить истинное значение некоторой физической величины через x , то результаты n отдельных измерений – x_1, x_2, \dots, x_n (случайные величины). Тогда абсолютной ошибкой Δx_i i -го измерения будет разность: $\Delta x_i = x - x_i$.

Чтобы найти более точную оценку величины x , проведём ряд преобразований. Величины отдельных измерений можно записать следующим образом:

$$x_1 = x - \Delta x_1;$$

$$x_2 = x - \Delta x_2;$$

.....

$$x_n = x - \Delta x_n.$$

Почленно сложим все равенства выше:

$$\sum_{i=1}^n x_i = n \cdot x - \sum_{i=1}^n \Delta x_i.$$

Тогда для x получим:

$$x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i + (1/n) \sum_{i=1}^n \Delta x_i = \langle x \rangle + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta x_i,$$

где $\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ – среднее арифметическое из n измерений.

При бесконечно большом числе измерений $x = \langle x \rangle$. Однако в наглядном эксперименте число измерений ограничено, т. е. $x \cong \langle x \rangle$. При обработке результатов за наиболее точное значение x принимают среднее арифметическое из n измерений.

Для оценки величины случайной погрешности измерения обычно используют среднюю квадратичную погрешность ΔS_x , которую можно определить из выражения:

$$\Delta S_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{n-1}} \quad (1.2.1)$$

Среднеквадратичная погрешность отдельного измерения характеризуется разбросом результатов единичных измерений вблизи среднего значения, главное – это оценка, близости среднего значения к истинному.

Характеристикой отличия среднего арифметического значения от истинного является доверительный интервал, для которого известна вероятность того, что истинное значение может находиться внутри этого интервала. Величина этой вероятности может быть выбрана самим исследователем и называется надёжностью. Рекомендуются надёжность α при выполнении работ, входящих в практикум 0,95. Величина доверительного интервала Δx с заданной надёжностью α равна

$$\Delta x = t_\alpha(n) \Delta S_x, \quad (1.2.2)$$

где $t_\alpha(n)$ – коэффициент Стьюдента, который есть в таблице для n измерений и надёжности α . Окончательный результат для величины x можно записать в виде $x = x_{cp} \pm \Delta x$, $\varepsilon = \dots\%$.

Математическая статистика показывает, что результатом косвенных измерений Y_{cp} и погрешности косвенных измерений ΔY (доверительный интервал), если зависимость имеет вид $Y = f(x, y, \dots)$, являются выражения:

$$Y_{cp} = f(x_{cp}, y_{cp}, \dots),$$

$$\Delta Y = \sqrt{\left(\frac{df}{dx}\right)^2 \cdot (\Delta x)^2 + \left(\frac{df}{dy}\right)^2 \cdot (\Delta y)^2 + \dots}, \quad (1.2.3)$$

где x_{cp} , y_{cp} , ... – результаты прямых измерений; Δx , Δy , ... – доверительные интервалы величин x , y , ..., полученных из прямых измерений. Результаты косвенных измерений можно окончательно записать в виде $Y = Y_{cp} \pm \Delta Y$, $\varepsilon = \frac{\Delta Y}{Y_{cp}} 100\%$.

В таблице 1.2.1 приведены формулы предела относительных погрешностей физических величин, которые можно выразить через часто используемые функции.

Таблица 1.2.1

Виды функций	Предел относительной погрешности
$Y = A + B + C + \dots$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta C}{C} + \dots$
$Y = A - B$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{\Delta A + \Delta B}{A - B}$
$Y = A \cdot B \cdot C \cdot \dots$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta C}{C} + \dots$
$Y = A^n$	$\frac{\Delta Y}{Y} = n \cdot \frac{\Delta A}{A}$
$Y = \sqrt[n]{A}$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta A}{A}$
$Y = \frac{A}{B}$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta B}{B}$
$Y = \sin \alpha$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \Delta \alpha \cdot \operatorname{ctg} \alpha$
$Y = \cos \alpha$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \Delta \alpha \cdot \operatorname{tg} \alpha$
$Y = \operatorname{tg} \alpha$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{2 \Delta \alpha}{\sin 2 \alpha}$
$Y = \operatorname{ctg} \alpha$	$\frac{\Delta Y}{Y} = \frac{2 \Delta \alpha}{\cos 2 \alpha}$

Представление экспериментальных результатов.

Полученные в лабораторной работе значения измеряемой величины заносятся студентом в соответствующую таблицу. В заголовке таблицы 1.2.2 указаны: обозначение физической величины (в некоторых случаях помноженная на десятичный множитель) и её единица измерения.

Пример:

Таблица 1.2.2

№ п/п	Материал	σ , Н/м ²	$\Delta l / l_0$	Е·10 ⁻¹⁰ , Н/м ²
1	Латунь			

Если в работе отсутствует таблица, то данные можно представить в виде графика или придумать свою таблицу для занесения данных, заранее оговорив её конструкцию с преподавателем. Графики необходимы не только для верной интерпретации экспериментальных данных, но и для определения дополнительных величин. Масштабирование выбирается так, чтобы экспериментальные точки не сливались друг с другом. График необходимо поместить на всю страницу.

По осям координат необходимо откладывать деления и указать символическое обозначение величины и её единицы измерения.

После заполнения таблицы или составления графика далее следует произвести вычисления. Результат вычислений представляет собой приближенное число, точность которого определяется ошибкой. Пусть, например, в опыте с математическим маятником погрешность определения ускорения свободного падения $0,05 \text{ м/с}^2$, а $g = 9,83 \text{ м/с}^2$. Результат нужно записать в виде $g = 9,83 \pm 0,05 \text{ м/с}^2$.

Производить вычисления результата опыта с точностью до тысячных долей смысла нет ввиду того, что ошибка составляет примерно сотые доли, тысячные доли при этом не указываются.

Результатом измерения должно быть приближенное число, в котором последняя цифра – сомнительная, а остальные верные. Поэтому окончательный результат должен содержать только значащие цифры (верные и сомнительную цифру).

Приведём правила округления и вычисления при работе с приближёнными числами:

1. Лишняя цифра у целого числа заменяется нулём, а у десятичной дроби она отбрасывается:

$$X = 123357 \pm 678 \text{ (до округления);}$$

$$X = 123400 \pm 700 \text{ (после округления).}$$

2. Если заменяемая нулём или отбрасываемая цифра старшего разряда меньше пяти, то оставшиеся цифры остаются, а если отбрасываемая цифра больше пяти, то последняя цифра увеличивается на единицу:

$$X = 237,46 \pm 0,14 \text{ (до округления);}$$

$$X = 237,5 \pm 0,1 \text{ (после округления).}$$

3. Если заменяемая нулём или отбрасываемая цифра равна пяти (с последующими нулями!), то округление следует выполнять следующим образом: последняя цифра округлённого числа не изменяется, если она чётная, если она нечётная, то увеличивается на единицу:

$$X = 237,465 \pm 0,127 \text{ – до округления;}$$

$$X = 237,46 \pm 0,13 \text{ – после округления;}$$

$$X = 237,5 \pm 0,1 \text{ – после второго округления.}$$

Для вычисления погрешностей при работе с электрическими приборами нужно учесть класс точности используемого прибора. Допустим, при измерении сопротивлений резисторов методом амперметра и вольтметра (см. рис. 1.1) использовался вольтметр с пределом $U_n = 6 \text{ В}$ и с классом точности 1,0

и амперметр с пределом измерения $I_n = 1,0$ А и классом точности 0,5, что можно записать как данные следующим образом:

$$\begin{aligned} \gamma_B &= 1,0, & \gamma_A &= 0,5, \\ U_n &= 6 \text{ В}, & I_n &= 1,0 \text{ А}. \end{aligned}$$

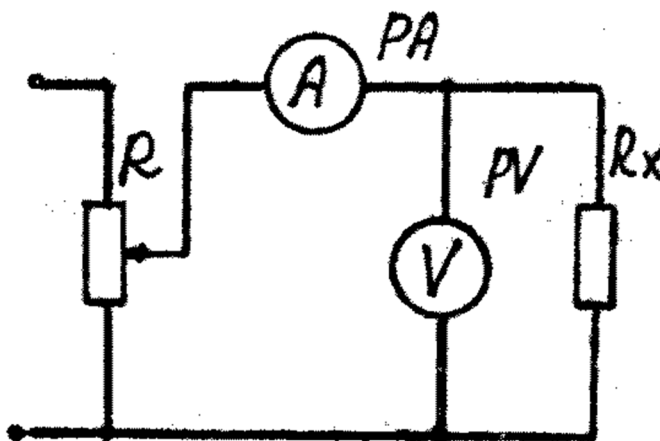


Рис. 1.1. Метод амперметра и вольтметра

Данные, полученные в результате проведённых измерений и вычислений, заносим в таблицу 1.2.3.

Таблица 1.2.3

№ п/п	I , А	U , В	$R_x = U/I$, Ом	R_{xcp} , Ом
1.	0,85	5,46	6,43	6,51
2.	0,65	4,25	6,55	
3.	0,46	3,00	6,53	

При подсчёте косвенных погрешностей для R_x поступаем следующим образом:

1) логарифмируем расчётную формулу $R_x = \frac{U}{I}$, т. е.

$$\ln R_x = \ln U - \ln I. \quad (1.2.4)$$

2) дифференцируем обе части полученного выражения:

$$d \ln R_x = d \ln U - d \ln I = \frac{dR_x}{R_x} = \frac{dU}{U} - \frac{dI}{I}. \quad (1.2.5)$$

3) осуществляем переход от бесконечно малых к конечным приращениям:

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta U}{U} - \frac{\Delta I}{I}. \quad (1.2.6)$$

Заменяем знак «-» на «+», получаем максимальную погрешность ε (см. п. 1, табл. 1.2.1):

$$\varepsilon = \frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I}. \quad (1.2.7)$$

Другими словами, расчёт для формулы (1.2.7) есть определение абсолютных погрешностей для ΔU и ΔI , которые можно определить из класса точности амперметра и вольтметра:

т. к.

$$\gamma_B = \frac{\Delta U}{U_n} \cdot 100,$$

то

$$\Delta U = \frac{\gamma_B \cdot U_n}{100},$$

т. е.

$$\Delta U = \frac{1 \cdot 6}{100} = 0,06 \text{ В},$$

т. к.

$$\gamma_A = \frac{\Delta I}{I_n},$$

то

$$\Delta I = \frac{\gamma_A \cdot I_n}{100},$$

т. е.

$$\Delta I = \frac{0,5 \cdot 1}{100} = 0,005 \text{ А}.$$

Таким образом (для одного из измерений!):

$$E = \frac{0,06}{4,25} + \frac{0,005}{0,65} = 0,0141 + 0,00091 = 0,015; \quad E = 1,5 \text{ \%}.$$

После того как мы рассчитали относительную погрешность и среднее значение измеряемой величины, необходимо найти абсолютную погрешность:

$$\Delta R_x = E \cdot R_{xcp} = 0,015 \cdot 6,51 = 0,09765 \approx 0,98 \text{ Ом}.$$

Тогда

$$R_x = R_{xcp} \pm \Delta R_x; \quad R_x = (6,50 \pm 0,98) \text{ Ом}.$$

ЧАСТЬ 2 ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

2.1. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО МЕХАНИКЕ И МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКЕ

Лабораторная работа № 1 Законы сохранения импульса и энергии при центральном упругом столкновении тележек

Цель работы: изучить законы сохранения импульса и энергии при центральном упругом столкновении тележек.

Приборы и материалы: стартовая система; дорожка для демонстраций; две легкоподвижные тележки с диафрагмами; штекер с иглой; штекер с трубкой, заполненной пластилином; краевой держатель для дорожки; магнитный держатель для пуска стартовой системы; два световых барьера; таймер; дополнительные грузы: 400 г, 50 г, 10 г; соединительные провода.

Теоретическая часть. Импульс тела равен произведению массы тела на его скорость. Это векторная величина, импульс всегда сонаправлен со скоростью.

$$\vec{p} = m\vec{v}. \quad (2.1.1)$$

Импульсом системы материальных точек называется векторная сумма импульсов всех точек, из которых состоит система:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \quad (2.1.2)$$

Закон сохранения импульса является одним из основных законов природы. Он справедлив для системы материальных точек, на которые либо не действуют внешние силы, либо векторная сумма всех внешних сил равна нулю. Система, на которую не действуют внешние силы, называется *изолированной (замкнутой) системой*.

Если внешние силы отсутствуют:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \text{ или } \vec{p} = \text{const}. \quad (2.1.3)$$

Формулировка закона сохранения импульса: импульс тел в замкнутой системе остаётся постоянным как по модулю, так и по направлению.

Отметим, что в незамкнутой системе импульс также может сохраняться, если проекция равнодействующей всех внешних сил на направление взаимодействия тел равна нулю.

Можно также доказать, что если на тело действуют внешние силы, то:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \text{внеш.} \quad (2.1.4)$$

На основе закона сохранения импульса можно объяснить отдачу оружия при стрельбе, реактивное движение и т. д. Закон сохранения импульса является одним из важнейших законов природы.

Энергия – скалярная физическая величина, являющаяся единой мерой различных форм движения и взаимодействия материи, мерой перехода движения материи из одних форм в другие.

К формам движения материи относят: перемещение в пространстве; движение элементарных частиц, изменение агрегатных состояний вещества, звуковые колебания.

Поскольку энергия – мера движения, то её можно количественно выразить через параметры состояния системы, т. е. энергия является функцией состояния (dW).

К механической энергии относят два вида энергии – кинетическую (W_k) и потенциальную (W_p).

Кинетической энергией называется энергия движущегося тела:

$$W_k = \frac{mv^2}{2}. \quad (2.1.5)$$

Из этой формулы следует, что кинетическая энергия тела не может быть отрицательной. Так как скорость относительная величина, то и кинетическая энергия тоже является относительной величиной.

Если любую механическую систему можно представить как систему материальных точек, то кинетическая энергия механической системы может быть найдена как сумма кинетических энергий всех материальных точек, образующих эту систему:

$$W_k = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}. \quad (2.1.6)$$

Таким образом, кинетическая энергия механической системы является функцией состояния её движения.

Потенциальная энергия – энергия, характеризующая взаимное расположение тел или частей одного и того же тела и виды их взаимодействия.

Потенциальная энергия системы тел (или тела) может быть определена, если указаны взаимное расположение тел в системе и силы, действующие между ними.

В 1748 году М. В. Ломоносов впервые сформулировал закон сохранения и превращения энергии в письме к Эйлеру: «Но все встречающиеся в природе изменения происходят так, что если к чему-либо нечто прибавилось, то это отнимается у чего-то другого... Так как это всеобщий закон природы, то он распространяется и на правила движения: тело, которое своим толчком возбуждает другое к движению, столько же теряет от своего движения, сколько сообщает другому, им движущему». Спустя сто лет Р. Майер и Г. Гельмгольц дали количественную формулировку этого закона:

В замкнутой системе энергия может переходить из одних видов в другие и передаваться от одного тела к другому, но её общее количество остается неизменным.

Таким образом, математическое выражение закона имеет вид:

$$dW_k + dW_p = \delta A_{\text{сил трения}}, \quad (2.1.7)$$

где $\delta A_{\text{сил трения}}$ – элементарная работа внешних сил, способствующих нагреванию тела (например, работа силы трения). Выражение (2.1.7) постулирует общий закон сохранения энергии.

Перейдём к рассмотрению закона сохранения механической энергии.

Закон сохранения механической энергии:

1. Изменение полной энергии механической системы равно работе неконсервативных сил, действующих на нее (см. 2.1.7). Неконсервативные силы - силы, работа которых зависит от траектории движения тела (пример: *сила трения, сила сопротивления среды*).

2. Если на систему действуют только консервативные силы, то уравнение (2.1.7) принимает вид (2.1.8) и механическая энергия системы сохраняется:

$$d(W_k + W_p) = 0 \text{ или } W = W_k + W_p = \text{const.} \quad (2.1.8)$$

Консервативными называют такие силы, работа которых по замкнутому пути равна нулю и не зависит от траектории перемещения тела, а определяется начальным и конечным положением тела. Примерами консервативных сил являются: *сила тяжести, сила упругости*. Поэтому согласно (2.1.8),

для любой замкнутой механической системы полная энергия W есть величина постоянная.

В итоге энергия может перераспределяться между телами системы или переходить из W_K в W_P и наоборот, но суммарное значение её остается постоянным. Закон сохранения энергии является фундаментальным законом природы. Он справедлив как для макротел, так и для микротел.

Соударение двух тел. Рассмотрим два примера на применение законов сохранения импульса и энергии при соударении двух тел. Существует два предельных вида удара: абсолютно упругий и абсолютно неупругий.

Абсолютно упругим ударом называется такой удар, в результате которого не происходит превращения механической энергии системы соударяющихся тел в другие виды энергии, а тела разлетаются, не меняя своего строения и формы.

Запишем закон сохранения импульса для абсолютно упругого удара:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2, \quad (2.1.9a)$$

где \vec{v}_1, \vec{v}_2 – скорости тел до удара; \vec{u}_1, \vec{u}_2 – скорости тел после удара.

Закон сохранения энергии для абсолютно упругого удара шаров запишется в следующем виде:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2}. \quad (2.1.9б)$$

В этом случае кинетическая энергия системы до удара равна кинетической энергии системы после удара.

Решая совместно два уравнения, получим скорости шаров после удара.

Систему тел называют *диссипативной*, если её механическая энергия постепенно уменьшается за счёт превращения в другие формы энергии. Этот процесс называют процессом диссипации (рассеяния) энергии. В качестве примера рассмотрим диссипацию энергии при абсолютно неупругом прямом центральном ударе двух поступательно движущихся тел.

Абсолютно неупругим ударом называется такой удар, после которого тела объединяются и движутся дальше как единое целое с одинаковой скоростью или покоятся. При этом происходит превращение механической энергии в другие виды (например, в тепло).

Запишем закон сохранения импульса для абсолютно неупругого удара:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{u}, \quad (2.1.10a)$$

где \vec{v}_1, \vec{v}_2 – скорости тел до удара; \vec{u} – общая скорость после удара.

Запишем закон сохранения энергии в общем форме для абсолютно неупругого удара шаров:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{(m_1 + m_2) u^2}{2} + W_{\text{деф}}, \quad (2.1.10б)$$

где $W_{\text{деф}}$ – энергия деформации. В этом случае изменение полной механической энергии равно энергии деформации.

Описание установки и методики измерений. Лабораторная установка показана на рисунке 2.1. Она включает в себя стартовую систему (1), которая укрепляется на левом конце демонстрационной дорожки; саму дорожку для демонстраций с делениями по шкале (2), которая располагается горизонтально при помощи трёх регулировочных винтов; две легкоподвижные тележки (3), к которым крепятся диафрагмы, служащие для прерывания луча светового барьера (8). Световые барьеры подключаются к выводам таймера № 1 и № 3 (9). Первый световой барьер (8) устанавливается на отметке 50 см, второй – на отметке 100 см.

Необходимо проследить, чтобы цвета разъёмов совпадали с цветами подсоединённых к ним проводов.

Для таймера (9) выбирается режим «Эксперименты по столкновению» (две двойные стрелки на передней панели). В этом положении на цифровом табло таймера вы можете получить время прохождения через световой барьер каждой из тележек в двух направлениях (до столкновения и после столкновения). К первой тележке, слева от неё, крепится штекер с магнитом (7) и штекер с иглой справа от неё (4). Магнитный держатель (7) служит для пуска установки (первой тележки).

Ко второй тележке крепится штекер с пластилиновой трубкой (5), ширмой (10) или вилок (11), на которую натянута резина слева от неё и штекер с иглой справа от неё, как у первой тележки.

Имеется краевой держатель для дорожки (6), к которому также крепится трубка с пластилином (5) для мягкой остановки второй тележки.

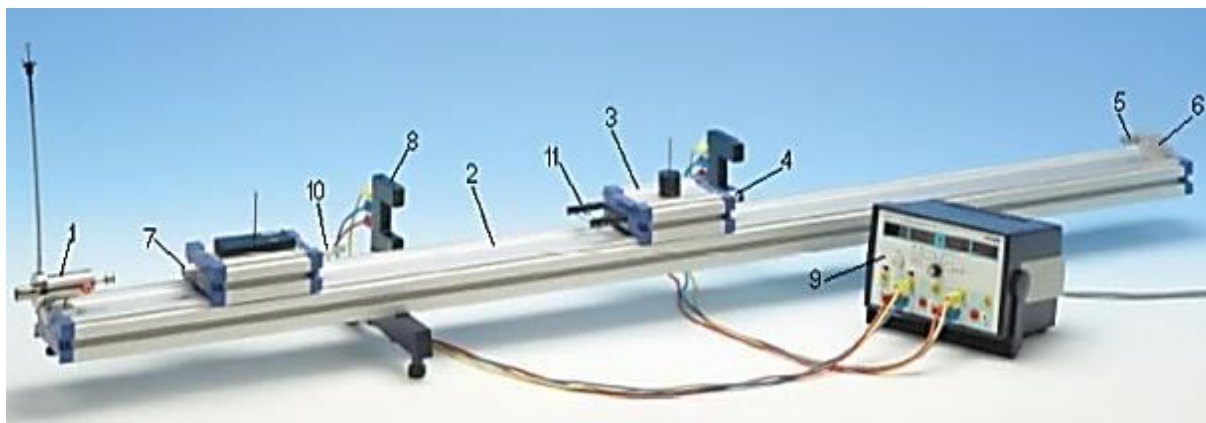


Рис. 2.1. Внешний вид экспериментальной установки для изучения закона сохранения импульса и энергии

На рисунке 2.2 более крупным планом показана стартовая система (1), дорожка (2), две тележки (3), щетки с иглами (4) и трубкой, наполненной пластилином (5), магнитный держатель (7) и диафрагма (8).

На рисунке 2.3. крупным планом приведено устройство таймера. Из рисунка 2.3. видно, что на передней панели прибора имеется четыре дисплейных табло.



Рис. 2.2. Фото экспериментальной установки для изучения закона сохранения импульса при центральном упругом ударе

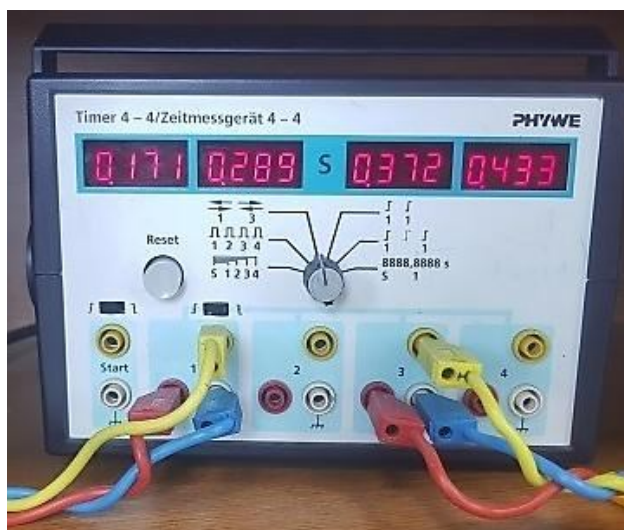


Рис. 2.3. Устройство таймера

Первое и третье цифровые табло (слева направо) фиксируют время прохождения первой и второй тележек через диафрагмы (8), соответственно, по направлению к краевому держателю для дорожки (6). Второе и четвертое цифровые табло фиксируют время прохождения обеих этих тележек в обратную сторону (к стартовой системе (1)).

В настоящей работе динамика движения тележек основана на упругом центральном ударе и выполнении при этом законов сохранения импульса (2.1.9а) и энергии (2.1.9б).

Импульс первой тележки до столкновения:

$$\vec{p}_1 = m_1 \vec{v}_1, \quad (2.1.11)$$

т. к. вторая тележка до столкновения покоится, то её импульс $\vec{p}_2 = 0$. Следовательно, импульс системы до столкновения равен \vec{P}_1 , а кинетическая энергия

$$E_{\text{кин}} = \frac{p_1^2}{2m_1}. \quad (2.1.12)$$

При столкновении движущаяся тележка 1 передаёт импульс покоящейся тележке 2. Импульс системы после столкновения будет равен сумме импульсов первой и второй тележек:

$$\vec{p}' = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 = m_1 \vec{v}'_1 + m_2 \vec{v}'_2, \quad (2.1.13)$$

а кинетическая энергия системы будет равна:

$$E'_{\text{кин}} = \frac{p'^2_1}{2m_1} + \frac{p'^2_2}{2m_2}. \quad (2.1.14)$$

Скорости тележек, в свою очередь, могут быть вычислены по формуле прямолинейного и равномерного движения:

$$v = \frac{l}{t}, \quad (2.1.15)$$

где l – длина диафрагмы, установленной на тележке;
 t – время прохождения тележки через световой барьер (8).

Порядок выполнения работы

Задание 1 ($m_1 = m_2$):

1. Включите питание таймера.
2. Нажмите кнопку сброса на передней панели таймера.
3. Установите первую тележку в крайнее левое положение.
4. Уберите дополнительные грузы с обеих тележек.
5. Нажмите пуск на стартовой системе.
6. Зафиксируйте время прохождения первой и второй тележек через оптические ворота.
7. Вычислите по формуле (2.1.15) скорости тележек.
8. По формулам (2.1.11) и (2.1.13) найдите значение импульса тележек до и после столкновения.
9. Вычислите разность импульсов системы до и после столкновения.
10. По формулам (2.1.12) и (2.1.14) вычислите кинетическую энергию системы до и после столкновения.
11. Вычислите разность $E'_{\text{кин}} - E_{\text{кин}}$.
12. Повторите все измерения и вычисления ещё три раза, добавляя каждый раз на тележки дополнительные грузы (400 г, 50 г, 10 г). Массы дополнительных грузов на первой и второй тележках должны быть равными.
13. Результаты всех измерений и вычислений занесите в таблицу 2.1.1.

Таблица 2.1.1

№	m_1 , кг	Δt_1 , с	v_1 , м/с	p_1 , (кг·м)/с	m_2 , кг	Δt_2 , с	v_2 , м/с	p_2 , (кг·м)/с	p' , (кг·м)/с	Δp , (кг·м)/с	$E_{\text{к}}$, Дж	$E'_{\text{к}}$, Дж	$\Delta E_{\text{к}}$, Дж
1													
2													
3													

Задание 2 ($m_1 > m_2$):

1. Включите питание таймера.
2. Нажмите кнопку сброса на передней панели таймера.
3. Установите первую тележку в крайнее левое положение.
4. Уберите дополнительные грузы со второй тележки, на первой тележке оставьте один груз, например 400 г.
5. Нажмите пуск на стартовой системе.
6. Зафиксируйте время прохождения первой и второй тележек через оптические ворота.
7. Вычислите по формуле (2.1.15) скорости тележек.
8. По формулам (2.1.11) и (2.1.13) найдите значение импульса тележек до и после столкновения.
9. Вычислите разность импульсов системы до и после столкновения.
10. По формулам (2.1.12) и (2.1.14) вычислите кинетическую энергию системы до и после столкновения.
11. Вычислите разность $E'_{\text{кин}} - E_{\text{кин}}$.
12. Повторите все измерения и вычисления несколько раз, добавляя каждый раз на первую тележку дополнительные грузы (50 г, 10 г). Масса второй тележки остаётся постоянной.
13. Результаты всех измерений и вычислений занесите в таблицу 2.1.2.

Таблица 2.1.2

№	m_1 , кг	Δt_1 , с	v_1 , м/с	p_1 , (кг·м)/с	$\Delta t_1'$, с	v_1' , м/с	p_1' , (кг·м)/с	m_2 , кг	Δt_2 , с	v_2 , м/с	p_2 , (кг·м)/с	p' , (кг·м)/с	Δp , (кг·м)/с	$E_{\text{к}}$, Дж	$E'_{\text{к}}$, Дж	$\Delta E_{\text{к}}$, Дж
1																
2																
3																

Задание 3 ($m_1 < m_2$):

1. Включите питание таймера.
2. Нажмите кнопку сброса на передней панели таймера.
3. Установите первую тележку в крайнее левое положение.
4. Уберите дополнительные грузы с первой тележки, на вторую тележку установите один груз, например 400 г.
5. Нажмите пуск на стартовой системе.

6. Зафиксируйте время прохождения первой и второй тележек через оптические ворота.

7. Вычислите по формуле (2.1.15) скорости тележек.

8. По формулам (2.1.11) и (2.1.13) найдите значение импульса тележек до и после столкновения.

9. Вычислите разность импульсов системы до и после столкновения.

10. По формулам (2.1.12) и (2.1.14) вычислите кинетическую энергию системы до и после столкновения.

11. Вычислите разность $E'_{\text{кин}} - E_{\text{кин}}$.

12. Повторите все измерения и вычисления несколько раз, добавляя каждый раз на вторую тележку дополнительные грузы (50 г, 10 г). Масса первой тележки остаётся постоянной.

13. Результаты всех измерений и вычислений занесите в таблицу 2.1.3.

Таблица 2.1.3

№	m_1 , кг	Δt_1 , с	v_1 , м/с	p_1 , (кг·м)/с	$\Delta t_1'$, с	v_1' , м/с	p_1' , (кг·м)/с	m_2 , кг	Δt_2 , с	v_2 , м/с	p_2 , (кг·м)/с	p' , (кг·м)/с	Δp , (кг·м)/с	$E_{\text{к}}$, Дж	$E'_{\text{к}}$, Дж	$\Delta E_{\text{к}}$, Дж
1																
2																
3																

По данным таблиц 2.1.1–2.1.3 постройте графики зависимости импульсов системы тел до соударения от отношения масс взаимодействующих тел $p_1=f(m_1/m_2)$ и графики зависимости импульсов системы тел после соударения от отношения масс взаимодействующих тел $p'=f(m_1/m_2)$.

Контрольные вопросы:

1. Какая величина называется импульсом материальной точки, системы тел?

2. Какая система является замкнутой?

3. Какой удар называется упругим и неупругим? Как в этом случае запишется закон сохранения импульса и энергии?

4. Каким образом можно записать закон сохранения механической энергии, в случае если система тел замкнутая или незамкнутая?

Лабораторная работа № 2 Изучение закона Бойля – Мариотта

Цель работы: экспериментально изучить справедливость закона Бойля – Мариотта для постоянной массы газа (воздуха); рассчитать универсальную газовую постоянную.

Приборы и материалы: базовый блок цифровой лаборатории СОВРА-3 (он же источник питания постоянного напряжения 12 В/2 А); измерительный модуль давления; плитка; стеклянный сосуд; газовый шприц, 100 мл с поршнем; полупроводниковый термодатчик (термопара); резиновый переходник; ПК с системой Windows® и программным обеспечением; информационный стандартный кабель RS-232; соединительные шнуры.

Теоретическая часть. Состояние некоторой массы m идеального газа определяется тремя термодинамическими параметрами: давлением P , объёмом V и температурой T . Между этими параметрами существует определённая связь, называемая уравнением состояния. Это уравнение записывается для идеального газа.

Согласно модели идеального газа:

1) собственный объём молекул газа пренебрежимо мал по сравнению с объёмом, в котором находится газ, т. е. молекулы можно считать материальными точками;

2) между молекулами газа отсутствуют силы взаимодействия, т. е. потенциальная энергия взаимодействия молекул много меньше кинетической энергии их теплового движения;

3) столкновение молекул газа между собой и со стенками сосуда является абсолютно упругим.

Многие реальные газы при комнатной температуре и нормальном давлении можно считать идеальными. Чем выше температура и ниже давление газа, тем его свойства ближе к идеальному. Поскольку при условиях, близких к нормальным ($P_0 = 1,01 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 273,15$ К), силы взаимодействия между молекулами и объём, занимаемый молекулами, не оказывают заметного влияния на свойства большинства газов, то они с хорошей точностью подчиняются уравнению состояния.

Уравнение состояния некоторой массы m идеального газа, называемое также уравнением Клапейрона – Менделеева, записывается следующим образом:

$$PV = \nu RT, \quad (2.1.16)$$

где $\nu = m/\mu$ – количество вещества (число молей); μ – молярная масса (кг/моль); $R = 8,31$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная.

Моль – это количество вещества, в котором содержится число частиц (атомов, молекул), равное числу атомов в 12 г изотопа углерода ^{12}C . Опытным путём установлено, что в одном моле различных веществ содержится одинаковое число частиц: $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$. Это число называется постоянной Авогадро.

Переход термодинамической системы из одного состояния в другое называется термодинамическим процессом. Из уравнения состояния для данной массы газа можно получить известные из опыта законы изо процессов (в которых один из термодинамических параметров остаётся постоянным).

Для изотермического процесса из уравнения (2.1.16) получаем закон Бойля – Мариотта при $T = \text{const}$:

$$PV = \text{const}. \quad (2.1.17)$$

Из формулы (2.1.17) следует, что произведение давления газа P на его объём V есть величина постоянная. Графиком изотермического процесса служит гипербола, представленная на рисунке 2.4: чем выше значение температуры T , тем выше проходит изотерма относительно начала координат.

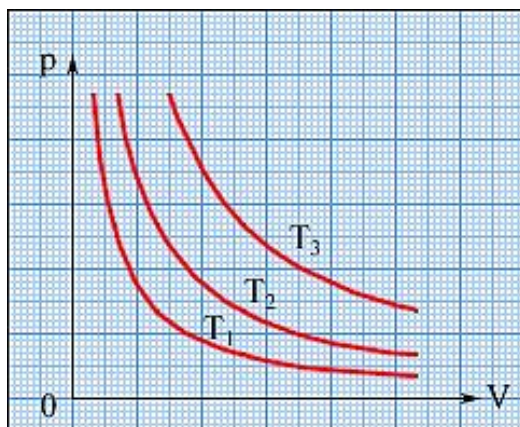


Рис. 2.4. График изотермического процесса

Описание установки и методики измерений. Лабораторная установка показана на рисунке 2.5. Она включает в себя базовый блок цифровой лаборатории COBRA-3 (он же источник питания постоянного напряжения 12 В/2 А) (1); измерительный модуль давления (2), который укрепляется на входе S2 устройства COBRA-3; плитку (3), которая может нагревать расположенный над ней стеклянный сосуд (4) от 10 до 120 °С; газовый шприц, 100 мл с поршнем (5),

вставленный в стеклянный сосуд; полупроводниковый термодатчик – термопару (6), подключённый к разъёму S1 устройства COBRA-3; резиновый переходник (7) соединяющий измерительный модуль давления (2) с газовым шприцом (5). Этот датчик позволяет автоматически производить измерение давления во внутренней камере шприца; ПК с системой Windows® и программным обеспечением (8); информационный стандартный кабель RS-232 (9), соединяющий базовый блок цифровой лаборатории COBRA-3 с ПК и другие соединительные шнуры.

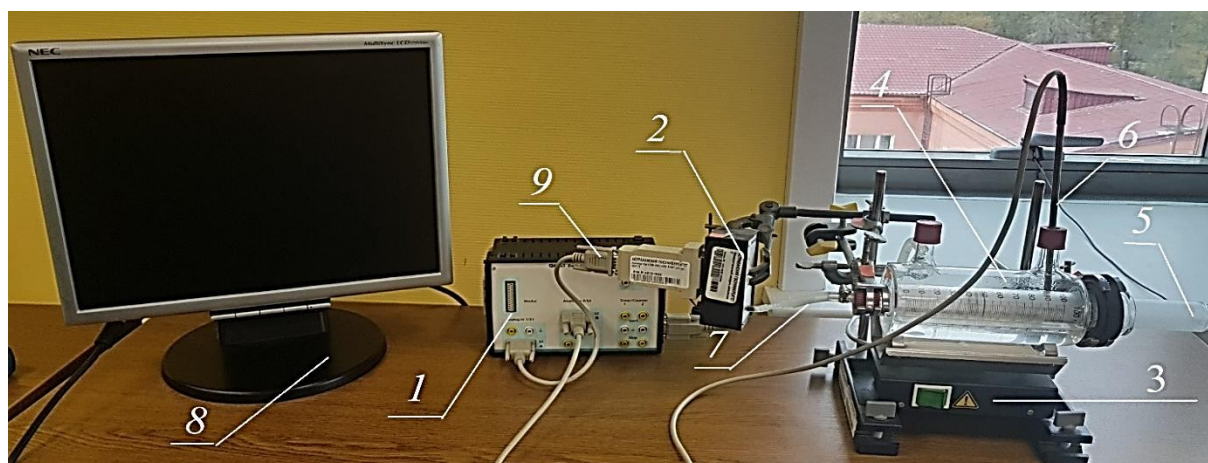


Рис. 2.5. Внешний вид экспериментальной установки для изучения закона Бойля – Мариотта

Перед началом работы необходимо проверить правильность сборки установки:

- плунжер газового шприца должен быть смазан машинным маслом, чтобы предотвратить утечку воздуха при высоком давлении, газовый шприц должен находиться в сосуде;
- стеклянный сосуд через отверстие заполняется водой;
- для эффективности эксперимента можно вставить магнитную мешалку и перемешивать воду, обеспечивая равномерный прогрев воздуха во внутренней камере шприца, поднося магнит к стеклянному сосуду;
- термопара должна быть расположена как можно ближе к шприцу;
- выпускное отверстие шприца должно быть соединено с измерительным модулем при помощи короткого резинового переходника;
- измерительный модуль давления подключен к универсальной установке COBRA-3 при помощи преобразователя и информационного кабеля RS-232.

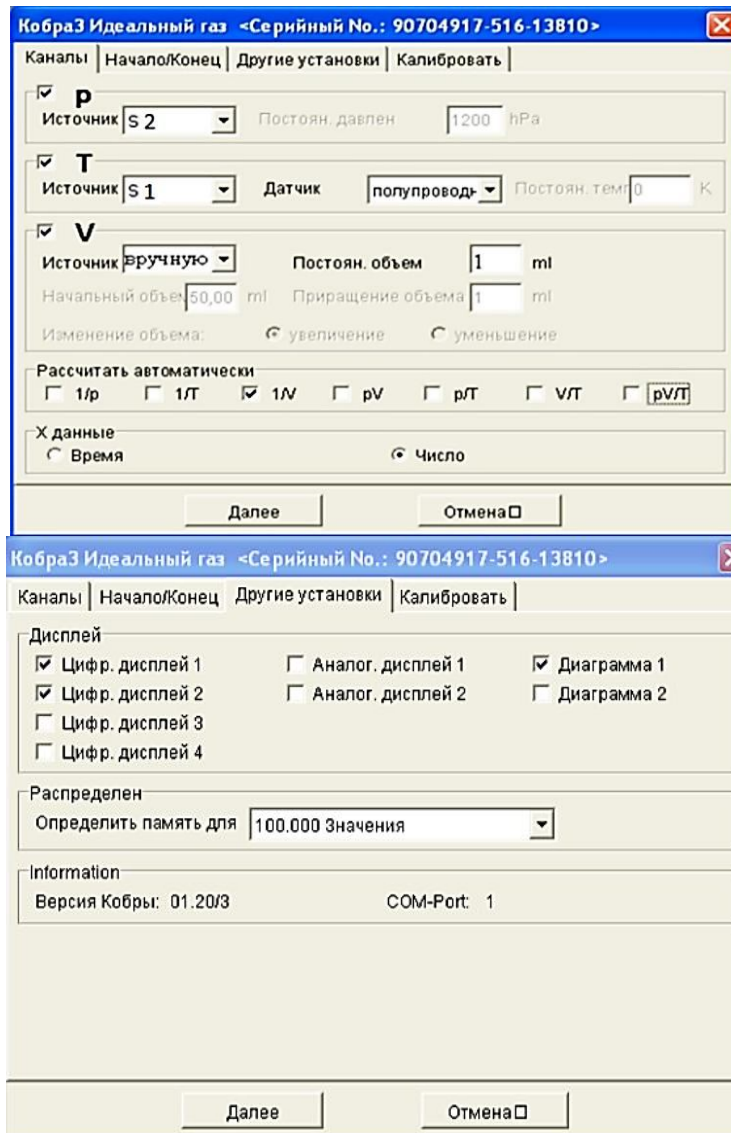


Рис. 2.6. Окна параметров программы

Для выполнения работы необходимо запустить ПК и открыть ярлык программы Phywe Measure 4 и в меню «Gauge» ввести «Закон идеального газа»:

- в окне «Channels» (Каналы) выберите параметры P (source) – S2; T (source) – S1; V (source) – manual (вручную); sensor – semiconductor (датчик – полупроводник); start volume – 50 ml; volume increment – 1 ml; change of volume – increase; calculate automatically – $1/V$; X data – number;

- в окне «Start/Stop» выберите «Get value on key press»;

- в окне «Other settings» выберите Digital display 1 для «Pressure P », Digital display 2 для «Temperature» и «Diagram 1» для канала «Pressure p », в окне «X bounds» – «1–20» и в окне «Mode» («Режим») – «no auto range»;

- нажмите «Continue»;

- расположите дисплей в удобном положении.

На рисунке 2.6 приведены параметры настройки на русском языке, на которые можно ориентироваться.

В ходе измерения должна получиться (примерно) кривая, указанная на рисунке 2.7. Количество вещества можно считать постоянным и равным $\nu = 2,086 \cdot 10^{-3}$ моль. Для нахождения универсальной газовой постоянной R необходимо выразить её из уравнения Менделеева – Клапейрона (2.1.16) и подставить туда числовые значения из экспериментальной кривой (рис. 2.7):

$$R = \frac{PV}{\nu T} \quad (2.1.18)$$

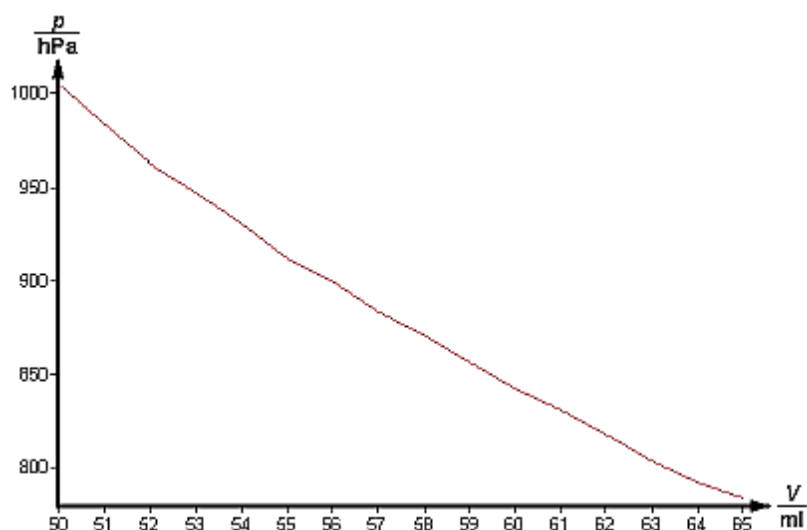


Рис. 2.7. Зависимость давления P от объёма V при постоянной температуре $T = 295$ К и постоянном количестве вещества ($\nu = 2,086 \cdot 10^{-3}$ моль).

Порядок выполнения работы:

Задание. Определение универсальной газовой постоянной R :

1. Установите начальный объём шприца равным 50 мл.
2. Перемещая вращательным движением поршень газового шприца вправо, постепенно увеличивайте количество воздуха с интервалом в 1 мл до объёма приблизительно в 70 мл. Давление воздуха в шприце изменится.
3. Запишите значение объёма при каждом новом изменении и сохраните его («Save value»).
4. Сохраните результаты измерения (меню «File» «Save measurements as...»).
5. Для построения графика зависимости давления от температуры в меню подсказок «Measurement» «Channel manager» выберите объём по оси x и давление по оси y .
6. Из формулы (2.1.18) определите универсальную газовую постоянную R .
7. Повторите пункты 1–7 ещё пять раз.
8. Вычислить среднее значение универсальной газовой постоянной.
9. Самостоятельно составьте таблицу и занесите в неё полученные данные.
10. Оцените погрешность среднего значения R .

Контрольные вопросы:

1. Что называется идеальным газом? При каких условиях реальный газ можно считать идеальным?
2. Запишите уравнение Менделеева – Клапейрона. Объясните его.
3. Запишите и объясните закон Бойля – Мариотта.
4. Почему невозможно добиться получения табличного значения универсальной газовой постоянной?
5. Каковы основные источники погрешностей данного метода измерений?

Лабораторная работа № 3

Определение молярной массы и плотности газа методом откачки

Цель работы: ознакомление с одним из методов определения молярной массы и плотности газа.

Приборы и материалы: стеклянная колба; стрелочный вакуумметр; компрессор; электронные весы; отросток с краном.

Теоретическая часть. Молярной массой μ называется масса одного моля вещества. В единицах СИ она измеряется в 1 кг/моль.

Молем какого-либо вещества называется количество этого вещества, содержащее столько же молекул или атомов, сколько атомов содержится в 0,012 кг изотопа углерода ^{12}C . Молярную массу газа можно определить из уравнения состояния идеального газа.

При нормальных давлениях и достаточно высоких температурах газ можно считать идеальным. Состояние такого газа описывается уравнением Менделеева – Клапейрона (см. (2.1.16) предыдущей лабораторной работы):

Из уравнения (2.1.16) можно получить формулу для молярной массы газа:

$$\mu = \frac{mRT}{pV}. \quad (2.1.19).$$

Если измерить давление P , объём V , температуру T газа, входящих в формулу (2.1.19) не особенно трудно, то определить массу газа практически невозможно, так как взвешивание газа можно производить только вместе с сосудом, в котором он находится. Поэтому для определения μ необходимо исключить массу сосуда. Это можно сделать, рассмотрев уравнение состояния для двух масс m_1 и m_2 одного и того же газа при неизменных температуре T и объёме V .

Пусть в колбе объёмом V находится газ массой m_1 при давлении P_1 и температуре T . Уравнение состояния (2.1.16) для этого газа имеет вид:

$$P_1V = \frac{m_1}{\mu}RT. \quad (2.1.20)$$

Откачаем часть газа из колбы, не изменяя его температуры. После откачки масса газа, что оставалась в колбе, его давление уменьшилось. Обозначим их соответственно m_2 и P_2 и снова запишем уравнение состояния:

$$P_2V = \frac{m_2}{\mu}RT. \quad (2.1.21).$$

Из уравнений (2.1.20) и (2.1.21) получим:

$$\mu = \frac{m_1 - m_2}{p_1 - p_2} \cdot \frac{RT}{V}. \quad (2.1.22)$$

Полученная формула (2.1.22) даёт возможность определить μ , если известно изменение массы газа (но не сама масса), а также изменение давления при постоянных температуре и объёме газа.

В данной работе исследуемым газом является воздух, который представляет собой смесь азота, кислорода, аргона и других газов.

Формула (2.1.22) пригодна и для определения μ смеси газов. Найденное в этом случае значение μ представляет собой молярную массу смеси газов.

Молярная масса смеси газов может быть рассчитана и теоретически, если известно процентное содержание и молярная масса каждого из газов, входящих в состав смеси:

$$v_c = v_1 + v_2 + \dots + v_n, \quad \frac{m}{\mu_c} = \frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{\mu_n}.$$

Отсюда:

$$\mu_c = \frac{1}{\frac{m_1}{m} \frac{1}{\mu_1} + \frac{m_2}{m} \frac{1}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{m} \frac{1}{\mu_n}}. \quad (2.1.23)$$

Если известна молярная масса μ газа, то можно легко определить ещё одну важную характеристику газа – его плотность ρ . Плотность газа – это масса единицы объёма газа:

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (2.1.24)$$

Выразив $\frac{m}{V}$ из уравнения Менделеева – Клапейрона, получим:

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}. \quad (2.1.25)$$

Плотность смеси газов можно вычислить по формуле (2.1.25), подразумевая под μ молярную массу смеси.

Описание установки и методики измерений. Для определения молярной массы μ и плотности ρ воздуха используется экспериментальная установка ФПТ1-12, общий вид которой показан на рисунке 2.8. Она включает в себя рабочий элемент – стеклянную колбу (1), соединённую со стрелочным вакуумметром (2); компрессор (3) для откачивания воздуха из колбы; электронные весы (4) и отросток с краном (5) для фиксирования определённого количества воздуха в колбе.

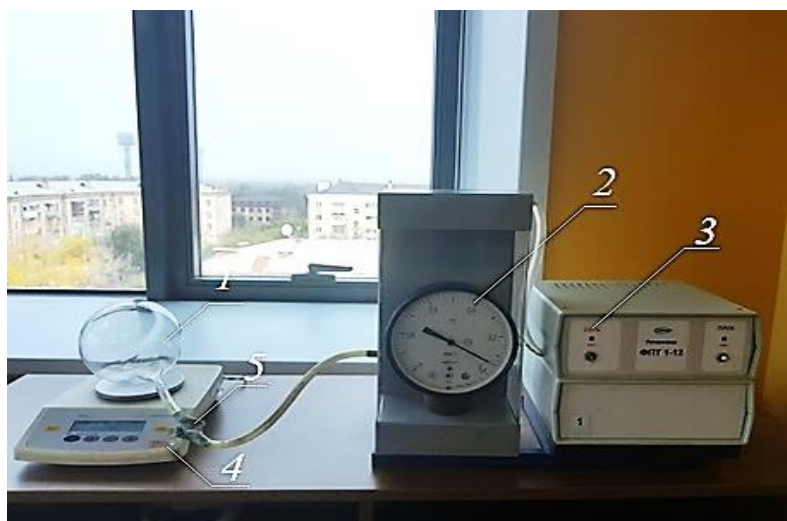


Рис. 2.8. Общий вид экспериментальной установки ФПТ 1-12

Стрелочный вакуумметр измеряет давление P в колбе. Его показания есть разность между атмосферным давлением в лаборатории P_0 и давлением газа в колбе P_k .

Колба имеет отросток с краном (5), который с помощью резиновой трубки соединяется с входным патрубком компрессора (3). Колба установлена на тарелке электронных весов. Значение объёма V колбы $V = 1,23$ л.

Порядок выполнения работы:

1. Включите электронные весы тумблером «Сеть».
2. Определите с помощью электронных весов массу колбы с воздухом ($m_k + m_1$) при давлении P_1 (P_1 – это разность атмосферного давления и давления, показывающего вакуумметром до откачки).
3. Включив компрессор тумблером «Пуск» и, открыв кран, необходимо откачать воздух из колбы до давления P_2 (P_2 – это разность атмосферного давления и давления, показывающего вакуумметром после откачки), после чего, закрыв кран и выключив компрессор, определить с помощью весов массу колбы с воздухом ($m_k + m_2$) при давлении P_2 . Полученные результаты занести в таблице 2.1.4.

Таблица 2.1.4

№ изм.	$m_k + m_1$, кг	$m_k + m_2$, кг	$m_1 - m_2$, кг	P_1 , Па	P_2 , Па	$P_1 - P_2$, Па	T , К	μ , кг/моль	ρ , кг/м ³
1									
2									
3									

4. Повторить измерения по п. 2–3 не менее трёх раз.
5. Измерить температуру воздуха в лаборатории.
6. Выключить установку тумблером «Сеть».
7. Для каждого проведенного измерения определить массу откачанного воздуха ($m_1 - m_2$) и разность давлений ($P_1 - P_2$).
8. По формуле (2.1.22) вычислить для каждого измерения значение молекулярной массы воздуха μ . Найти среднее значение.
9. По формуле (2.1.25) вычислить для каждого измерения плотность воздуха до откачки, используя найденное значение молярной массы.
10. Оценить погрешность результатов измерений.
11. Сравнить полученные значения для молярной массы и плотности воздуха с фактическими данными.

Контрольные вопросы:

1. Дайте определение молярной массе вещества. В каких единицах она измеряется?
2. Запишите и объясните уравнение Менделеева – Клапейрона. В каких случаях его можно использовать для практических вычислений?
3. Как можно теоретически рассчитать молярную массу смеси газов?
4. Что такое плотность газа и можно её определить экспериментально?
5. Чему равен 1 моль вещества?
6. Каковы основные источники погрешностей данного метода измерения?

Лабораторная работа № 4 **Определение теплоёмкости твёрдых тел**

Цель работы: определение теплоёмкости образцов металлов калориметрическим методом с использованием электрического нагрева.

Приборы и материалы: блок приборов; блок рабочего элемента (калориметр с нагревателем); цифровой термометр; исследуемые образцы.

Теоретическая часть. Из теории идеального газа известно, что средняя кинетическая энергия молекул (изолированных частиц):

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT, \quad (2.1.26)$$

где k – постоянная Больцмана.

Тогда среднее значение полной энергии частицы при колебательном движении в кристаллической решётке:

$$\langle U_0 \rangle = 3kT. \quad (2.1.27)$$

Полную внутреннюю энергию U одного моля твёрдого тела получим, умножив среднюю энергию одной частицы на число независимо колеблющихся частиц, содержащихся в одном моле, т. е. на постоянную Авогадро N_A :

$$U = \langle U_0 \rangle N_A = 3N_A kT = 3RT, \quad (2.1.28)$$

где R – универсальная газовая постоянная (8,31 Дж/(моль·К)).

Для твёрдых тел, в частности для металлов, теплоёмкости при постоянном давлении и постоянном объёме практически не различаются из-за малого коэффициента теплового расширения, поэтому учитывая (2.1.28) молярная теплоёмкость твёрдого тела:

$$C_\mu = C_{\mu V} = \frac{dU}{dT} = 3R. \quad (2.1.29)$$

Подставляя численное значение универсальной газовой постоянной, получим $C_\mu = 25$ Дж/(моль·К). Это равенство, называемое законом Дюлонга – Пти (2.1.29), выполняется с довольно хорошим приближением для многих веществ при комнатной температуре. Со снижением температуры теплоёмкости всех твёрдых тел уменьшаются, приближаясь к нулю при $T \rightarrow 0$.

Вблизи абсолютного нуля молярная теплоёмкость C_μ всех тел уменьшается пропорционально T^3 и может оказаться столь малой, что основное значение может приобрести теплоёмкость электронного газа C_e . Только при достаточно высокой, характерной для каждого вещества температуре начинает выполняться равенство (2.1.29).

Исходя из классических представлений об электронном газе, его молярная теплоёмкость (электронная) должна быть равна

$$C_e = \frac{3R}{2}. \quad (2.1.29a)$$

Поскольку металл (metal) представляет собой совокупность решётки (lattice), в узлах которой находятся положительно заряженные атомные остатки, и электронного газа, то в области высоких температур теплоёмкость металлов должна стремиться к величине:

$$C_{met} = C_{latt} + C_e = 3R + \frac{3R}{2} = \frac{9R}{2}.$$

Однако опыт показывает, что в области высоких температур теплоёмкость металлов, как и всех твёрдых тел (например, изоляторов), равна

$$C_{met} = C_{isol} = C_{latt} = 3R.$$

Отсюда следует, что теплоёмкость электронного газа пренебрежимо мала по сравнению с решёточной, которая обусловлена переносом тепла фононами. Это обстоятельство, совершенно непонятное с классической точки зрения, находит естественное объяснение в квантовой теории теплоемкости, созданной Эйнштейном и Дебаем.

Описание установки и методики измерений. Лабораторная установка ФТП 1-8 показана на рисунке 2.9. Она включает в себя блок приборов (1), в который входят источник питания, амперметр, вольтметр, секундомер, блок рабочего элемента (2), состоящий из калориметра с нагревателем, цифровой термометр (3), исследуемые образцы из дюрали, латуни и стали (4).

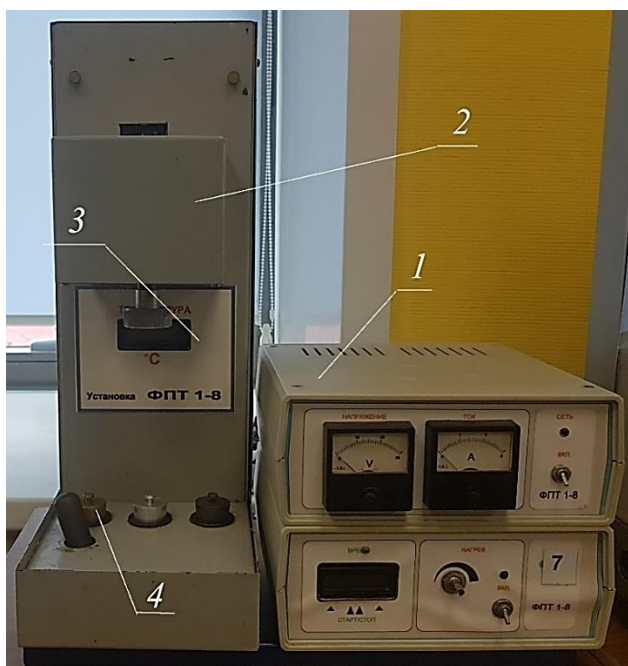


Рис. 2.9. Общий вид экспериментальной установки ФТП 1-8

В данной работе образцы нагреваются в калориметре, схема которого приведена на рисунке 2.10.

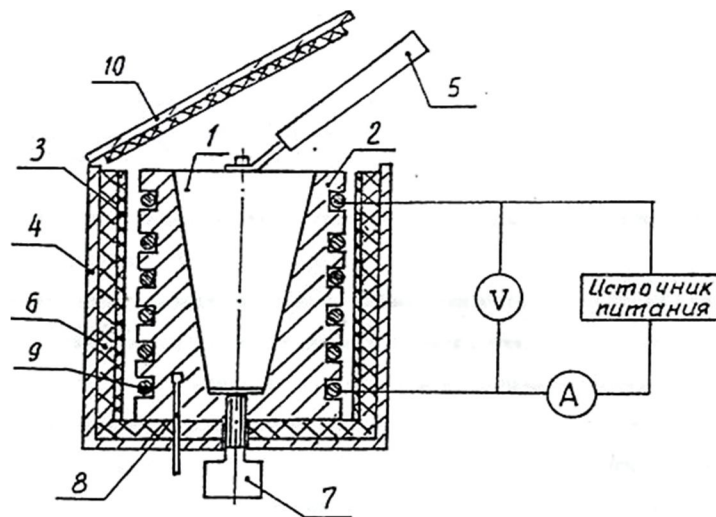


Рис. 2.10. Схема устройства калориметра: 1 – образец; 2 – корпус; 3 – асбест; 4 – кожух; 5 – рукоятка; 6 – стекловолокно; 7 – винт; 8 – датчик температуры; 9 – нагреватель; 10 – крышка

Калориметр представляет собой латунный корпус (2) с коническим отверстием, куда вставляется исследуемый образец. На наружной поверхности корпуса в специальных пазах размещается нагревательная спираль (9). Снаружи корпус калориметра теплоизолирован слоями асбеста (3) и стекловолокна (6) и закрыт алюминиевым кожухом (4). Калориметр закрывается теплоизолирующей крышкой (10). Исследуемые образцы (1) расположены в гнездах в блоке рабочего элемента (2). После окончания эксперимента образец можно вытолкнуть из конического отверстия корпуса (2) калориметра с помощью винта (7). Для удаления нагретого образца из калориметра и установки образца в нагреватель используется рукоятка (5), расположенная в специальном гнезде рядом с исследуемыми образцами (1).

Температура калориметра измеряется цифровым термометром (3), датчик (8) которого находится в корпусе калориметра (2). В блоке приборов (1) расположен источник питания нагревателя, мощность которого устанавливается регулятором «Нагрев». Напряжение и ток в цепи нагревателя измеряется вольтметром (V) и амперметром (A), расположенными на передней панели блока приборов (1). Время нагрева калориметра измеряется секундомером, расположенным в блоке приборов. Секундомер приводится в действие при включении питания блока приборов.

Для экспериментального определения теплоёмкости исследуемый образец помещается в калориметр, который нагревается электрическим током. Если температуру калориметра с исследуемым образцом очень медленно увеличивать от начальной

T_0 на ΔT , то энергия электрического тока пойдет на нагревание образца и калориметра:

$$IU\tau = m_0c_0\Delta T + mc\Delta T + \Delta Q, \quad (2.1.30)$$

где I и U – ток и напряжение нагревателя; τ – время нагревания калориметра с образцом; m_0 и m – массы калориметра и исследуемого образца; c и c_0 , – удельные теплоёмкости исследуемого образца и калориметра; ΔQ – потери тепла в теплоизоляцию калориметра с образцом и в окружающее пространство.

Для исключения из уравнения (2.1.30) количества теплоты ΔQ , расходуемой на нагрев калориметра, и потери теплоты в окружающее пространство, необходимо при той же мощности нагревателя нагреть пустой калориметр (без образца) от начальной температуры T_0 на ту же разность температур ΔT :

$$IU\tau_0 = m_0c_0\Delta T + \Delta Q_0, \quad (2.1.31)$$

где τ_0 – время нагревания пустого калориметра; ΔQ_0 – потери тепла в теплоизоляцию пустого калориметра и в окружающее пространство

Потери тепла ΔQ и ΔQ_0 в обоих случаях будут примерно одинаковыми и очень малыми, если температура защитного кожуха калориметра в обоих случаях постоянная и равна комнатной, но в реальном случае необходимо полагать, что $\Delta Q \neq \Delta Q_0$. Из уравнений (2.1.30) и (2.1.31) следует:

$$IU(\tau - \tau_0) = mc\Delta T. \quad (2.1.32).$$

Уравнение (2.1.32) может быть использовано для экспериментального определения удельной теплоёмкости c материала исследуемого образца.

Изменяя температуру калориметра, необходимо построить график зависимости разности времени нагрева калориметра с образцом и пустого калориметра от изменения температуры исследуемого образца: $(\tau - \tau_0) = f(\Delta T)$. По графику найти угловой коэффициент K_a , из которого потом можно определить удельную теплоёмкость образца:

$$c = \frac{K_a IU}{m} \quad (2.1.33).$$

Для определения молярной теплоёмкости C_μ пользуемся таблицей 2.1.5, в которой указаны атомные массы образцов.

Таблица 2.1.5

Материал образца	Атомная масса, кг/моль
Дюраль	$26,98 \cdot 10^{-3}$
Латунь	$63,57 \cdot 10^{-3}$
Сталь	$55,85 \cdot 10^{-3}$

Порядок выполнения работы:

1. Включить установку тумблером «Сеть».
2. Пустой калориметр плотно закрыть крышкой. Включить тумблер «Нагрев». С помощью регулятора «Нагрев» установить необходимое напряжение в цепи.
3. При температуре калориметра $t_0 = 25\text{ }^\circ\text{C}$ включить отсчет времени. Сделать 7–10 измерений времени нагрева пустого калориметра через интервал $1\text{ }^\circ\text{C}$. Результаты занести в таблицу 2.1.6.
4. Выключить тумблер «Нагрев», открыть крышку и охладить калориметр до начальной температуры t_0 .
5. Вращая винт влево, поместить в калориметр один из исследуемых образцов, взятый по указанию преподавателя. Плотно закрыть крышку калориметра и подождать 3 мин. для того, чтобы температуры калориметра и образца выровнялись.
6. Включить нагреватель калориметра, установив такое же напряжение в цепи, как и при нагревании пустого калориметра.
7. Включить отсчёт времени при той же начальной температуре t_0 . Сделать 7–10 измерений времени нагревания калориметра с образцом τ через интервал температур $1\text{ }^\circ\text{C}$. Результаты занести в таблицу 2.1.6.

Таблица 2.1.6

№	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$	$\Delta T, \text{К}$	$t_0, \text{С}$	$\tau, \text{С}$	$\tau - t_0, \text{С}$	$c, \text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$	$C_\mu, \text{Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$
1.								
2.								
3.								

8. Регулятор «Нагрев» установить в крайнее левое положение, выключить тумблер «Нагрев», открыть крышку калориметра. Для удаления образца из калориметра винт вращать вправо, после чего с помощью рукоятки вынуть нагретый образец.

9. Выключить установку тумблером «Сеть».

10. Построить график зависимости разности времени нагревания калориметра с образцом и пустого калориметра от изменения температуры калориметра $(\tau - \tau_0) = f(\Delta T)$ и определить угловой коэффициент K_α .

11. Используя значение углового коэффициента K_α , определить удельную теплоёмкость образца по формуле (2.1.33).

12. Используя данные таблицы 2.1.5, определить молярную теплоёмкость образца $C_\mu = c \cdot \mu$.

13. Оценить погрешность результатов измерений.

Контрольные вопросы:

1. Дайте определение физическим величинам: теплоёмкость вещества, удельная и молярная теплоёмкость. В каких единицах СИ они измеряются?

2. Выведите формулу для нахождения полной внутренней энергии одного моля твёрдого тела.

3. В чём особенности теплоёмкостей твёрдых тел? Выведите формулу для вычисления молярной теплоёмкости твёрдого тела.

4. Запишите и объясните закон Дюлонга – Пти.

5. Почему во время эксперимента нагревание пустого калориметра и калориметра с образцом необходимо производить при одной и той же мощности нагревателя?

6. Чем ограничена максимально допустимая температура нагревания калориметра?

7. Каковы основные источники ошибок данного метода измерений?

2.2. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ЭЛЕКТРИЧЕСТВУ И МАГНЕТИЗМУ

Лабораторная работа № 1 Исследование силовой и энергетической характеристик электростатического поля

Цели работы: построение эквипотенциальных линий электростатического поля при помощи зондового метода; расчёт напряжённости и потенциала электростатического поля, созданного системой плоскопараллельных электродов (система «плоскость – плоскость»).

Приборы и материалы: электролитическая ванна с набором электродов; милливольтметр ламповый ВЗ-14 с зондом; выпрямитель ВС-24 с выходом для переменного тока 0...30 В.

Теоретическая часть. Электростатическое поле представляет собой поле, которое создаётся неподвижными зарядами. Это поле рассчитывается как сила \vec{F} , действующая на модель положительного пробного точечного заряда (так называемая точка поля), помещённого на определённом расстоянии от заряда источника поля к величине q данного заряда. Отношение \vec{F}/q как раз и представляет собой силовую характеристику такого поля. Оно характеризует потенциальные свойства поля и является постоянной величиной (данное отношение). Называется напряжённостью и обозначается буквой \vec{E} – векторная величина – важнейшая характеристика электростатического поля. Напряжённость \vec{E} по величине и направлению будет совпадать с силой \vec{F} , действующей на положительный точечный заряд величиной в 1 Кл, помещённый в определённую точку поля:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (2.2.1)$$

Единицей измерения \vec{E} является вольт/метр (В/м). Другими словами, величиной, измеряемой в 1 В/м, считают поле, которое действует с силой 1 Н на точечный заряд 1 Кл.

Так как поле потенциально, то наряду с силовой характеристикой такого поля существует и энергетическая величина, называемая потенциалом φ . Потенциал есть характеристика потенциальной энергии заряженного тела, помещённого в электростатическое поле. Потенциал φ определяется отношением потенциальной энергии W , которой обладает такой же точечный положительный заряд в 1 Кл:

$$\varphi = \frac{W}{q}. \quad (2.2.2)$$

Потенциал φ измеряется в вольтах (В). Другими словами, потенциал любой точки, помещённой в поле, есть энергия в 1 Дж по отношению к точечному заряду в 1 Кл.

Чтобы описывать электростатическое поле, которое создается заряженным телом или телами (в данном случае зарядами), необходимо задавать величины потенциала φ или напряжённости \vec{E} в любых точках пространства вокруг этих зарядов. Наглядное распределение напряжённости в пространстве изображается при помощи так называемых силовых линий. Силовые линии поля – линии, к которым вектор напряжённости \vec{E} направлен по касательной. Силовые линии можно провести с определённой густотой. Считается, что число линий, которые пронизывают площадку любой формы размером в 1 м^2 , расположенную по нормали к вектору \vec{E} поля, численно равно напряжённости поля через такую площадку. На рисунке 2.11 приведены схемы распределения силовых линий, создаваемых различными заряженными телами.

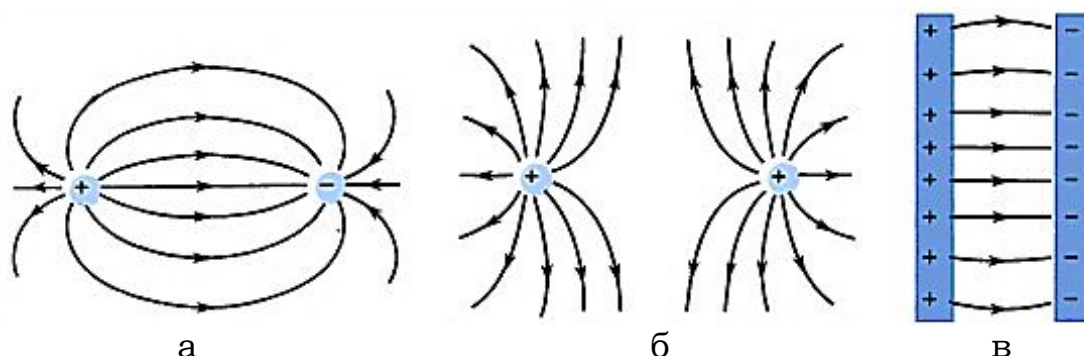


Рис. 2.11. Силовые линии электростатического поля, создаваемые двумя разноименными зарядами (а), двумя одноимёнными зарядами (б) и параллельными, разноимённо заряженными пластинами (в)

Из рисунка 2.11 можно увидеть, что чем дальше проходят линии от зарядов источников, чем меньше величина напряжённости поля.

Теперь необходимо выяснить, как можно графически изобразить потенциал и его распределение в системе зарядов источников поля. Обычно такое распределение в системе заряженных объектов изображают графическим способом при помощи эквипотенциальных линий – так называемых эквипотенциальных поверхностей. Такие поверхности называются поверхностями равного потенциала. На рисунке 2.12. приведены примеры эквипотенциальных линий электростатического поля.

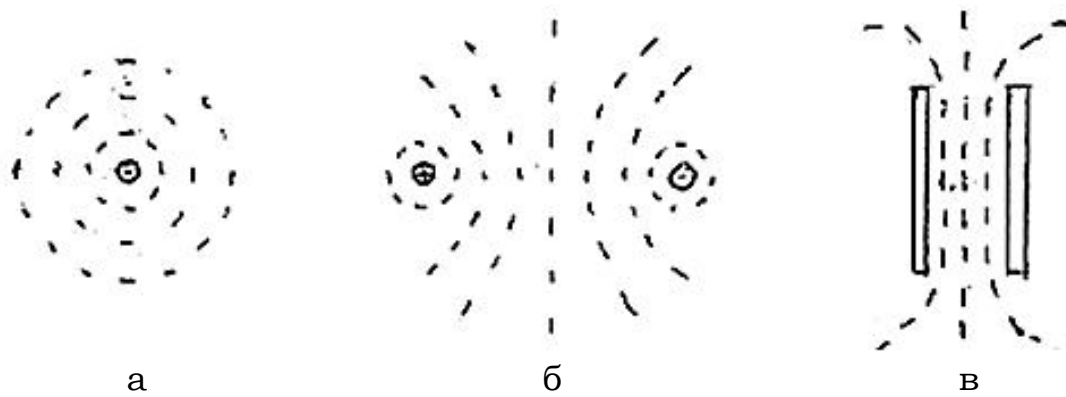


Рис. 2.12. Поверхности равного потенциала, создаваемого одним точечным зарядом (а), двумя разноименными зарядами (б) и параллельными, противоположно заряженными пластинами (в)

Из рисунка 2.12. видно, что эквипотенциальные поверхности проведены так, чтобы разность потенциалов между двумя соседними линиями была одинаковой. Чем гуще эквипотенциальные линии, тем выше скорость увеличения величины потенциала.

Силовая характеристика \vec{E} связана с энергетической φ так называемой интегральной связью:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}. \quad (2.2.3)$$

Однако существует и дифференциальная связь в пространственном виде:

$$\vec{E} = -grad\varphi, \quad (2.2.4)$$

где градиент

$$grad\varphi = \frac{d\varphi}{dx} + \frac{d\varphi}{dy} + \frac{d\varphi}{dz}. \quad (2.2.5)$$

Если потенциал меняется только по оси x (одномерный случай), то формула (2.2.5) имеет вид:

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{dx}. \quad (2.2.6)$$

Часто возникает необходимость представить наглядно линии напряжённости и потенциала на одном рисунке графически.

На рисунке 2.13. приведены эквипотенциальные поверхности (эквипотенциаль) – пунктирные линии. Силовые линии электрического поля показаны сплошными. Как видно из рисунка 2.13, если точки 1 и 2 расположены на одной поверхности равного потенциала, то разность потенциалов между ними равна нулю.

Из интегральной связи (2.2.3) в силу скалярного произведения двух векторов следует, что

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = 0$$

или

$$\int_1^2 E dl \cos(\vec{E}, d\vec{l}) = 0.$$

Так, $\cos(\vec{E}, d\vec{l}) = 0$, то угол между эквипотенциальной и силовой линиями составляет 90° .

Из (2.2.4) можно сделать вывод, что силовые линии имеют такое направление, по которому убывает потенциал, причём чем меньше расстояние между линиями равного потенциала, тем напряжённость поля выше, что подтверждается густотой силовых линий. В настоящей работе, опираясь на вышесказанное, можно построить картину силовых линий.

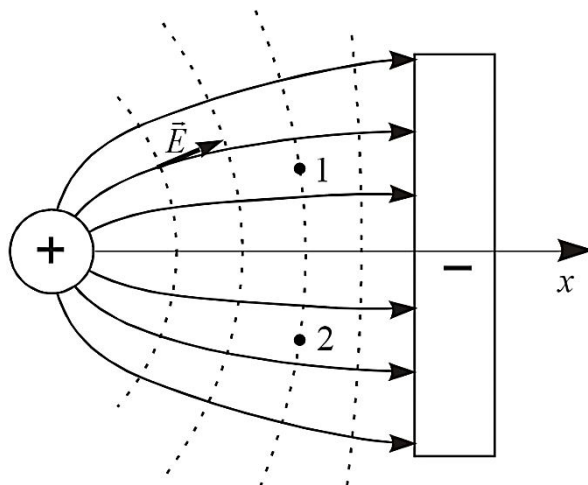


Рис. 2.13. Полная картина электростатического поля: пунктирные линии – эквипотенциальные поверхности, сплошные – силовые линии электростатического поля

Если использовать одномерный случай, то в работе для разных точек можно провести расчет значений проекции вектора напряженности на выбранное направление оси X, и усреднить эти значения:

$$E_x = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta x}, \quad (2.2.7)$$

где Δx – приращение координаты между эквипотенциальными линиями; $\Delta\varphi$ – разность потенциалов между ними; E_x – усред-

нённое значение проекции напряжённости электростатического поля.

Если поле создаётся системой зарядов, заключённых на заряженных металлических плоскостях, то напряжённость такого поля связана с поверхностной плотностью заряда σ формулой:

$$|\sigma| = \varepsilon_0 E_x = \varepsilon_0 \left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta x} \right|, \quad (2.2.8)$$

где Δx – изменение координаты в направлении, нормальном поверхности металла; $\Delta\varphi$ – разность потенциалов.

Описание установки и методики измерений. Для качественного исследования распределения потенциала и расчёта напряжённости электростатического поля мы применим методы моделирования, которые необходимо использовать, ввиду сложности постановки эксперимента для исследования реального электростатического поля. Нами будет использован зондовый метод при помощи электролитической ванны. Тем самым изучение электростатического поля мы заменим изучением поля стационарного тока в слабо проводящей однородной среде. Однако вышеописанный метод необходимо модернизировать. Проблема в том, что если проводить измерения на стационарном токе, то на металлических электродах будет наблюдаться выделение вещества на катоде (химическая реакция, называемая электролизом). В результате электролиза возможна так называемая «поляризация» электродов, которая приведёт к окислению самих электродов. В этом случае сопротивление электродов увеличится. Вследствие этого возникнет неконтролируемое изменение токов, что приведёт к неточному распределению потенциалов в электролите. Устранить проблему эффекта «поляризуемости» электродов можно путём подачи на них переменного напряжения. Только в этом случае линии электрических токов в электрическом поле будет совпадать с силовыми линиями электростатического поля. Распределение потенциала будет тоже аналогичным.

Мы будем использовать в работе обычную водопроводную воду как слабо проводящую среду. Вода имеет одинаковую проводимость в любых точках электролитической ванны. Два массивных электрода, как правило, устанавливаются на дно ванны для хорошего контакта с водой. Например, в лабораторной установке (рис. 2.14а) при использовании электродов возникнет аналогичное распределение потенциала, такое же,

как и в электростатическом поле в вакууме, которое создаётся двумя бесконечно длинными плоскостями.

Лабораторная установка (рис. 2.14) включает в себя ванну для электролита (1), комплект электродов (2), зонд (3), источник тока (выпрямитель ВС-24) с выходом для переменного тока 0...30 В, милливольтметр ламповый ВЗ-14 для подачи потенциала на зонд.



Рис. 2.14: *а* – электролитическая ванна с электродами; *б* – милливольтметр ламповый ВЗ-14 с зондом и выпрямитель ВС-24

Потенциал, снимаемый с кончика зонда, должен быть равен потенциалу определённой точки на поверхности электропроводящей бумаги при её касании. Область точек, для которых потенциал будет одинаков, и будет являться эквипотенциальной поверхностью. Также в работе используется милливольтметр, задача которого – измерять разность потенциалов между электродом и зондом.

Необходимо найти минимум 8–10 точек, чтобы построить эквипотенциальную поверхность. Благодаря перемещению зонда, надёжно касаясь дна ванны, можно находить эти точки. Достаточно определить положение хотя бы трёх эквипотенциалей, чтобы построить модель электростатического поля в данной работе.

Перейдём к рассмотрению электрической схемы лабораторной работы (рис. 2.15).

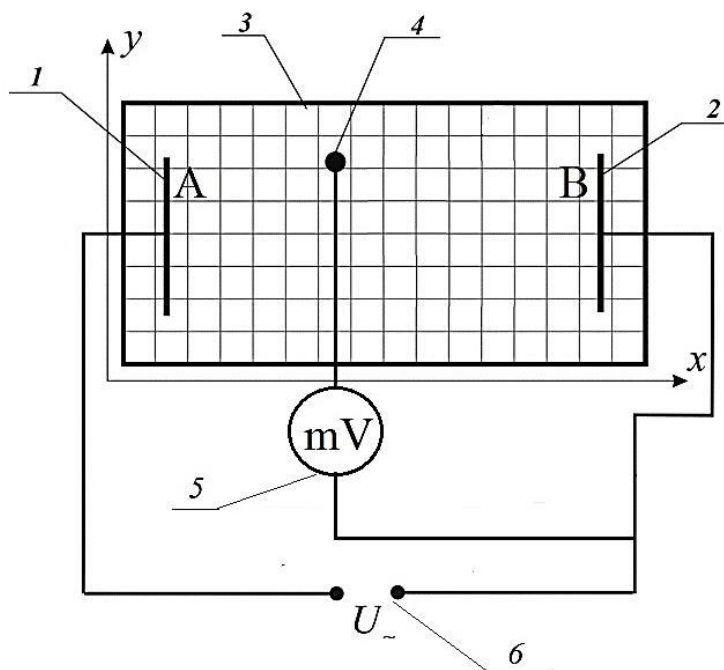


Рис. 2.15. Электрическая схема установки с ванной

Переменное напряжение от источника питания (6), подаётся на электроды А и В (1 и 2), установленные в плоскости ванны (3). К милливольтметру, соединённому по схеме с электродом В, подключается исследуемый зонд. Один из выводов милливольтметра является заземлённым.

Порядок выполнения работы:

1. Соберите установку по рисунку 2.15. Затем установите ванную в горизонтальное положение с помощью винтов регулировки, налив в неё воду. Необходимо достичь уровня воды примерно 3 см.

2. Электроды, моделирующие систему «плоскость – плоскость», установите на расстоянии 10–12 см друг от друга (рис. 2.14а).

3. Включите выпрямитель ВС-24 и подайте переменное напряжение на электроды 6–12 В.

4. Включите милливольтметр ламповый ВЗ-14, подготовьте его к работе, выдержав 10 мин. работы в автономном режиме.

5. Перемещайте зонд в вертикальном положении вдоль электрода В. Находите и отмечайте точки, соответствующие данной эквипотенциали. Потенциалы точек искать от 1–4 В с шагом 1 В.

6. Точки необходимо отметить тогда, когда стрелка милливольтметра чётко стоит на делении и не «прыгает» в стороны.

Если требуемую точность не удаётся установить, увеличьте предел измерений милливольтметра.

7. Выключите выпрямитель ВС-24 и милливольтметр ВЗ-14.

8. На миллиметровой бумаге начертить геометрию электродов. Обозначьте центральную ось x , соединяющую центры электродов.

9. Нанесите точки эквипотенциальной поверхности на координатную сетку на миллиметровой бумаге и соедините. Найдите и отметьте значение потенциала в этих точках.

10. Результаты измерений занесите в таблице 2.2.1. Постройте график зависимости $\varphi=f(x)$.

Таблица 2.2.1

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9
φ , В									
x , см									

11. По формуле (2.2.7) необходимо вычислить средние значения напряжённостей электрического поля в точках с координатами x_{cp} , которые расположены примерно посередине для каждой пары поверхностей равного потенциала. Результаты занести в таблицу 2.2.2.

Таблица 2.2.2

№	x_{cp}	φ_i , В	φ_{i-1} , В	$\Delta\varphi=\varphi_i-\varphi_{i-1}$, В	Δx , см	E_x , В/см	σ , Кл/см ²
1							
2							
...							

12. Постройте график зависимости $E_x(x)$ по данным таблицы 2.2.2.

13. Поверхностную плотность заряда рассчитать при помощи формулы (2.2.8) и занести в таблицу 2.2.2.

Контрольные вопросы:

1. Запишите формулу закона Кулона. Определите границы её применимости?

2. Дайте определение силовой характеристики электростатического поля?

3. Дайте определение энергетической характеристики электростатического поля?

4. Как ориентированы между собой поверхности равного потенциала и линии напряженности?

5. Запишите и объясните дифференциальную связь вектора напряжённости и потенциала?
6. Запишите и объясните дифференциальную связь вектора напряжённости и потенциала?
7. Почему в работе применяется метод моделирования электростатического поля?

Лабораторная работа № 2

Расчёт моста Уитстона на основе правил Кирхгофа

Цели работы: изучить разветвлённые цепи постоянного тока; определить сопротивление резисторов R_{x1} , R_{x2} , а также их последовательное соединение при помощи использования их в схеме с мостом Уитстона.

Приборы и материалы: набор магазинов сопротивлений МСР-63 в количестве 3 шт.; гальванометр; источник питания ВС 4-12; 2 исследуемых резистора 10 Вт – 10 Ом и 10 Вт – 5 Ом; соединительные провода; ключ.

Теоретическая часть. Электрические цепи, расчёт которых основан на законах Ома, как правило, состоят из внешней и внутренней частей. Во внутреннюю часть цепи входит источник тока или напряжения, во внешнюю – остальные элементы цепи. Электродвижущая сила (ЭДС) – основная характеристика источника. Если цепь имеет ветвления, то применять законы Ома совершенно не практично. В этом случае можно использовать два правила Кирхгофа, которые следует рассматривать как следствие из закона Ома для полной цепи и участков цепи.

Внешние сопротивления и ЭДС, входящие в контур, обычно задаются заранее, поэтому расчёт цепи сводится к определению токов, которые текут через резисторы. Разветвлённая внешняя цепь состоит из узлов и так называемых контуров. *Узел* – точка, к которой присоединены более трёх проводников. *Контуром* называют любую замкнутую часть цепи.

Перейдем к рассмотрению правил Кирхгофа.

Правило первое. Если токи сходятся в каком-либо узле цепи, то их сумма равна нулю (рис. 2.16):

$$\sum_{i=1}^N I_i = 0. \quad (2.2.9)$$

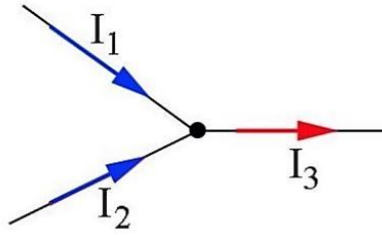


Рис. 2.16. Иллюстрация первого закона Кирхгофа

Если число узлов большое, допустим N , то для всех узлов справедливо равенство (2.2.9). Первое правило Кирхгофа вытекает из закона сохранения электрического заряда. Совершенно понятно, что если бы равенство (2.2.9) не имело смысла, то в узлах цепи происходило бы накопление электрического заряда.

Правило второе. Для любого контура рассматриваемой цепи сумма ЭДС ε_i , составляющих этот контур, можно рассчитать как сумму произведений силы тока I_i на соответствующее сопротивление участков R_i контура:

$$\sum_{i=1}^N \varepsilon_i = \sum_{i=1}^N I_i \cdot R_i. \quad (2.2.10)$$

Под суммой в первом и втором правилах нужно подразумевать алгебраическую сумму.

Необходимо помнить, что число независимых уравнений, вытекающих из второго правила (2.2.10), должно быть одним меньше, чем общее число контуров.

Если известно внутреннее сопротивление источников тока r или им невозможно пренебречь в условии конкретной задачи, то необходимо учесть внутреннее сопротивление источников тока:

$$\sum_{i=1}^N \varepsilon_i = \sum_{i=1}^N I_i \cdot (R_i + r_i). \quad (2.2.11)$$

Приведём план, которого нужно придерживаться при использовании правил Кирхгофа:

1. Направление токов и указывается произвольным образом, затем обозначается полярность ЭДС. Узлы на схеме обозначаются латинскими буквами. Задаётся направление обхода рассматриваемого контура произвольно.

2. Токи, входящие в узел, считаются положительными, выходящие – отрицательными.

3. ЭДС тоже имеет положительное и отрицательное значение. Если направление обхода контура сонаправлено с направлением тока в источнике, то знак ЭДС положителен, в противном случае – отрицателен. Следует помнить, что за направление тока в источнике с ЭДС принято направление от отрицательного полюса к положительному.

4. В итоге, число уравнений (2.2.9) и (2.2.10) равно числу токов рассматриваемой цепи. При известных R и ЭДС решается система вышеуказанных уравнений и определяются все токи, текущие через резисторы.

5. Если значение силы тока получилось отрицательным, то это говорит о том, что неверно задано произвольное направление тока в контуре. За ошибку данный факт не считается, просто необходимо иметь в виду, что действительное направление тока меняется на противоположное.

Рассмотрим на практике применение двух этих правил к расчёту схемы, приведённой на рисунке 2.17.

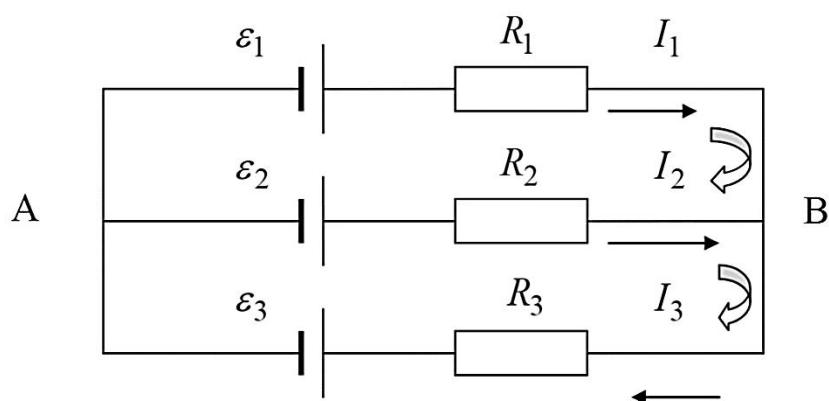


Рис. 2.17. Разветвлённая цепь постоянного тока

Первое правило Кирхгофа, например для узла В (рис. 2.17), запишется следующим образом:

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0. \quad (2.2.12)$$

Рассмотрев контур $A\varepsilon_1B\varepsilon_2A$, применим второе правило Кирхгофа:

$$I_1R_1 + I_2R_2 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2. \quad (2.2.13)$$

Аналогичные рассуждения проведём с контуром $A\varepsilon_2B\varepsilon_3A$:

$$I_2R_2 + I_3R_3 = \varepsilon_2 - \varepsilon_3. \quad (2.2.14)$$

Полученные уравнения (2.2.12–2.2.14) решаем согласно п. 4 вышеописанного плана, т. е. находим I_1 , I_2 , I_3 .

Описание установки и методики измерений. Лабораторная установка показана на рисунке 2.18. В её состав входит источник питания ВС 4-12 (1), исследуемый резистор (например, 10 Вт – 10 Ом), гальванометр (3), ключ (4), три магазина сопротивлений МСР-63 (5).

Расчёт сопротивления неизвестного резистора производится с помощью моста постоянного тока (Уитстона). Схема моста приведена на рисунке 2.19.

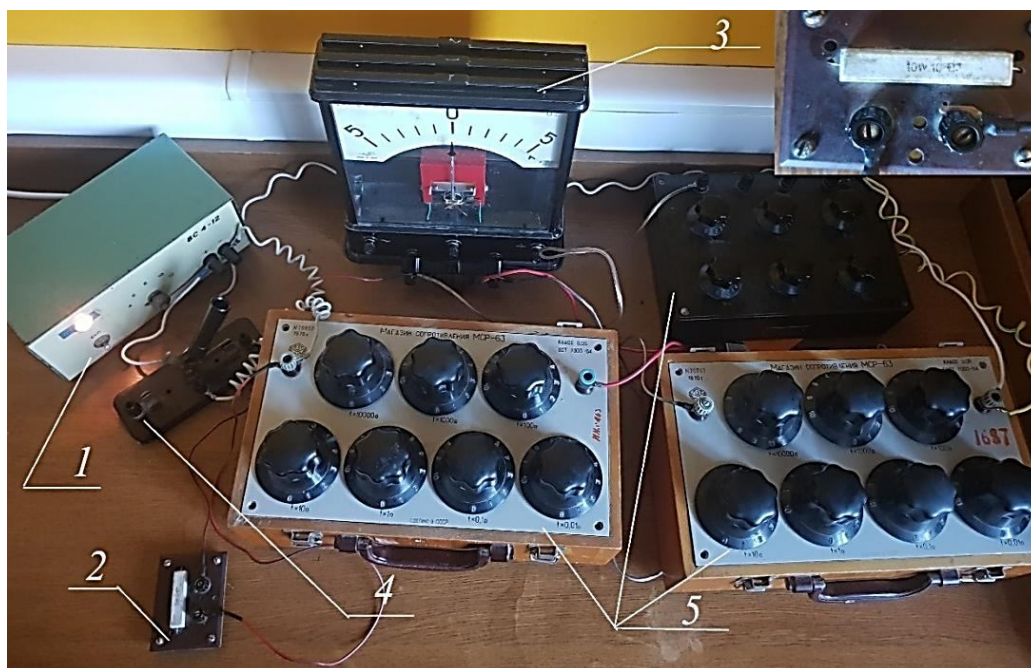


Рис. 2.18. Внешний вид установки, собранной по мостовой схеме

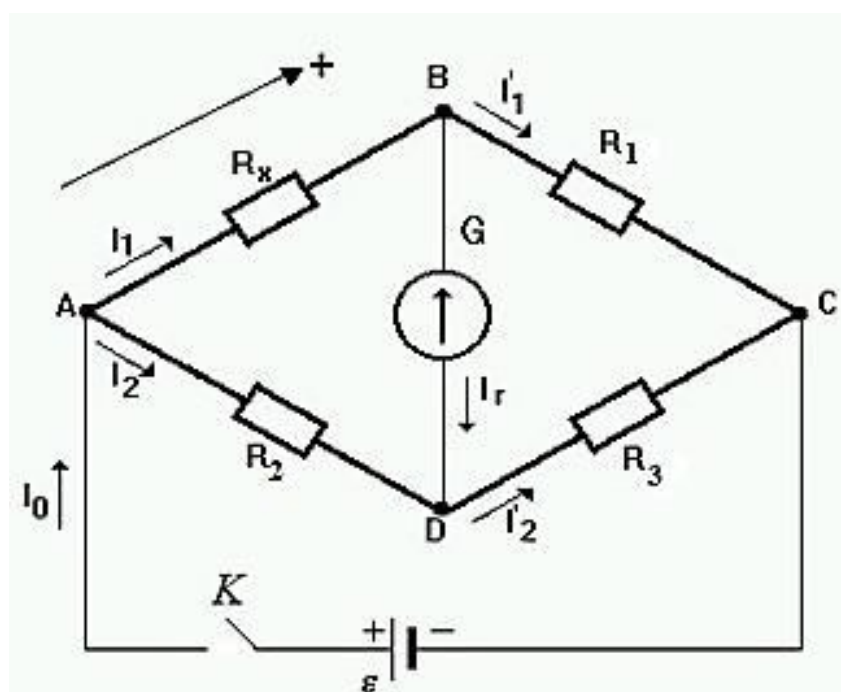


Рис. 2.19. Мостовая схема

Мост Уитстона (рис. 2.19) состоит из четырёх резисторов, сопротивления которых можно изменять, и напоминает внешним видом ромбоэдр (три магазина сопротивления и одно исследуемое сопротивление).

В горизонтальную диагональ моста включён источник тока ε , а в вертикальную – гальванометр G . На схеме чётко видно, что гальванометр G , как мост, перебрасывается между параллельными ветвями ABC и ADC цепи, о чём и говорит само название схемы.

Ветвь ABC состоит из неизвестного резистора R_x и эталонного магазина R_1 . Сопротивление последнего задаётся студентом. Ветвь ADC состоит из магазинов R_2 и R_3 , причём в работе главную роль будет играть соотношение между ними, а не отдельные их значения.

Рассмотрим конкретный расчёт мостовой схемы (рис. 2.19) с использованием правил Кирхгофа (2.2.9) и (2.2.10). Направления сил токов уже указаны на рисунке 2.19. Направление обхода во всех контурах будет совпадать с часовой стрелкой часов. Напишем следующие уравнения:

$$I_1 - I_1' - I_r = 0 - \text{для узла В,} \quad (2.2.15)$$

$$I_2 - I_2' + I_r = 0 - \text{для узла D,} \quad (2.2.16)$$

$$I_1 R_x + I_r R - I_2 R_2 = 0 - \text{для контура ABDA,} \quad (2.2.17)$$

$$I_1' R_1 - I_2' R_3 - I_r R = 0 - \text{для контура BCDB,} \quad (2.2.18)$$

где R – сопротивление гальванометра.

Чтобы измерить R_x , необходимо подобрать значение сопротивления в магазине R_2 . Ток гальванометра при этом обнуляется ($I_r = 0$). Это будет означать, что потенциалы точек В и D одинаковы. Тогда из уравнений (2.2.15) и (2.2.16) следует: $I_1 = I_1', I_2 = I_2'$. Отсутствие тока в вертикали моста будет означать, что схема *сбалансирована*. Этот факт существенно упростит систему уравнений (2.2.15–2.2.18). В итоге можно прийти к выводу о том, что искомое R_x можно посчитать по следующей формуле:

$$R_x = R_1 \frac{R_2}{R_3}. \quad (2.2.19).$$

Но и это уравнение можно значительно упростить, если $R_2 = R_3$, т. е. подбирать R_2 при одинаковых значениях в нагрузке моста $R_2 = R_3$, тогда:

$$R_x = R_1. \quad (2.2.20).$$

Порядок выполнения работы:

1. Рекомендуются самостоятельно собрать схему, изображённую на рисунке 2.19. Цепь собирайте от «+» к «-». Мост собирайте отдельно.

2. Сопротивление в магазинах R_2 и R_3 должно быть одинаковым ($R_2 = R_3$) от 10 до 20 Ом с шагом в 5 Ом.

3. Сопротивление магазина R_1 должно быть близко к R_2 и R_3 . Делается это для того, чтобы нигде в мосте не протекали большие токи, тем самым не было выставлено нулевое сопротивление, иначе можно легко испортить установку и сжечь гальванометр.

4. Подайте напряжение на источник питания, замкните ключ K и регулируйте напряжение на выпрямителе до тех пор, пока гальванометр, включённый в диагональ моста, не станет показывать отличные от нуля значения. Обычно 6–10 В.

5. Изменяя сопротивление магазина R_1 вручную, добейтесь факта установления стрелки гальванометра на нуле! В этом случае можно вычислить R_{x1} .

6. Повторите измерение R_{x1} при других значениях $R_2 = R_3$.

7. Включить в схему резистор R_{x2} , а затем последовательно соединить $R_{x1} + R_{x2}$ и повторить пункты 3–5.

8. Вычисленные и измеренные результаты заносятся в таблицу 2.2.3.

9. Для каждого из девяти случаев рассчитайте относительную ε и абсолютную погрешности ΔR_x измерений по формулам:

$$\frac{\Delta R_x}{R_x} = \frac{\Delta R_1}{R_1} + \frac{\Delta R_2}{R_2} + \frac{\Delta R_3}{R_3}. \quad (2.2.21)$$

Погрешности ΔR_1 , ΔR_2 и ΔR_3 вычисляются по следующей формуле:

$$\Delta R_{1,2,3} = \frac{\gamma R_{1,2,3}}{100} + 0,2ma, \quad (2.2.22)$$

где $R_{1,2,3}$ – номинальное значение сопротивления магазинов 1–3 сопротивления; γ – класс его точности ($\gamma = 0,05$); m – количество декад (6 или 7); a – постоянная магазина.

Таблица 2.2.3

Исследуемый резистор	№	Измерено			Вычислено			
		R_1 , Ом	R_2 , Ом	R_3 , Ом	R_x , Ом	ΔR_x , Ом	R_{xcp} , Ом	ε , %
R_{x1}	1		10	10				
	2		15	15				
	3		20	20				
R_{x2}	1		10	10				
	2		15	15				
	3		20	20				
$R_{x1} + R_{x2}$	1		10	10				
	2		15	15				
	3		20	20				

10. Запишите средние значения ΔR_{xcp} и R_{xcp} для первого и второго резисторов и их последовательного соединения. Окончательный результат записывается в виде: $R_x = (\pm) \text{ Ом}$, $\varepsilon = \%$.

11. Полученные данные сравниваются с реальными значениями сопротивлений, на которые рассчитаны оба резистора.

12. **ВНИМАНИЕ!** В процессе работы следите, чтобы исследуемые резисторы не перегревались: если это происходит, периодически размыкайте ключ и давайте возможность им остыть.

Контрольные вопросы:

1. Что называют электрическим током? Что такое свободные носители заряда?
2. Почему возникает электрическое сопротивление в металлах при протекании тока?
3. Сформулируйте закон Ома для общей и полной цепей?
4. Сформулируйте правила Кирхгофа?
5. Объясните принцип работы моста Уитстона?

Лабораторная работа № 3 Расчёт горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли

Цели работы: изучение основных характеристик магнитного поля Земли; расчёт индукции поля Земли с помощью тангенс-гальванометра. Сравнение результата с международной моделью главного магнитного поля Земли.

Приборы и материалы: тангенс-гальванометр; вольтамперметр; реостат; выпрямитель ВС-24; ключ; коммутатор; соединительные провода.

Теоретическая часть. Наша планета Земля – большой магнит, у которого имеется собственное магнитное поле (рис. 2.20). До расстояний, примерно равным трём радиусам Земли, это магнитное поле можно сравнить с полем однородно намагниченного шара, имеющего напряжённость около $55,7 \text{ А/м}$ ($0,70 \text{ Э}$) на полюсах и $33,4 \text{ А/м}$ ($0,42 \text{ Э}$) – на экваторе.

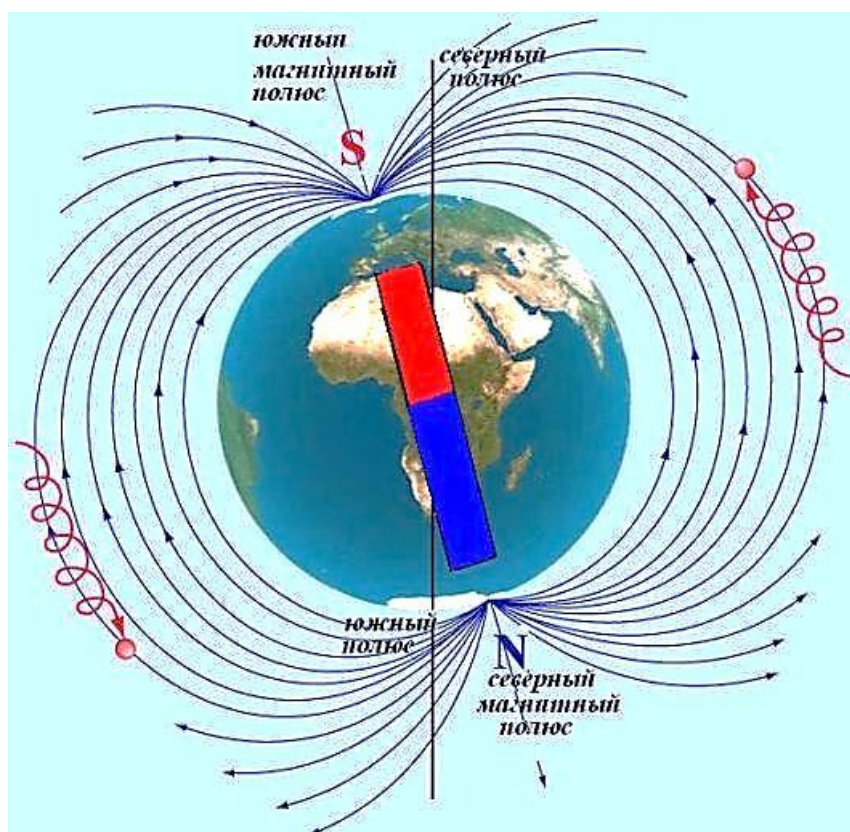


Рис. 2.20. Собственное магнитное поле Земли

На рисунке 2.20 видно, что силовые линии выходят из Земли вблизи Южного географического полюса.

Вблизи Антарктиды расположен северный геомагнитный полюс N , а расположенный в Канаде южный геомагнитный

полюс S находится вблизи Северного географического полюса. Начиная с XVII века Южный геомагнитный полюс постепенно выходит за пределы двухсотмильной зоны Канады и направляется к Таймыру (рис. 2.20). Магнитная индукция Земли уменьшается от 70 мкТл в направлении от геомагнитных полюсов к экватору и достигает примерно 40 мкТл на экваторе. Расстояние между географическими и магнитными полюсами примерно 300 км. Это означает, что географическая ось отклонена от геомагнитной оси примерно на $11,5^\circ$.

В настоящее время северный геомагнитный полюс вблизи Антарктиды выходит в Индийский океан.

Магнитное поле Земли в конкретной точке можно рассчитать, если знать элементы земного магнетизма. К ним можно отнести горизонтальную составляющую индукции магнитного поля B_h , склонение D и наклонение I . На рисунке 2.21 показаны основные элементы магнитного поля Земли. Склонением D называют угол между географическим X и магнитным меридианом H на поверхности Земли. Склонение отрицательно, если северный конец магнитной стрелки отклонён к западу от географического меридиана, и положительно – если к востоку. В практических целях широко используются магнитные карты, на которых указано значение склонения. Это необходимо для того, чтобы по показанию компаса уметь определять истинное положение меридиана.

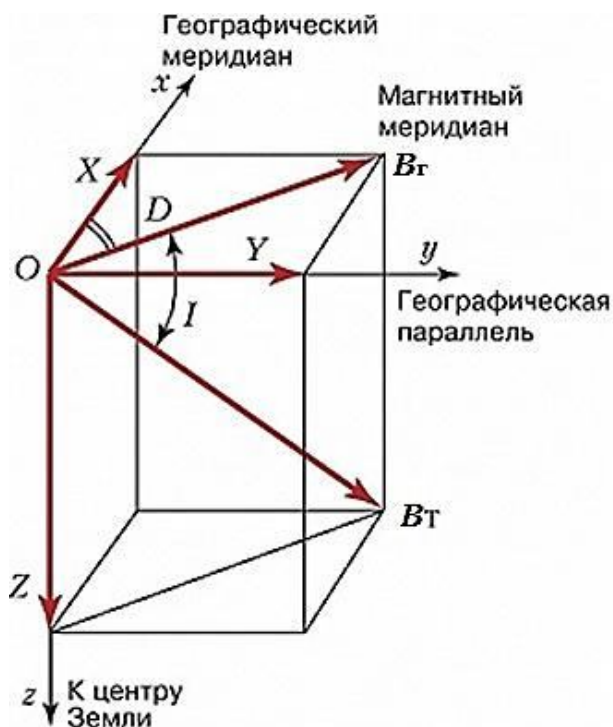


Рис. 2.21. Элементы земного магнетизма

Наклоном I называют угол между горизонтальной плоскостью и магнитной силовой линией. Как на земных полюсах, так и областях крупнейших магнитных аномалий наклонение составляет 90° .

Направление силовых линий магнитного поля можно определить при помощи компаса или магнитной стрелки. Если в поле тяжести Земли мы подвесим на невесомой нити стрелку NS таким образом, чтобы совместить точку подвеса с центром тяжести, то стрелка установится по направлению вектора B_T . Вертикальную плоскость, которая проходит по оси уже установившейся магнитной стрелки, считают плоскостью геомагнитного меридиана z .

Проекцию вектора магнитной индукции на плоскость горизонта называют горизонтальной составляющей магнитной индукции Земли. Проекция этого вектора лежит в плоскости магнитного меридиана. Проекция \vec{B} на ось OX (рис. 2.21) есть северная составляющая поля Земли – B_x . Соответственно, проекция \vec{B} на ось OY есть восточная составляющая поля Земли – B_y . Становится совершенно понятно, что B_z – проекция вертикальной составляющей по оси OZ . Все три составляющие связаны между собой соотношениями:

$$B_T = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}, B_{рез} = B_T = \sqrt{B_T^2 + B_z^2}. \quad (2.2.23)$$

Стоит отметить, что свободное вращение магнитной стрелки возможно только вокруг оси OZ . В связи с этим она установится в плоскости магнитного меридиана под действием горизонтальной составляющей поля Земли.

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.22. показан тангенс-гальванометр (вид сверху). Он служит для измерения B_T . Тангенс-гальванометр представляет собой катушку, на вертикальной оси которой (по центру) установлена магнитная стрелка. Стрелка помещена в круглую пластиковую коробку. На дне коробки по контуру имеется круговая проградуированная в градусах шкала.

Катушка тангенс-гальванометра имеет число витков $N = 10$. Диаметр катушки, как видно из рисунке 2.22, существенно больше длины стрелки и составляет $D=516$ мм.

По закону Био – Савара – Лапласа можно рассчитать индукцию магнитного поля $B_{кат.}$, создаваемого круговым витком с током при протекании известного тока I в самом центре этого витка:

$$B_{\text{кат.}} = \frac{\mu_0 I}{2r} N, \quad (2.2.24)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; r – радиус катушки витка с током. По правилу буравчика, вектор $B_{\text{кат.}}$ будет направлен перпендикулярно плоскости витков катушки.

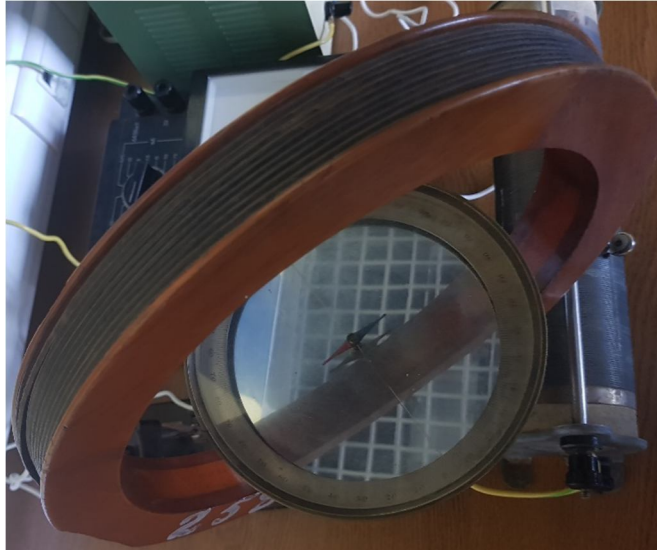


Рис. 2.22. Тангенс-гальванометр

Необходимо отметить, что мы пользуемся законом Био – Савара – Лапласа для расчёта поля кругового витка с током, а не расчёта поля соленоида, так как считаем круговой виток обычной катушкой несоленоидом!

Сориентировав плоскость витков этой катушки параллельно магнитной стрелке, можно увидеть, что магнитная стрелка установится в направлении поля $B_{\text{рез}}$, которое по принципу суперпозиции равно $\vec{B}_\Gamma + \vec{B}_{\text{кат.}}$ (рис. 2.23).

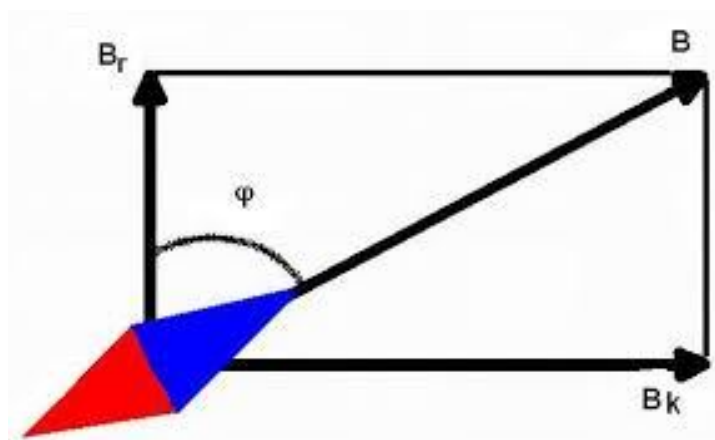


Рис. 2.23. Связь между B_Γ и $B_{\text{кат.}}$.

Из рисунка 2.23 видно, что

$$\operatorname{tg} \varphi = B_{\text{кат.}} / B_{\Gamma}. \quad (2.2.25)$$

Из уравнений (2.2.24) и (2.2.25) получим:

$$B_{\Gamma} = \frac{\mu_0 N I}{2r \operatorname{tg} \varphi} = \frac{\mu_0 N I}{D \operatorname{tg} \varphi}, \quad (2.2.26)$$

где D – диаметр катушки.

Лабораторная установка изображена на рисунке 2.24. Она включает в себя тангенс-гальванометр (1), вольтамперметр (2), выпрямитель ВС-24 (3), реостат (4), коммутатор (5).



Рис. 2.24. Фотография внешнего вида установки

Чтобы студенты понимали, как подключать соединительные провода, мы привели схему данной установки, которая изображена на рисунке 2.25.

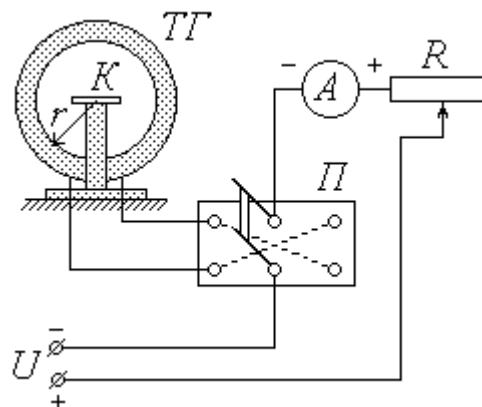


Рис. 2.25. Электрическая схема установки

Порядок выполнения работы:

1. Нужно собрать цепь по схеме (рис. 2.25), соблюдая полярность. Тангенс-гальванометр расположите как можно дальше от остальных приборов, которые могут наводить свои магнитные поля на стрелку, тем самым уменьшить достоверность полученных результатов.

2. Поворачивая тангенс-гальванометр, ориентируйте плоскость витков катушки параллельно плоскости магнитного меридиана, тогда магнитная стрелка будет находиться в плоскости витков катушки.

3. Выведите в крайнее правое положение ползунков реостата R . Реостат будет настроен на максимальное сопротивление, затем подайте напряжение на источник (3). Поставьте коммутатор (5) в любое крайнее положение. Двигая ползунков реостата, добейтесь значения такого тока в катушке, чтобы стрелка повернулась примерно на 45° , но не более. Когда стрелка займет фиксированное положение, запишите величину тока и само значение углов отклонения стрелки φ_1 и φ_1' .

4. Поменяйте положение коммутатора (5) на противоположное и снова зафиксируйте углы φ_2 и φ_2' . Запишите в черновик углы отклонения стрелки и противоположный ток. Изменение направление тока коммутатором мы используем для определения угла $\varphi_{ср}$, который можно посчитать, взяв среднее арифметическое из четырёх углов. Этот факт позволяет минимизировать неточности в установлении витков тангенс-гальванометра в плоскости магнитного меридиана.

5. Затем повторите п. 3–4 примерно пять раз при разных значениях тока. Если ток не увеличивается, поменяйте предел измерения прибора.

6. Выключите установку. Измерение значений тока и углов отклонения запишите таблицу 2.2.4.

Таблица 2.2.4

№ п.п.	Измерено					Вычислено					
	$I,$ А	$\varphi_1,$ °	$\varphi_1',$ °	$\varphi_2,$ °	$\varphi_2',$ °	$\varphi_{ср},$ °	$B_z,$ мкТл	$B_{гср},$ мкТл	$\Delta B_r,$ мкТл	$\Delta B_{гср},$ мкТл	$\varepsilon, \%$
1.											
2.											
3.											
4.											
5.											

7. Определив $\varphi_{ср}$ с учётом выражения (2.2.26), вычислите горизонтальную составляющую B_r для каждого случая. Рассчитайте средние значения индукции $B_{гср}$.

8. Рассчитайте относительную ε и абсолютную ошибки ΔB_r по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\Delta B_r}{B_r} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\varphi}{\sin 2\varphi}\right)^2}, \quad (2.2.27)$$

где погрешности ΔI – цена деления шкалы вольтамперметра, а погрешности угла $\Delta\varphi$ не превышают 1° . Не забудьте посчитать значение $\Delta B_{\text{ср}}$.

9. Запишите результат $B_r = (\pm) \text{ мкТл}$, $\varepsilon = \%$.

10. Полученные данные нужно будет сравнить со значениями IGRF-12 – международной модели главного магнитного поля Земли (<http://serv.izmiran.ru/cgi-bin/igrf-11a.py>).

Контрольные вопросы:

1. Назовите основные характеристики земного магнитного поля?

2. Каковы основные элементы магнитного поля Земли?

3. В чём заключается закон Био – Савара – Лапласа? Запишите формулы для поля прямого и кругового токов на его основе.

4. Назовите основные части тангенс-гальванометра.

Лабораторная работа № 4

Изучение гистерезиса ферромагнитных материалов

Цель работы: изучение характера кривой петли гистерезиса; построение графика зависимости индукции внешнего магнитного поля от индукции поля в ферромагнетике при использовании сплошного и пластинчатого сердечников.

Приборы и материалы: базовый блок цифровой лаборатории СОВРА-3 или источник DC 12 В/2 А; универсальный источник питания 18 В/5 А; две катушки; цельный и пластинчатый железные сердечники; перекрёстный выключатель; реостат на 10 Ом/5,7 А; аксиальный датчик Холла; цилиндрическая опора; прямоугольный зажим; штативный стержень; модуль измерительный «Сила / Тесла»; программное обеспечение для измерителя «Сила / Тесла»; стандартный информационный кабель RS-232, ПК с системой Windows®; соединительные шнуры.

Теоретическая часть. Известно, что протекающий ток через проводники любой формы создаёт магнитное поле, форма и направление которого определяется правилом буравчика,

или правилом правой руки. Например, поместим витки с током сначала в масло, затем в вакуум. Мы увидим, что магнитное взаимодействие между токами в витках изменится. Другими словами, становится совершенно понятно, что индукция магнитного поля в веществе отлична от этой же индукции в вакууме.

Величину, которая показывает соотношение между индукцией (или напряженностью) магнитного поля в среде и индукцией поля в вакууме, называют магнитной проницаемостью среды:

$$\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{B}_0} \quad \text{или} \quad \mu = \frac{\vec{H}}{\vec{H}_0}, \quad (2.2.28)$$

где B , H – индукция (или напряжённость) однородной среды; B_0 , H_0 – индукция (или напряжённость) поля в вакууме.

Любые вещества, будь то газ, жидкость или твёрдое тело, согласно опытным данным, обладают некоторыми магнитными свойствами. Магнитные свойства этих веществ объясняются магнитными свойствами самих частиц, входящих в состав их атомов (электроны, протоны и нейтроны). Магнитные свойства электронов примерно в тысячу раз будут ярче выражены, чем магнитные свойства протонов или нейтронов. Отсюда ясно, что эти свойства в веществах будут определяться в основном электронами.

Как известно из курса атомной физики, электрон имеет собственное, или спиновое, магнитное поле (англ. *spin* – вращение). Однако электрон наряду с собственным механическим моментом обладает ещё и орбитальным механическим моментом, в связи с этим магнитное поле, создаваемое электроном, возникает за счёт кругового микротока (орбитальное движение). Из вышесказанного можно сделать вывод о том, что весь спектр магнитных свойств вещества определяется спиновыми электронными полями и магнитными полями.

По магнитным свойствам вещества можно разделить на две группы: слабомагнитные и сильномагнитные. К слабомагнитным относят так называемые парамагнетики и диамагнетики. Если их внести в магнитное поле, то парамагнетики станут намагничиваться таким образом, что их собственное магнитное поле станет сонаправлено внешнему полю (рис. 2.26), в диамагнетиках при намагничивании эти поля будут противоположно направленными. Другими словами, если мы намагничиваем парамагнетик (рис. 2.26), то его круговой микротоков,

создаваемый электронами, будет иметь такое направление, при котором собственное магнитное поле B будет направлено вдоль внешнего B_0 , которое намагничивает парамагнетик.

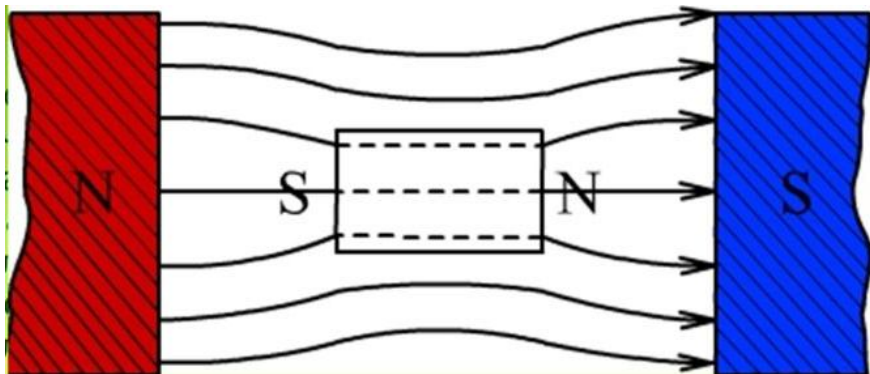


Рис. 2.26. Намагничивание парамагнетика

В действительности все частицы, составляющие парамагнетик, являются элементарными магнетиками. Поле B_0 поворачивает северные полюса этих частиц вдоль него самого. На рисунке 2.26 поле B_0 создаётся магнитом. Тогда магнитное поле B парамагнитного образца будет немного усиливать внешнее поле B_0 , так что общее результирующее поле, создаваемое частицами парамагнетика, $B > B_0$. В связи с этим, согласно (2.2.28), у парамагнетиков $\mu > 1$, чего не скажешь о диамагнетиках. В диамагнетиках $\mu < 1$, причём величина μ в диамагнетиках чуть меньше, а в парамагнетиках – чуть больше единицы.

Интересно поведение парамагнитных и диамагнитных образцов в неоднородном магнитном поле, создаваемом электромагнитом. Если поместить диамагнитный или парамагнитный образец в пространстве между электромагнитом, как показано на рисунке 2.27, то можно заметить, что образец из парамагнетика втягивается в область сильного поля электромагнита (рис. 2.27а), а диамагнетик, наоборот, выталкивается из этой области (см. рис. 2.27б).

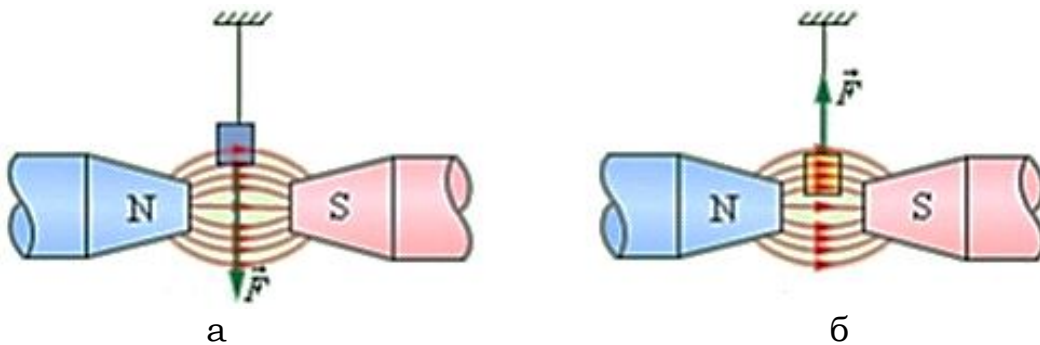


Рис. 2.27. Парамагнетик (а) и диамагнетик (б) в неоднородном поле электромагнита

К веществам, обладающим парамагнитными свойствами можно отнести не только типичные металлы, такие как алюминий (Al) и платина, но и оксиды NO, MnO и некоторые соли, например FeCl₃, к диамагнетикам – азот (N₂), водород (H₂), германий (Ge), кремний (Si), висмут (Bi).

К сильномагнитным по свойствам веществам относят ферромагнетики, которые обладают сильной намагниченностью во внешнем поле. У ферромагнетиков μ обычно варьирует от 10^2 до 10^5 .

К веществам, обладающим ферромагнитными свойствами, можно отнести Fe, Ni, Co, Gd. Причём наибольшее значение μ присуще Fe.

Ферромагнетики способны терять намагниченность (размагничиваются) при снятии внешнего поля B_0 . В этом случае такие ферроматериалы называются магнито-мягкими, в противоположном случае, при сохранении намагниченности, – магнитожёсткими.

Величина μ ферромагнитных образцов крайне неустойчива и может изменяться в определённых пределах. В основном μ зависит от B_0 . Эта зависимость $\mu(B_0)$ показана на рисунке 2.28.

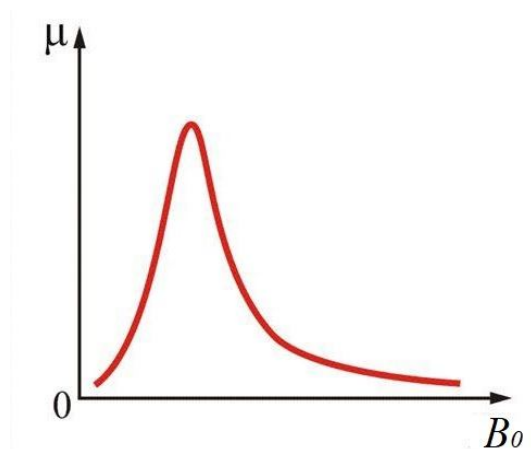


Рис. 2.28. Магнитная проницаемость μ как функция поля B_0

Из рисунка 2.28 следует, что график приведённой зависимости $\mu(B_0)$ имеет сложный нелинейный характер. Максимальное значение μ лежит в диапазоне 10^3 – 10^6 .

Если построить зависимость $B(B_0)$ для произвольного ферромагнитного образца, то мы получим некоторую сложную кривую, которая называется петлей гистерезиса (см. рис. 2.29).

Если увеличивать B_0 , то в некоторый момент по оси абсцисс её величина достигнет значения B_{os} . Если $B_0 > B_{os}$, то наступает «выполаживание» кривой намагничивания. Такое

состояние называют магнитным насыщением – достижение максимальной намагниченности. B_{os} – величина внешнего поля, при котором наблюдается насыщение (от англ. *saturation* – насыщение).

Если мы пойдём по оси абсцисс влево от точки B_{os} , то в этом случае мы уменьшим значение B_0 практически до нуля. В точке пересечения $B_0 = 0$ с осью ординат мы можем увидеть точку B_r . В этой точке ферромагнитный образец сохраняет намагниченность, называемую остаточной намагниченностью (от англ. *residual* – остаточный). На свойстве остаточной намагниченности у ферроматериалов основано изготовление постоянных магнитов.

Если пойти по стрелке от точки B_r вниз, уменьшая значения B по оси ординат, то можно найти точку на оси абсцисс B_0 с противоположным её значением по абсолютной величине. Это точка $-B_{oc}$. Она соответствует размагниченному состоянию нашего образца. Другими словами, при действии B_{oc} – коэрцитивной силы (от лат. *coercitio* – удерживание) образец размагнитится. Можно продолжить далее намагничивать и размагничивать образец, как это указано стрелками на рисунке 2.29, получая при этом петлю гистерезиса.

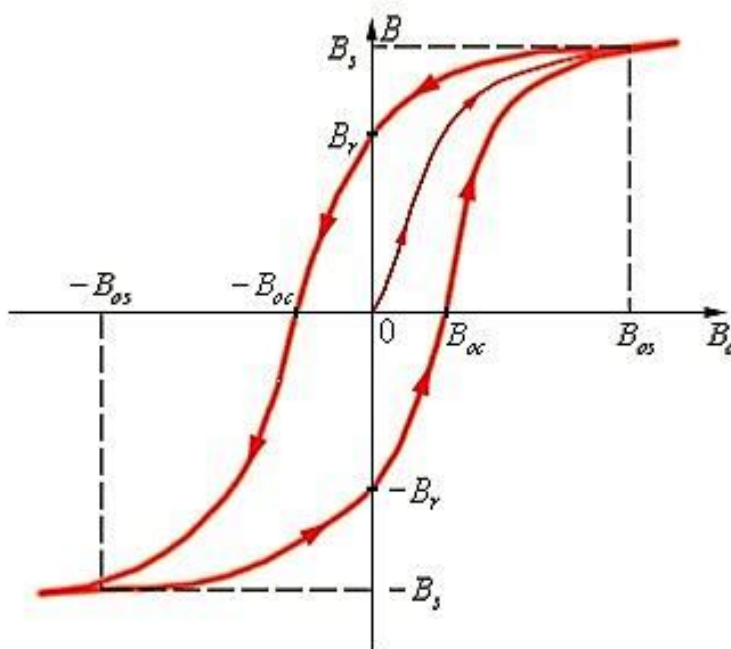


Рис. 2.29. Кривая намагничивания (гистерезис)

Если мы будем исследовать разные ферромагнитные материалы, будь это магнитомягкие или магнитожёсткие ферромагнетики, то форма петли будет заметно отличаться. Значение

коэрцитивной силы B_{oc} отлично от нуля, поэтому петля получится узкой по ширине оси абсцисс. В магнитожёстких материалах значение B_{oc} велико – петля широкая.

Окончательно свойства ферроматериалов можно объяснить, опираясь только на квантовые представления. С качественной точки зрения их можно объяснить наличием у электрона собственного (спинового) магнитного поля. В феррокристаллах, в результате сильного взаимодействия спиновых полей у соседних электронов, становится энергетически выгодной их параллельная ориентация. При таком взаимодействии в кристалле появляются доменные области самопроизвольной намагниченности. Размер области около 10^{-2} – 10^{-4} см. Домен – это постоянный магнит небольших размеров, который состоит из 10^4 – 10^5 атомов, магнитные моменты которых ориентируются в одном направлении.

Рассмотрим поближе процесс намагничивания ферромагнитного образца. На рисунке 2.30 стрелками указывается направление намагниченности в доменах. Сплошными линиями обозначена доменная граница.

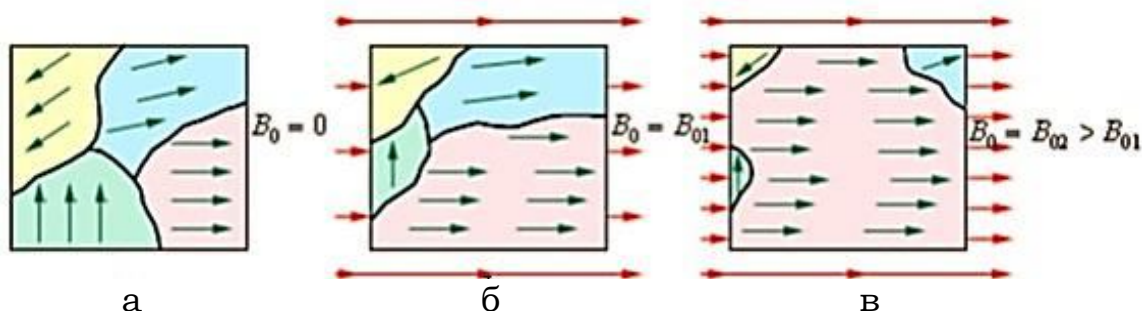


Рис. 2.30. Намагничивание ферромагнетика

Наличие насыщения на рисунке 2.29 при $B_0 > B_{os}$ связано с тем, что в ферромагнитном состоянии макроскопический образец разбивается на домены – области, в которых самопроизвольная намагниченность имеет различные направления (рис. 2.30а). Размеры доменов оказываются намного больше микроскопических расстояний между взаимодействующими магнитными моментами, но меньше размера образца. Если размеры доменов много больше размеров доменных границ, образование доменов будет энергетически выгодным, и образец будет иметь достаточно сложную доменную структуру. Так как намагниченность доменов различается по направлению, макроскопический образец в целом будет иметь нулевую намагниченность (рис. 2.30а).

Если к образцу приложить поле $B_0 = B_{01}$ (рис. 2.30б), намагниченность образца (магнитный момент в направлении приложенного магнитного поля) начнёт возрастать. Это связано как с изменением объёма доменов (движением доменных стенок), так и с изменением направления намагниченности в доменах (рис. 2.30в) $B_0 = B_{02} > B_{01}$.

Оба эти процесса, как правило, необратимы, т. е. при снятии B_0 система магнитных доменов не возвращается в исходное состояние, что зачастую приводит к неоднозначной зависимости $B(B_0)$ и как следствие изменению формы петли гистерезиса.

Описание установки и методики измерений. Лабораторная установка приведена на рисунке 2.31. Она включает в себя базовый блок цифровой лаборатории COBRA-3 (1), источник питания универсальный 18 В/5 А (2), две катушки (3), цельный и пластинчатый железные сердечники (4), реостат на 10 Ом/5,7 А (5), перекрёстный выключатель (6), аксиальный датчик Холла (7), цилиндрическая опора, прямоугольный зажим, штативный стержень (8), стандартный информационный кабель RS-232 (9), модуль измерительный «Сила / Тесла» (10), программное обеспечение для измерителя «Сила / Тесла» и ПК с системой Windows® (11).

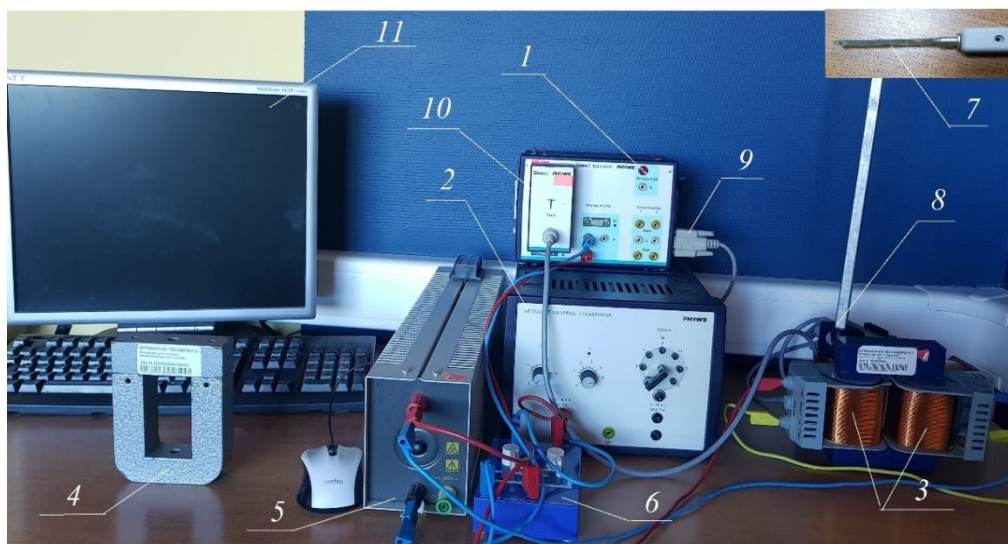


Рис. 2.31. Общая фотография рабочей установки COBRA-3

В настоящей работе поле B_0 создаётся с помощью катушек (электромагнита). Сердечник изготовлен из ферромагнитного материала и устанавливается внутрь катушки. Напряжённость H_0 магнитного поля катушек можно найти из формулы:

$$H_0 = \frac{I \cdot n}{L}, \quad (2.2.29)$$

где $N = 600$ – число витков катушки; L – средняя длина катушки: для цельного сердечника $L = 232$ мм, для пластинчатого сердечника – $L = 244$ мм.

Коэффициент N/L – относительное число витков катушки. Со сплошным сердечником: $N/L = 2586 \text{ м}^{-1}$, с пластинчатым – $N/L = 2459 \text{ м}^{-1}$.

Поскольку базовый блок ЦА СОBRA-3 (1) измеряет напряжение U на катушке, то с использованием реостата, рассчитанного на 10 Ом, сила тока I в катушке:

$$I = \frac{U}{10}. \quad (2.2.30)$$

Катушки необходимо разместить как можно дальше от компьютера и источников питания во избежание помех от сильных магнитных полей в процессе передачи данных.

Датчик Холла (7) зажимается на штативном стержне в прямоугольном зажиме и устанавливается внутри сердечника посередине над катушками так, чтобы он оказался около круглого отверстия в разрезе сердечника. Допустимое поле B , возникающее в ферромагнетике, которое может измерить датчик Холла, составляет не более 1000 мТл.

Модуль измерительный «Сила / Тесла» (10) подключается к модульному порту № 1, а реостат – к аналоговому входу № 2 цифровой лаборатории СОBRA-3 (1).

Ограничитель тока на источнике питания 18 В/5 А устанавливается на 5 А, а сопротивление на реостате равно 10 Ом (крайняя правая позиция ползунка).

С помощью перекрёстного выключателя можно изменять направление поля при напряжении 0 В на источнике (2).

Порядок выполнения работы:

1. Необходимо запустить измерительную программу «Phywe measure». В меню «Gaude» выбираем «Force / Tesla». Установите измерительные параметры и экранные опции, как показано на рисунке 2.32. Нажмите «Continue». Откроется рабочее окно измерений.

2. Включите универсальный источник питания (2), выставите ток 5А.

3. Регулятором напряжения на источнике (2) медленно и с небольшим шагом увеличивайте напряжение от 0 до 18 В, одновременно нажимая клавишу «пробел» на клавиатуре. Каждое нажатие клавиши «Пробел» фиксирует значение поля B на графике $B = f(H_0)$ монитора. Продолжите измерения, понижая напряжение от 18 В до нулевого значения.

4. При помощи перекрёстного выключателя (6) измените полярность поля B_0 (напряжения). Повторите пункт 3.

Измеренные значения нужно представить графиком зависимости $B(I_0)$ от силы тока катушек.

5. Снова измените полярность внешнего поля B_0 при помощи перекрёстного выключателя (6). Увеличивайте напряжение на источнике (2) от 0 до 18 В, одновременно нажимая клавишу «пробел» на клавиатуре. Построится график «гистерезиса».

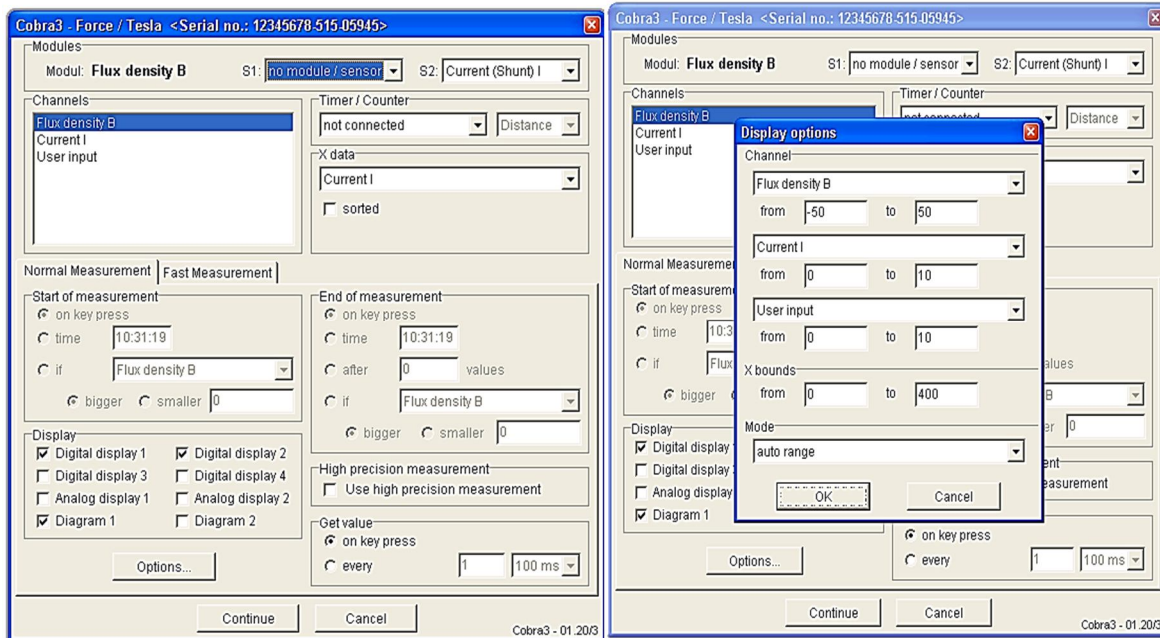


Рис. 2.32. Окна установки параметров «Калибровка» измерителя «Сила / Тесла»

6. По графику $B=f(I_0)$ гистерезиса определите коэрцитивную силу B_{oc} и остаточную магнитную индукцию B_r , используя функции «Масштаб» («Zoom») и «Обзор» («Survey»)

7. Выключите источник питания (2).

8. Необходимо вынуть сплошной сердечник из катушек, поставить пластинчатый и повторить п. 2–5.

Контрольные вопросы:

1. Перечислите вещества, относящиеся к диамагнетикам, парамагнетикам и ферромагнетикам?

2. Какие величины определяют магнитную индукцию поля катушки при пропускании через неё тока?

3. Что называют магнитным доменом? Каков механизм разбиения образца на домены?

4. Покажите и объясните графики, изображённые на рисунках 2.28–2.29 данной работы? Дайте понятия остаточной намагниченности и коэрцитивной силы?

5. Расскажите о способах размагничивания ферромагнитных материалов?

2.3. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ОПТИКЕ (ТЕОРИИ ВОЛН)

Лабораторная работа № 1 Изучение метода Бесселя

Цель работы: расчёт фокусного расстояния положительной, отрицательной и системы линз.

Приборы и материалы: скамья оптическая; дифракционная решётка двумерная; лазер гелий-неоновый; собирающая (положительная) и рассеивающая (отрицательная) линзы; измерительная лента.

Теоретическая часть. Небольшое прозрачное тело с двумя сферическими радиусами кривизны преломляющей поверхности называют *линзой*. На рисунке 2.33 приведены некоторые типы линз, отличающиеся по конструкции. Линзы 1–3 (рис. 2.33) относятся к собирающему типу, линзы 4–6 – рассеивающему. Кроме того все эти линзы считаются толстыми.

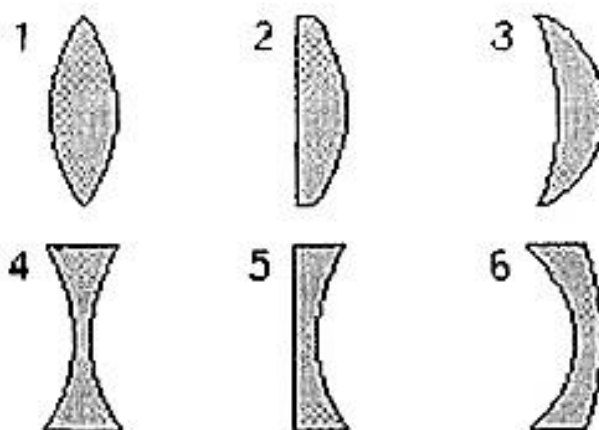


Рис. 2.33. Конструкционные особенности типов линз: 1 – двояковыпуклая; 2 – плоскоковыпуклая; 3 – вогнуто-выпуклая с положительным мениском; 4 – двояковогнутая; 5 – плосковогнутая; 6 – выпукло-вогнутая с отрицательным мениском

Существует некоторая модель линзы, которая позволяет считать толщину намного меньшей радиусов кривизны самой линзы – это модель *тонкой линзы*. Она позволяет при построении хода преломляющих лучей считать главную плоскость линзы H единой.

Если оптическая система состоит из нескольких линз, оптические центры которых лежат на единой горизонтальной прямой, то такая система считается центрированной. Горизонтальная прямая называется *главной оптической осью линзы*.

Для примера рассмотрим обычную двояковыпуклую линзу. Пусть такая линза находится на воздухе. На рисунке 2.34 показан ход её лучей, которые идут параллельным пучком, а после преломления сходятся в переднем *главном фокусе* F_1 .

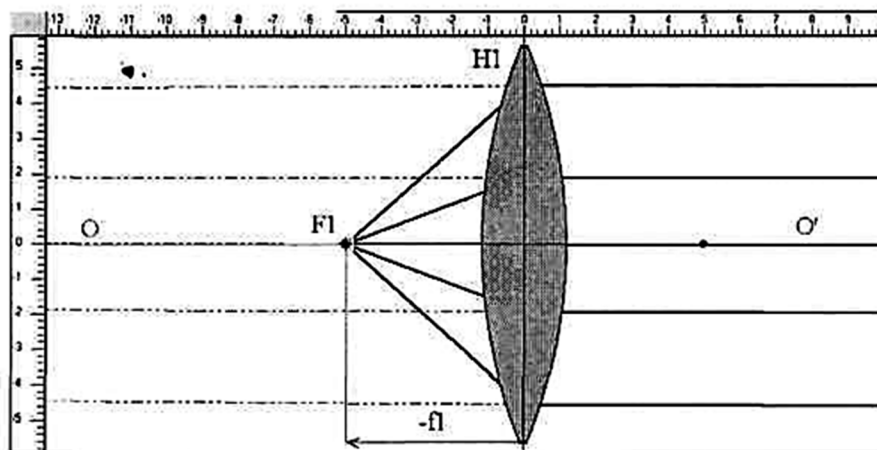


Рис. 2.34. Двояковыпуклая линза и построение хода лучей через неё

Из рисунка 2.34 также следует, что расстояние между передним фокусом линзы и главной плоскостью H_1 , в данной случае совпадающей с оптическим центром, обозначено как f_1 . Существует правило знаков, которое говорит о том, что все расстояния, которые берутся против хода лучей, считаются отрицательными.

Если лучи идут параллельным пучком слева направо, то при выходе из линзы лучи сойдутся в точке F_2 . Соответствующее расстояние от H_2 до F_2 обозначено как f_2 (рис. 2.35).

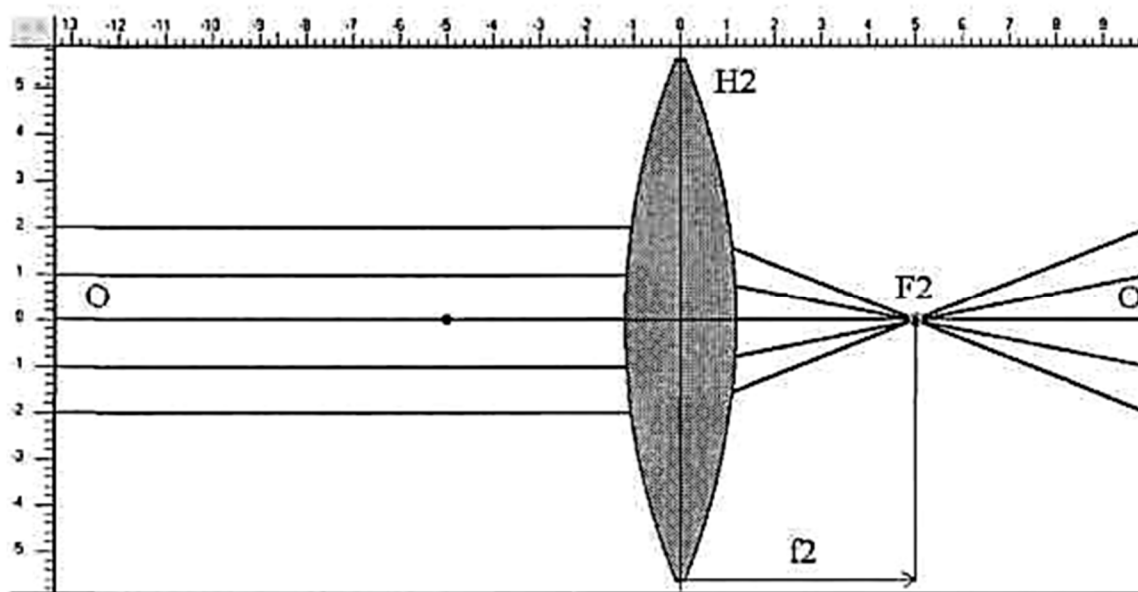


Рис. 2.35. Путь луча через двояковыпуклую линзу

При помещении такой линзы в воздух расстояния будут равны между собой: $f_1 = f_2 = f$. Если взять величину $1/f$, то она называется *оптической силой линзы* D .

Из рисунка 2.35 можно заключить, что линза положительна, оптическая сила такой линзы тоже положительна. Фокус её действителен, так как $f > 0$.

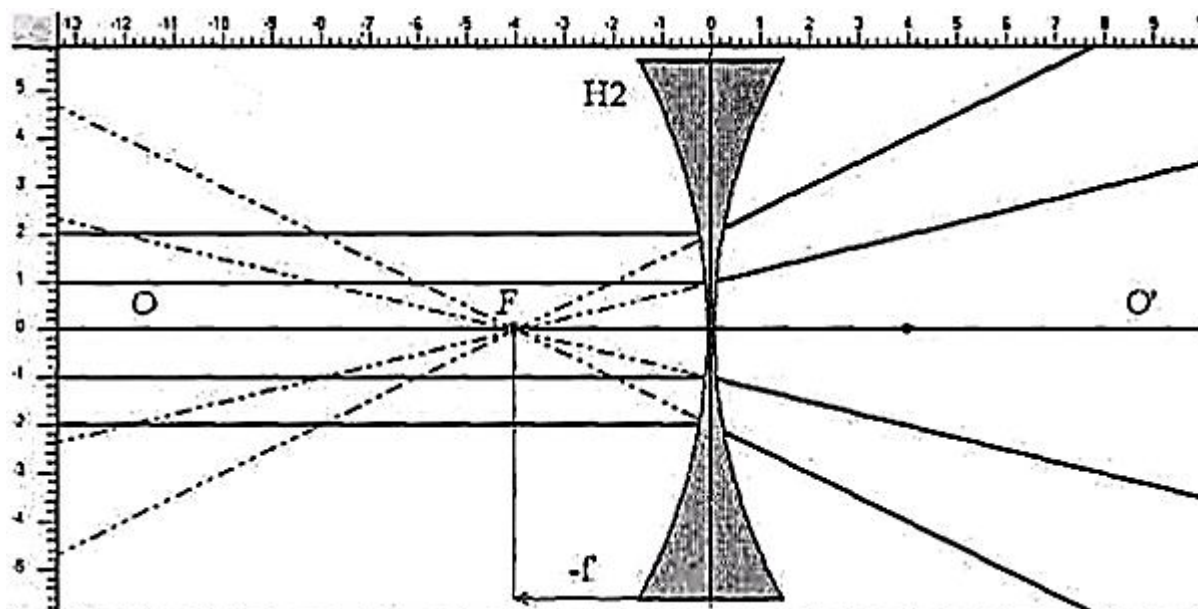


Рис. 2.36. Путь луча через двояковогнутую линзу

Рассмотрим ход лучей через двояковогнутую линзу (рис. 2.36). Величина D линзы будет отрицательна, потому что величина $f < 0$, и называется мнимым фокусом.

Попробуем построить изображение, формируемое положительной (двояковыпуклой) линзой. На рисунке 2.37 приведён ход лучей через линзу и сформировано соответствующее изображение. Предмет высотой h расположен слева от линзы. В силу параксиальности лучей, падающих на линзу, мы увидим изображение предмета высотой h_1 . Один из лучей преломляется в линзе и попадает в точку фокуса, а второй идёт, не преломляясь, через оптический центр линзы. Изображение получается в месте пересечения двух лучей.

Кроме того, из рисунка 2.37 следует, что расстояние от предмета до оптического центра линзы обозначено как s , а от его изображения до центра через s' . Эти расстояния берутся с учётом правила знаков. Тогда для таких расстояний справедливо следующее уравнение:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s'} + \frac{1}{s}, \quad (2.3.1)$$

где f – фокус линзы.

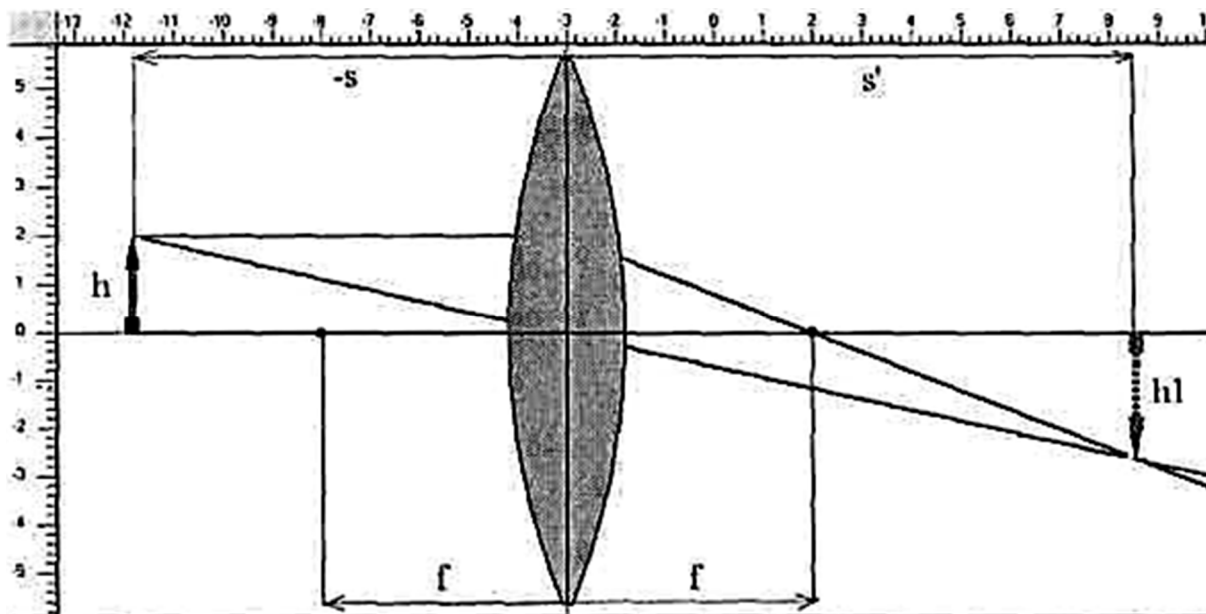


Рис. 2.37. Получение изображения собирающей линзой

Вышеприведённое уравнение будет справедливо лишь в том случае, если линза будет считаться тонкой. Чтобы рассчитать f , нужно лишь измерить s и s' . Если линза толстая, то (2.3.1) даёт лишь удовлетворительные результаты, поскольку расстояния s и s' нужно отсчитывать от главных плоскостей. На рисунке 2.38 приведены типы линз и их главные плоскости.

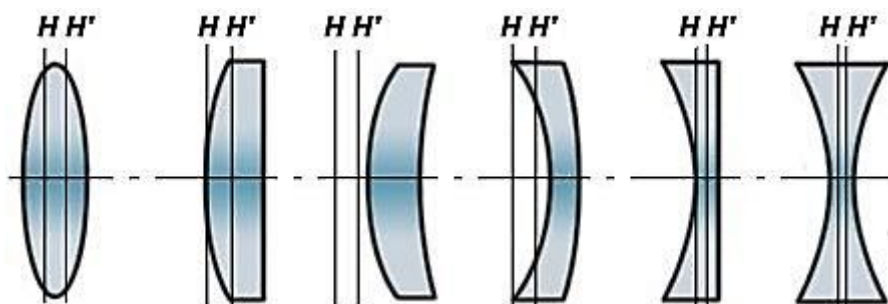


Рис. 2.38. Главные плоскости линз

Из рисунка 2.38 можно сделать вывод о том, что главные плоскости, положение которых считается заранее известным, лежат как внутри линзы, так и выходят за её пределы и могут быть несимметричными по отношению к сферическим поверхностям.

Метод Бесселя. Если мы не знаем положение главных плоскостей линзы, то определить f линзы можно методом Бесселя. Давайте разберёмся, как это сделать.

Начнём с того, что если слева от собирающей линзы расположить предмет высотой l , то получим изображение l'

на экране, который расположен по другую сторону линзы. Можно определить расстояние от предмета до экрана (изображения). На рисунке 2.39 оно обозначено L . При двух положениях линзы относительно оптической оси можно получить довольно чёткое увеличенное и уменьшенное изображения самого предмета.

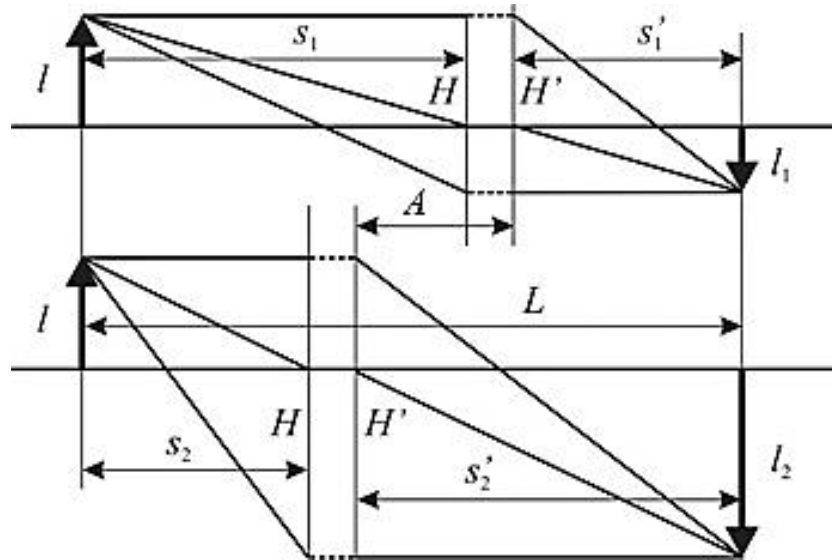


Рис. 2.39. Схема метода Бесселя

Координаты линзы при увеличенном и уменьшенном изображениях можно найти из (2.3.1) и (2.3.2). Последнее представляет собой связь L с s и s' :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{s'} + \frac{1}{s}, \quad (2.3.1)$$

$$|s| + s' = L. \quad (2.3.2)$$

Притом в условии (2.3.2) мы полагаем, что расстояние между H и H' мало по сравнению с L . Подставляя (2.3.2) в (2.3.1), получаем (2.3.3), которое должно описывать получившиеся чёткие изображения предмета:

$$|s|^2 - L|s| + Lf = 0. \quad (2.3.3)$$

Расчёт дискриминанта квадратного уравнения (2.3.3) представлен ниже

$$L^2 - 4Lf \geq 0. \quad (2.3.4)$$

Из теории решения квадратных уравнений можно найти два решения (2.3.5):

$$|s|_{1,2} = \frac{L}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 - Lf}. \quad (2.3.5)$$

Физический смысл выражения (2.3.4) для дискриминанта заключается в том, что чёткие изображения при двух положениях линзы будут получены тогда, когда $L \gg 4f$.

Теперь обозначим через A расстояние между положениями линзы, при которых получаются чёткие увеличенное и уменьшенное изображения. Из рисунка 2.39 следует, что:

$$A = |s|_1 - |s|_2 = 2\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 - Lf}. \quad (2.3.6)$$

Затем найдем из (2.3.6) фокусное расстояние f :

$$f = \frac{L^2 - A^2}{4L}. \quad (2.3.7)$$

В итоге мы приходим к так называемой формуле Бесселя (2.3.7). Главная особенность этой формулы заключается в том, что при расчёте f , длины отрезков L и A считаются не зависящими от положений H и H' толстой положительной линзы любой конфигурации.

К недостаткам (2.3.7) можно отнести тот факт, что она не позволяет рассчитывать фокусные расстояния отрицательных линз, потому что изображение получается мнимым. К достоинствам можно отнести то, что формула (2.3.7) позволяет посчитать фокусные расстояния не только собирающих линз, но и систем, состоящих из отрицательной и положительной линз.

Мы будем определять фокусные расстояния f положительной линзы и системы линз методом Бесселя. Расчёт f для отрицательной линзы возможен только на основе данных для f положительной линзы и системы линз. Для того чтобы исключить зависимость L и A от положений H и H' для системы линз, отрицательную и положительную линзы, составляющие эту оптическую систему, ставят вплотную друг к другу, как показано на рисунке 2.40.

При сложении оптической системы линз, в данном случае величины обратных фокусных расстояний каждой из них будут складываться согласно (2.3.8):

$$\frac{1}{f_c} = \frac{1}{f_+} + \frac{1}{f_-}, \quad (2.3.8)$$

где f_c – фокус системы; f_+ , f_- – фокусы положительной и отрицательной линз.

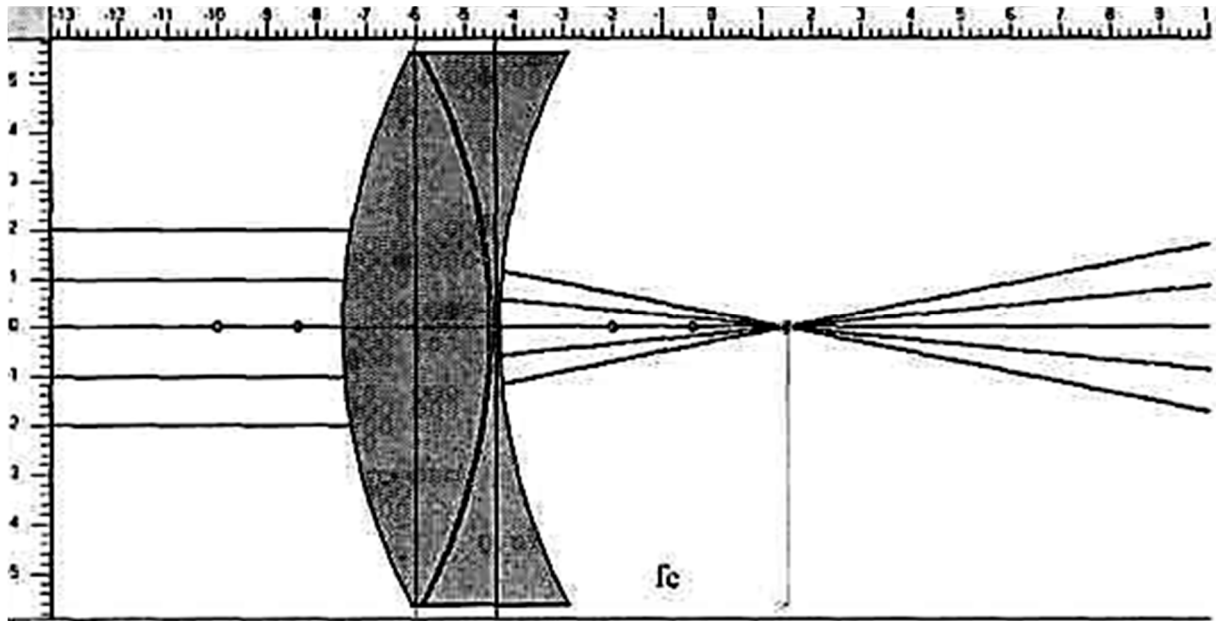


Рис. 2.40. Схема оптической системы из двух линз по методу Бесселя

Из (2.3.8) находим f_- (2.3.9), так как по формуле Бесселя его определение не представляется возможным:

$$f_- = \frac{f_c f_+}{f_+ - f_c}. \quad (2.3.9)$$

Описание установки и методики измерений.

На рисунке 2.41 показана фотография установки РМС1. Основными её частями являются: гелий-неоновый лазер (1), подсвечивающий двумерную дифракционную решётку (2); система положительных и отрицательных линз (3); экран (4); оптическая скамья (5).

Решётка и линзы имеют специальные оправы. Оправы можно свободно перемещать по всей длине оптической скамьи.

Оптическая скамья снабжена метровой шкалой (лента рулетки, закреплённая в стойках), позволяющей определять положение элементов.

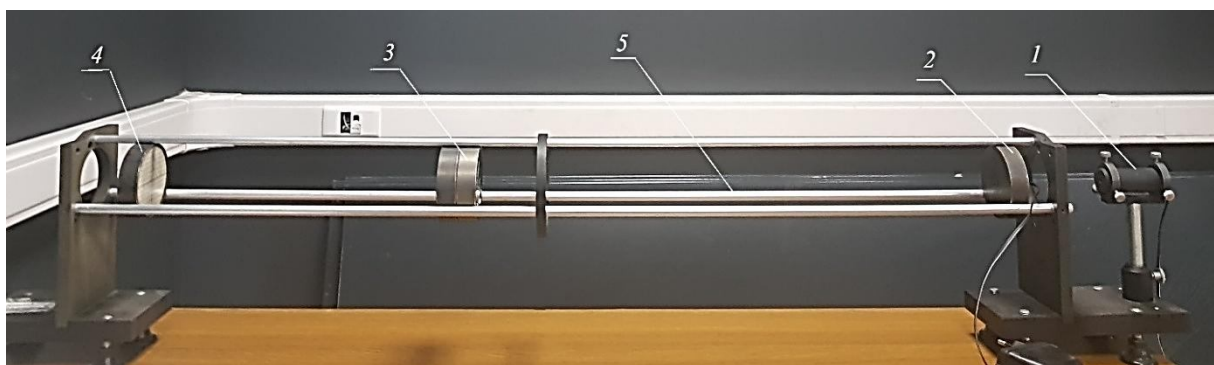


Рис. 2.41. Фотография лабораторной установки

Система линз (3) состоит из собирающей (положительной) и рассеивающей (отрицательной) линз. В работе предметом служит гелий-неоновый лазер, для имитации изображения которого служит двумерная дифракционная решётка (объект МОЛ-1). Лазер освещает решётку, при этом происходит дифракция, в результате которой лазерный луч расщепляется на множество лучей. При попадании этих лучей на экран можно видеть характерную крестообразную точечную картину.

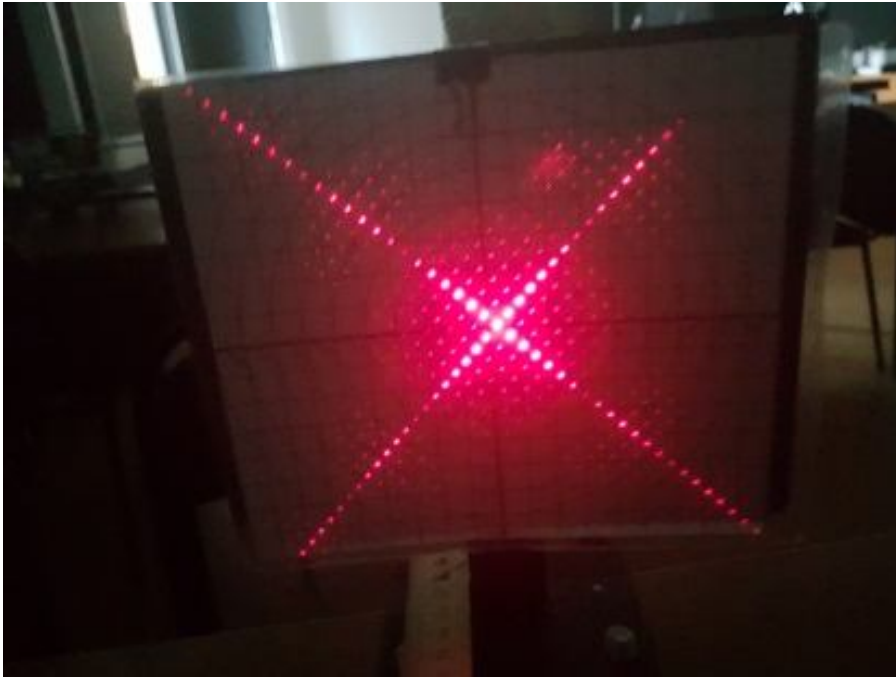


Рис. 2.42. Изображение предмета при освещении лазером

Как видно (рис. 2.42), точки, представляющие собой пятна на экране, являются самим предметом. При прохождении расходящихся лучей через линзу или систему линз (3) на экране (4) получается изображение в виде большого пятна.

Порядок выполнения работы:

1. Сначала нужно удалить линзы из оптической скамьи. Затем включить лазер. Настроить лазер и установить решётку так, чтобы центральное пятно круглой формы находилось в центре экрана. Если смещать решётку по скамье на каждые 20 см, то круглое пятно сместится примерно на 1 мм.

2. Необходимо установить измерить расстояние L между решёткой и экраном и определить координаты x и x' относительно местоположения лазера.

3. Затем в тракт устанавливается первая положительная линза, перемещая которую можно найти координаты x_1 и x_2 – положения, которые дают увеличенное и уменьшенное

изображение пятна. Для достоверности результатов замеры повторяют по пять раз.

4. Далее, вплотную к первой, в тракт помещается вторая (отрицательная) линза. Определяются координаты x_1 и x_2 аналогичным образом.

5. Затем студентам предлагается пронаблюдать явление дисторсии – нарушение геометрического подобия между предметом и его изображением. Для этого снимите линзы. Настройте оптическую систему из лазера и решетки так, чтобы на экране были заметны крестообразные пятна. После этого установите сначала одну линзу, а потом систему линз примерно посередине оптической скамьи между решёткой и экраном. Ход лазерных лучей при дисторсии показан на рисунке 2.43.

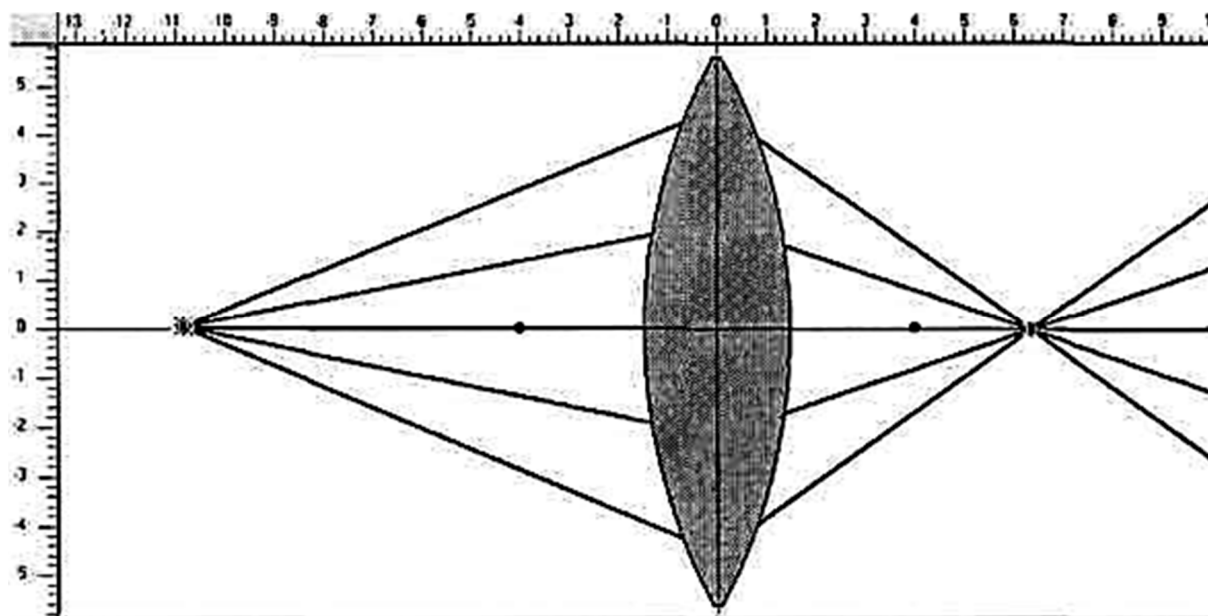


Рис. 2.43. Схема хода лучей при возникновении явления дисторсии

6. Далее зарисовываем для каждого случая характер распределения световых пятен (рис. 2.44).

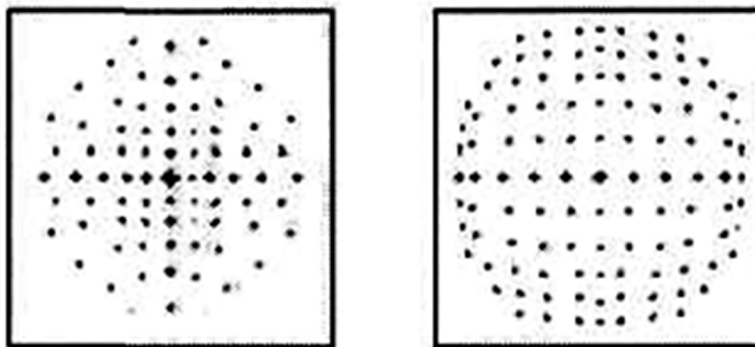


Рис. 2.44. Характер распределения пятен (точек) на экране

7. Вычисляем L :

$$L = x' - x. \quad (2.3.10)$$

8. Далее нужно найти расстояние A для первой линзы и системы линз:

$$A = \bar{x}_2 - \bar{x}_1, \quad (2.3.11)$$

где \bar{x}_1 и \bar{x}_2 – средние значения положений линз при уменьшенном и увеличенном изображениях.

9. Определяем f_+ и f_c формулой Бесселя (2.3.7).

10. Формулой (2.3.9) определяем f_- .

11. Зарисуйте в тетрадь полученные изображения при дисторсии.

12. Заполните таблицы 2.3.1 и 2.3.2.

13. Рассчитайте оптические силы D каждой из линз в отдельности и системы линз, если $D = 1/f$. Сравнить со значениями D , которыми обладают исследуемые линзы.

Таблица 2.3.1

№	x , м	x' , м	x_1 , м	x_2 , м	\bar{x}_1 , м	\bar{x}_2 , м	L , м	A , м	f_+ , м
1									
2									
3									
4									
5									

Таблица 2.3.2

№	x , м	x' , м	x_1 , м	x_2 , м	\bar{x}_1 , м	\bar{x}_2 , м	L , м	A , м	f_c , м	f_- , м
1										
2										
3										
4										
5										

Контрольные вопросы:

1. В чём заключается принцип Ферма?
2. Сформулируйте законы лучевой оптики.
3. Что называют тонкими и толстыми линзами? Каковы их характеристики?
4. Как построить изображения при помощи линз?

Лабораторная работа № 2 Изучение явления интерференции при помощи опыта Юнга

Цель работы: определение по интерференционной картине расстояний между щелями на фотолитографическом объекте.

Приборы и материалы: лазер полупроводниковый, тест-объект фотолитографический, экран.

Теоретическая часть. Явление интерференции наблюдается при сложении двух когерентных волн, в результате чего возникнет перераспределение интенсивности суммарной волны в пространстве. Под перераспределением интенсивности нужно понимать состояние, при котором суммарная волна либо усиливается, либо ослабляется. Когерентные волны создаются когерентными источниками света, в которых создаются волны одинаковой частоты и постоянной разности фаз.

К когерентным источникам можно отнести лазер, к некогерентным источникам – любой независимый источник, в котором атомы излучают на отдельных длинах волн. У когерентного источника разность фаз при колебаниях постоянна, у некогерентных она быстро изменяется со временем.

Интерференцию можно наблюдать на опыте, который поставил Т. Юнг. На рисунке 2.45 показана его схема.

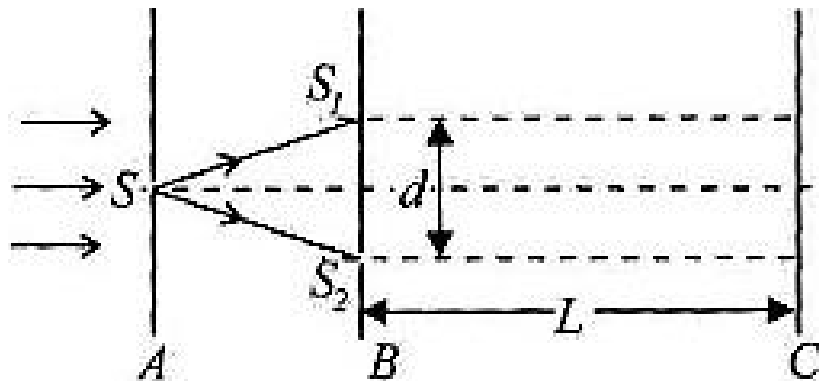


Рис. 2.45. Прохождение световой волны через щели

Монохроматический свет, проходил сквозь отверстие S экрана A и попадал на экран B в котором имелись две тонкие щели S₁ и S₂. Щели разделяли один исходный луч на два луча, в результате чего лучи накладывались друг на друга и на экране C возникала чёткая картина.

В нашем случае для повышения точности опыта можно повысить степень когерентности, используя лазер. В схеме опыта ход лучей представлен на рисунке 2.46.

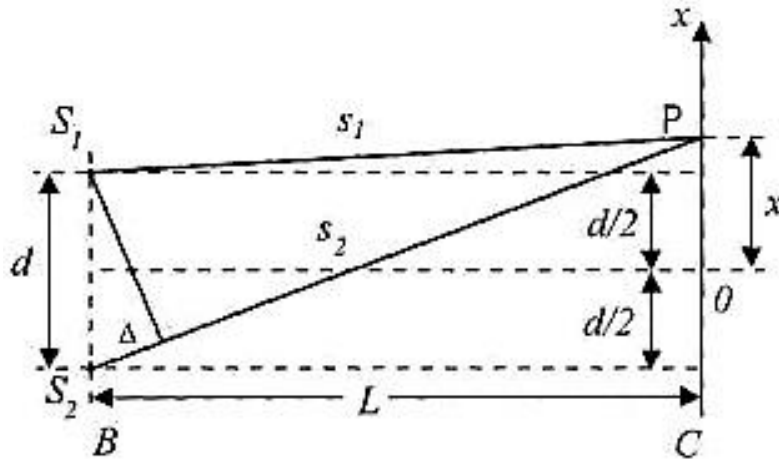


Рис. 2.46. Схема хода лучей

Как видно из рисунка 2.46, S_1 и S_2 являются когерентными источниками излучения, малые s_1 и s_2 – расстояния от этих источников (или щелей) до точки P на экране. Расстояние d – это расстояние между щелями, L – расстояние между фотолитографическим объектом с щелями и экраном. Установим зависимости между величинами, приведёнными на рисунке 2.46. Разность фаз двух волн, которые приходят в точку P на экране:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (2.3.12)$$

где величина $\Delta = n\Delta s = ns_2 - ns_1$ называется оптической разностью хода двух волн; Δs – их геометрическая разность хода; n – показатель преломления среды. Чтобы определить разность хода Δ , нужно опустить перпендикуляр из точки S_1 на прямую s_2 . Противоположащий углу при S_1 катет и есть Δ .

Максимальное усиление суммарной волны будет наблюдаться тогда, когда в разности хода Δ сможет уложиться чётное число длин полуволен ($\pm 2n\lambda_0/2$). Здесь λ_0 – длина волны луча в вакууме. В этом случае δ будет кратна 2π . Если лучи идут в какую-либо точку на экране, например в точку P , то говорят, что в этой точке наблюдается максимум интерференции любого порядка интерференции.

Когда в разности хода Δ сможет уложиться нечётное число длин полуволен ($\pm n\lambda_0/2$), то волны будут максимально гасить (ослаблять) друг друга и в точке P возникнет минимум интерференции. Исходя из геометрических построений (рис. 2.46), можно сказать, что

$$s_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2; s_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \quad (2.3.13)$$

где

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 - s_1)(s_2 + s_1) = 2xd. \quad (2.3.14)$$

Необходимо помнить, что рисунок 2.46 – лишь схематический и все приведённые здесь расчёты справедливы только в случае, если расстояние между щелями d фотолитографического объекта гораздо меньше L . Тогда $s_1 + s_2 \approx 2L$. Учитывая этот факт и решая 2.3.13 и 2.3.14, используя связь между Δ и Δs , мы получим связь оптической разности хода Δ (рис. 2.46):

$$\Delta = n \frac{xd}{L}. \quad (2.3.15)$$

Используя условия максимального усиления и ослабления и подставив их в (2.3.15), получим формулы для расчёта положения какого-либо максимума или минимума в точке P :

$$\begin{aligned} x_{\max} &= \pm m \frac{L}{d} \lambda; \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \\ x_{\min} &= \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{L}{d} \lambda; \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (2.3.16)$$

Разность между соседними положениями минимумов интерференции даст нам искомую ширину интерференционной полосы Δx . С учётом (2.3.15) и (2.3.16):

$$\Delta x = \frac{L}{d} \lambda, \quad (2.3.17)$$

где Δx – ширина минимума (ширина полосы).

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.47 изображена установка РМС 3. Она состоит из полупроводникового когерентного лазера (1), фотолитографического тест-объекта (2) и экрана (3).

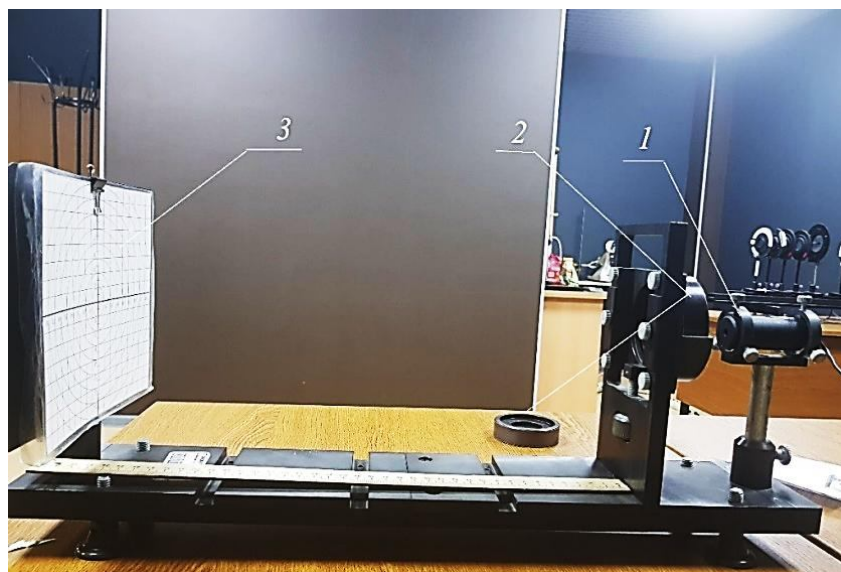


Рис. 2.47. Фотография лабораторной установки

В работе используется лазер из полупроводникового материала GaAs с длиной волны $\lambda = 650$ нм. Фотолитографический тест-объект представляет собой тонкий стеклянный диск с непрозрачным покрытием. По кругу на него радиально нанесены щели с разными расстояниями между ними. Пары щелей равной ширины объединены в четыре группы. В пределах каждой группы различно расстояние между щелями. Свет от лазера падает на щели и вызывает интерференцию, в результате которой на экране (рис.2. 48) можно увидеть штриховые линии как результат максимума интерференции. Ширина интерференционной полосы Δx берётся как сумма длин светлой и тёмной полос.



Рис. 2.48. Фотография интерференционной картины

Порядок выполнения работы:

1. Необходимо включить лазер и добиться чёткого изображения интерференционных полос на экране.
2. Далее нужно провести порядка пяти измерений Δx для каждой из четырёх пар щелей. Пары щелей можно выбирать произвольным образом. Все результаты занести в таблицу 2.3.3.

Таблица 2.3.3

№	Номер пары щелей			
	1	2	3	4
1				
2				
3				
4				
5				
Среднее значение: Δx				

3. Из формулы 2.3.17 выразите d и рассчитайте его. При расчёте L , λ , и Δx считаются известными:

$$d = \lambda L / \Delta x. \quad (2.3.18)$$

Результаты вычислений занесите в таблице 2.3.4.

Таблица 2.3.4

№	1	2	3	4
d				

Контрольные вопросы:

1. В чём заключается явление интерференции света?
2. Могут ли интерферировать волны разной частоты? Может ли наблюдаться интерференция в белом свете?
3. Как связаны между собой оптическая и геометрическая разности хода лучей?
4. Каким образом по схеме опыта Юнга определить расстояние между щелями?

Лабораторная работа № 3

Дифракционная решётка и её характеристики

Цели работы: изучить явления дифракции с помощью дифракционной решётки; рассчитать основные характеристики решётки.

Приборы и материалы: спектрометр-гониометр; набор дифракционных решёток; гелевая спектральная лампа.

Теоретическая часть. Дифракция – это явление, связанное с отклонением от первоначального распространения световой волны, которое происходит потому, что волна огибает препятствия. Чтобы наблюдать явление дифракции, необходимо, чтобы размеры препятствия были соизмеримы с размером длины волны. При этом условии будет наблюдаться чёткая дифракционная картина. Если размеры препятствия много больше длины волны, то дифракционная картина будет представлять собой геометрическую тень. И наоборот: если размер препятствия будет меньше размера длины волны излучения, то дифракционная картина будет отсутствовать.

Результат дифракции, так же как и интерференции, заключается в возникновении максимумов и минимумов при распределении светового потока. Просто для возникновения

интерференции необходимо наличие двух волн, а при дифракции достаточно лишь одной, но пройденной через препятствие.

Дифракция базируется на принципе Гюйгенса – Френеля: каждая точка волнового фронта, до которой дошло возмущение, станет источником вторичных когерентных волн.

Существует дифракция Фраунгофера – дифракция в параллельных лучах и дифракция Френеля. Дифракция Фраунгофера наблюдается при условии расположения источника света от экрана на больших расстояниях. В этом случае лучи будут идти практически параллельно и попадать на экран. Дифракция Френеля наблюдается на небольших расстояниях источников света от препятствий.

В рамках нашей работы нам потребуется детально изучить дифракцию Фраунгофера, так как на дифракционной решётке мы наблюдаем именно её.

Дифракционной решёткой называют оптический прибор, который имеет чередование огромного количества параллельных щелей и штрихов одинаковой ширины. Штрихи повторяются через интервал, который называют периодом решётки. Период решётки является основной её характеристикой. Размеры щелей сравнимы с размером длины падающей на неё световой волны.

На рисунке 2.49 белый свет падает нормально относительно поверхности решётки. Происходит явление дифракции Фраунгофера.

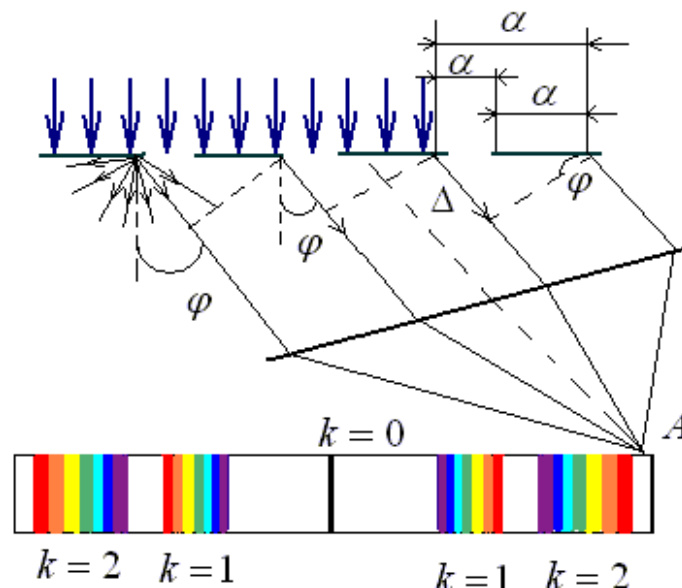


Рис. 2.49. Схема падения лучей на решётку

Результатом дифракции будет изменение исходного направления белого луча после прохождения щелей решётки. Результат дифракции будет наблюдаться в точке А, которая является фокусом собирающей линзы. Так как белый свет есть совокупность семи монохроматических цветов, то при попадании белого света на щель решётки каждый отдельный монохроматический луч будет дифрагировать под определёнными углами, называемыми углами дифракции φ . Максимумы дифракции остальных монохроматических лучей видимого спектра длин волн будут наблюдаться в других точках фокальной плоскости, в которых произойдёт интерференция световых волн, исходящих от разных щелей решётки. Согласно рисунку 2.49, самый большой угол дифракции наблюдается для красного света, самый маленький – для фиолетового. Условие максимума и минимума для дифракции аналогичное при интерференции световых волн, поэтому при данной длине волны максимуму интенсивности будет соответствовать условие: $\Delta = 2k\lambda/2$, при $k = 0, \pm 1, \pm 2$ – порядок дифракции.

Если рассмотреть параллельные лучи, которые выходят из соседних щелей решётки, то разность хода между ними $\Delta = (a + b) \cdot \sin \varphi = d \cdot \sin \varphi$. Здесь $d = a + b$ – период решётки, где a – ширина щели; b – ширина штриха.

Объединяя условие максимума интенсивности для разности хода и связь разности хода с периодом решётки, можно получить:

$$d \cdot \sin \varphi = k\lambda. \quad (2.3.19)$$

Таким образом, уравнение (2.3.19) есть условие максимума при дифракции на решетке. Анализируя (2.3.19), становится совершенно понятным, почему при одном порядке дифракции k : чем больше длина волны света λ , тем больше угол φ его дифракции. При $\varphi = 0$ и $k = 0$ мы увидим центральный белый максимум. Цветные максимумы будут располагаться от центрального при соответствующих порядках дифракции. Интенсивность самих максимумов будет уменьшаться с увеличением порядка k .

Выразив из (2.3.19) период d , можно получить следующую расчетную формулу:

$$d = \frac{k\lambda}{\sin \varphi}. \quad (2.3.20)$$

Величину, обратную периоду d , называют N – числом штрихов на миллиметр O :

$$N_0 = \frac{10^{-3}}{d}, N = \frac{l}{d}, \quad (2.3.21)$$

где N – общее число штрихов.

Помимо периода, дифракционная решетка обладает угловой дисперсией, которую можно определить следующим образом:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}. \quad (2.3.22)$$

Физический смысл угловой дисперсии в том, что она показывает каково угловое расстояние $d\varphi$ между двумя спектральными линиями, которые отличаются по длине волны незначительно, примерно на 1 нм. Взяв дифференциал по углу в (2.3.19), получим другую формулу для D :

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cdot \cos \varphi}. \quad (2.3.23)$$

Выражение (2.3.23) говорит о том, что больше порядок спектра тем выше дисперсия.

Ещё одним параметром дифракционной решётки является безразмерная величина R – разрешающая способность решётки. Смысл её состоит в том, что если изображение двух спектральных линий чётко раздельное, то решётка их разрешает, но если не разрешает, то изображения сливаются.

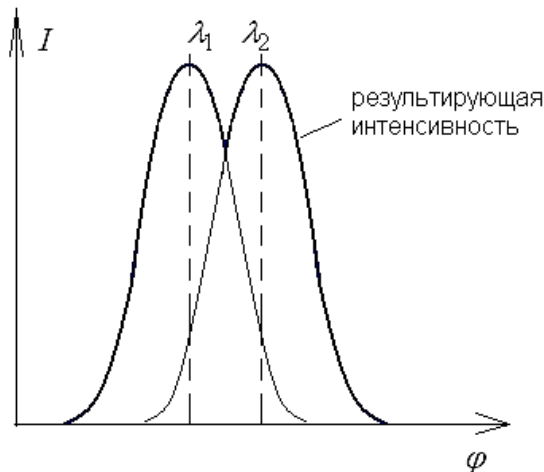


Рис. 2.50. Нечёткое изображение двух длин волн

На рисунке 2.50 приведена зависимость интенсивности I от угла дифракции φ . Можно увидеть, что линии соседних длин волн λ не разрешаются между собой, хотя и отличаются на $\Delta\lambda$.

Наблюдения показали, что чем больше общее число штрихов решётки N и порядок дифракции k , тем выше R ,

следовательно, решётка разрешает очень близкие по длине волны линии:

$$R = kN. \quad (2.3.24)$$

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.51 показана установка для изучения дифракции, схема которой иллюстрируется рисунке 2.52.

Установка состоит из коллиматора (1), зрительной трубки (2), подставки для решётки (3), дифференциальной решётки (4), проградуированного вращающегося диска (5), отсчетной шкалы на нём (6), считывающей лупы (7), коллиматорной щели (8) с регулировкой ширины щели (9), стопорного винта (11), коллиматорной настройки (15), винта зрительной трубы (16), регулировки резкости коллиматора (17), регулировки резкости трубы (18), гелиевой лампы (19), источника питания (20).



Рис. 2.51. Фотография установки по наблюдению дифракции

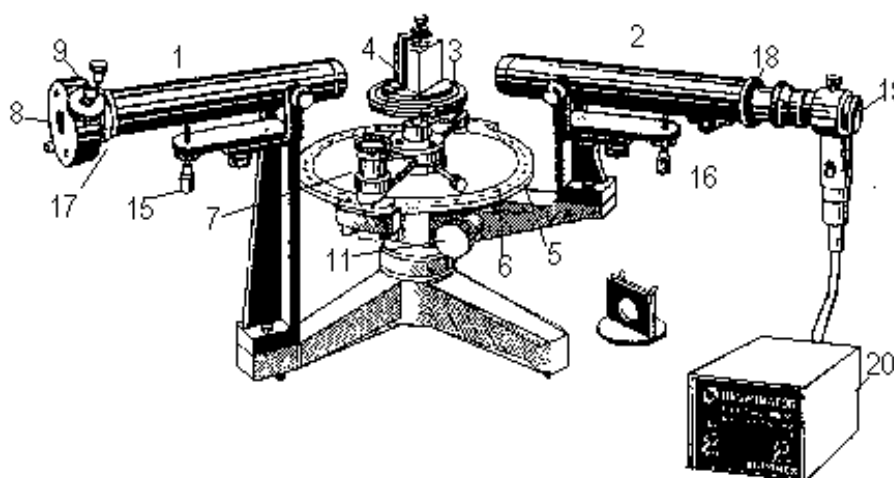


Рис. 2.52. Схема установки

Используемая спектральная лампа (19) – это лампа с электродом в виде нити. В колбе имеется инертный газ низкого давления. Излучение такой лампы является стабильным, очень ярким, выдающим постоянство спектральных частот.

Самым сложным механизмом установки является коллиматор (1), который настраивается следующим образом: изменяя коллиматорную настройку (15), ширину щели (8) с помощью регулировок резкости (17) и (18), можно добиться чёткого изображения щели.

Исследуемая дифракционная решётка ставится на основание гониометрического столика, который расположен выше вращающегося диска (5). Излучение гелиевой лампы попадает на щель узким параллельным пучком, затем идёт на дифракционную решётку. Дифрагировавшие лучи можно наблюдать окуляром зрительной трубки (2). Углы дифракции измеряются по шкале (6) диска (5). Количество целых градусов фиксируется шкалой лимба, расположив её точно напротив нуля нониуса. Нониус позволяет рассчитать или добавить к целым градусам десятые доли.

При больших углах дифракции можно наблюдать размытие цветных линий, поэтому для измерений выбирают только чёткие яркие линии. Затем можно построить график зависимости $\sin\varphi$ от длины волны, как показано на рисунке 2.53.

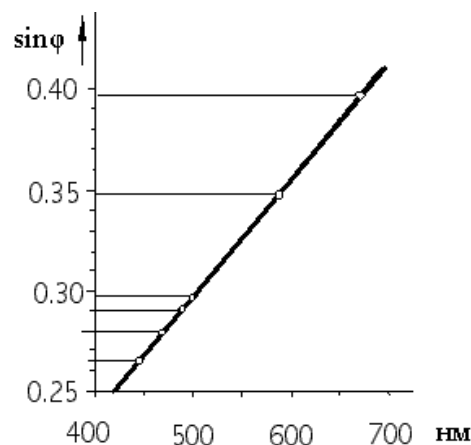


Рис. 2.53. Угловая зависимость длины волны

Порядок выполнения работы:

1. Нужно включить гелиевую лампу с известной длиной волны. Для получения чёткого изображения щели коллиматора его оптическая ось должна быть на одном уровне с осью окуляра.

2. Отрегулировать центр щели так, чтобы посередине щели была видна нить зрительной трубы при вращении трубы.

3. Далее перпендикулярно оси коллиматора устанавливается дифракционная решётка. В окуляр наблюдайте спектральные линии первых трёх порядков слева и справа от нулевого белого максимума.

4. Затем нужно определить угол дифракции φ . Для этого совмещаем нить окуляра по центру линии сначала в первом порядке справа от нулевого максимума. С помощью лимба и нониуса фиксируем N_1 . Перемещаем ответную нить на аналогичную цветную линию слева, фиксируя N_2 , N_1 , N_2 для одинаковых линии проводим несколько раз. Угол дифракции считаем по формуле:

$$\varphi = \frac{N_1 + N_2}{2}. \quad (2.3.25)$$

5. Зная число штрихов на 1 мм ширины решётки, определяем её период.

6. Измерение углов дифракции спектральных линий высших порядков и цветов производятся аналогично п. 4.

7. Далее рассчитываем D по формуле (2.3.23).

8. Вычисляем R по формуле (2.3.24), предварительно определив N – полное число штрихов решётки.

9. Данные занести в таблицу 2.3.5.

10. Построить график на рисунке 2.53.

11. Сменить дифракционную решётку и повторить пункты 3–8.

Таблица 2.3.5

Показатель	Дифракционная решётка																												
	№ 1 (50 штрихов на 1 мм)									№ 2 (100 штрихов на 1 мм)																			
	Красный, 706,5 нм			Зеленый, 504,8 нм			Фиолетовый, 396,5 нм			Красный, 706,5 нм				Зеленый, 504,8 нм				Фиолетовый, 396,5 нм											
$N_1, ^\circ$																													
$N_2, ^\circ$																													
$\varphi, ^\circ$																													
$\varphi_{cp}, ^\circ$																													
$\sin \varphi$																													
$d, \text{ м}$																													
$\cos \varphi$																													
$D, \text{ м}$																													
N_0																													
$l, \text{ м}$																													
N																													
R																													

Контрольные вопросы:

1. В чём заключается явление дифракции и принцип Гюйгенса – Френеля?
2. Поясните, как размеры щели влияют на дифракционную картину?
3. Что такое дифракционная решётка? В чём заключается условие её максимума?
4. Дайте определение основным характеристикам дифракционной решётки?

Лабораторная работа № 4 Изучение явления поляризации света

Цель работы: анализ поляризованного света при помощи закона Малюса.

Приборы и материалы: лазер полупроводниковый; анализатор; фазовая пластинка; фотоприемник; мультиметр; соединительные провода.

Теоретическая часть. Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-либо образом упорядочены, называется поляризованным. Процесс получения поляризованного света называется поляризацией.

Если колебания вектора \vec{E} происходят в одной плоскости, то свет считается плоскополяризованным. Свет, в котором имеется преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} , называют частично поляризованным.

Плоскость, в которой лежит вектор напряжённости электрического поля волны и волновой вектор \vec{k} , называют плоскостью поляризации.

Поляризация света наблюдается при отражении, преломлении и прохождении света через анизотропные вещества. Визуально поляризованный свет нельзя отличить от неполяризованного. Исследование поляризованного света осуществляют с помощью анализатора.

Поляризованное излучение имеет в общем случае эллиптическую поляризацию. При этом ортогональные компоненты светового вектора \vec{E} для выбранной системы координат (ось Z параллельна направлению распространения света) описываются выражениями вида:

$$E_x = E_{x0} \sin(\omega t + \delta_x), \quad (2.3.26)$$

$$E_y = E_{y0} \sin(\omega t + \delta_y). \quad (2.3.27)$$

Сложение ортогональных колебаний вида (2.3.26) и (2.3.27) на плоскости XU даёт проекционную картину эллипса. При этом форма эллипса определяется параметрами:

$$\delta = \delta_Y - \delta_X - \text{разность фаз,} \quad (2.3.28)$$

$$\text{tg} \psi = \frac{E_{X_0}}{E_{Y_0}} - \text{отношение амплитуд.} \quad (2.3.29)$$

При δ , равной нулю или π , эллипс вырождается в прямую, и получается линейно поляризованный свет. При $\delta = \pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн эллипс превращается в окружность – получается свет, поляризованный по кругу.

В зависимости от направления вращения вектора \vec{E} различают правую и левую эллиптические поляризации. Если по отношению к направлению луча вектор \vec{E} вращается по правилу правого винта, поляризация называется правой, в противном случае – левой. На рисунке 2.54 приведены параметры эллиптической поляризации.

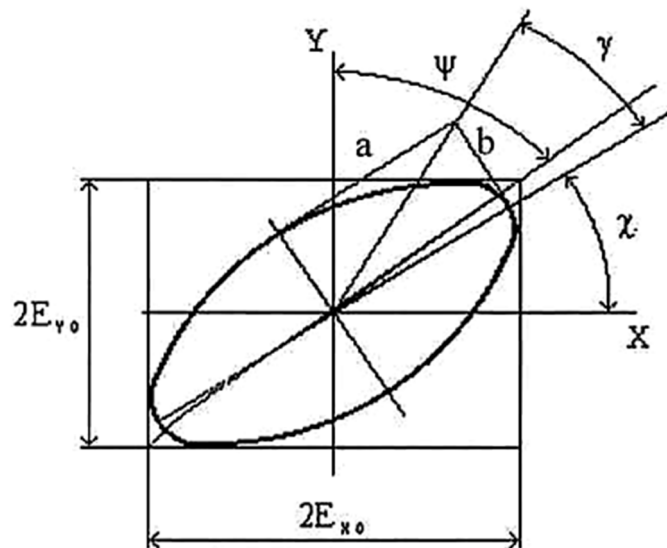


Рис. 2.54. Параметры эллиптической поляризации

На рисунке 2.54 χ – азимут ориентации большой полуоси эллипса в выбранной системе координат; $\text{tg} \gamma = b/a$ – эллиптичность – отношение полуосей эллипса.

Связь между параметрами задаётся формулами:

$$\cos 2\psi = -\cos 2\gamma \cos 2\chi, \quad (2.3.30)$$

$$\text{tg} \delta = \frac{\text{tg} 2\gamma}{\sin 2\chi'} \quad (2.3.31)$$

$$\text{tg} 2\chi = -\text{tg} 2\psi \cos \delta, \quad (2.3.32)$$

$$\sin 2\gamma = \sin 2\psi \sin \delta. \quad (2.3.33)$$

Представление эллипса поляризации двумя парами параметров и соотношение между ними имеют важное практическое значение. Непосредственно измеряемыми параметрами в большинстве измерительных схем являются величины x и y , для физической интерпретации результатов измерений часто более удобны параметры ψ и δ (например, при построении математической модели объекта с использованием законов и формул Френеля для обработки результатов измерений).

Обратимся к рисунку 2.55. Пусть свет на своём пути проходит через поляризатор и анализатор, причём угол между их плоскостями поляризации составляет φ .

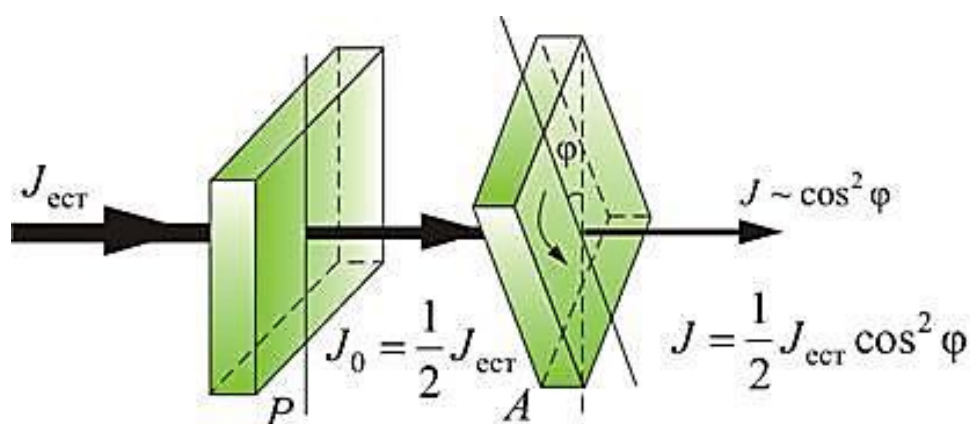


Рис. 2.55. Иллюстрация закона Малюса

После поляризатора выйдет свет интенсивностью I_0 . Согласно закону Малюса, после анализатора мы получим свет, интенсивность которого определяется выражением

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \varphi. \quad (2.3.34)$$

В справедливости этого выражения нетрудно убедиться, вспомнив, что интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды E .

Если частично поляризованный свет пропускать через анализатор, интенсивность I прошедшего света будет меняться в зависимости от положения плоскости поляризации анализатора. Она достигает максимального значения, если плоскость поляризации анализатора и плоскость преимущественных колебаний частично поляризованного света совпадают. Если же эти плоскости перпендикулярны друг другу, то интенсивность света, прошедшего через анализатор, будет минимальной.

На рисунке 2.56 рассматривается кристаллическая пластинка, вырезанная вдоль оптической оси. При падении

на такую пластинку линейно поляризованного света обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются по одной траектории, но приобретают разность фаз, обусловленную различными значениями показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей.



Рис. 2.56. Прохождение лучей через поляризатор (призма Николя)

На входе в пластинку разность фаз δ этих лучей равно нулю, на выходе из пластинки (мы предполагаем, что свет падает на пластинку нормально):

$$\delta = \frac{\Delta}{\lambda_0} 2\pi = \frac{(n_o - n_e)d}{\lambda_0} 2\pi. \quad (2.3.35)$$

Вырезанная параллельно оптической оси пластинка, для которой

$$(n_o - n_e)d = m\lambda_0 + \lambda_0/4, \quad (2.3.36)$$

где m – любое целое число либо нуль; n_o – показатель преломления обыкновенного луча в пластинке; n_e – показатель преломления необыкновенного луча в пластинке; d – толщина пластинки, – называется *пластинкой в четверть волны*. При прохождении через такую пластинку обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают разность фаз, равную $\pi/2$.

При $\delta = \pi/2$ и равенстве амплитуд электрических колебаний в обоих лучах поляризация света станет круговой. Круговая поляризация приведена на рисунке 2.57.

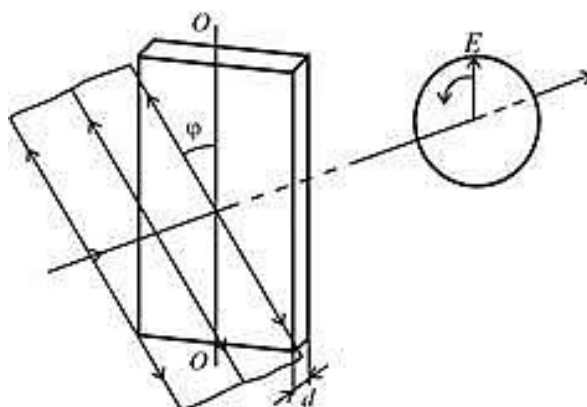


Рис. 2.57. Прохождение плоскополяризованного света через кристаллическую пластинку

Пластинка, для которой:

$$(n_o - n_e)d = m\lambda_0 + \lambda_0/2, \quad (2.3.37)$$

называется *пластинкой в полволны*. Она вносит разность фаз, равную π , и прошедший свет в этом случае оказывается линейно поляризованным, но уже в плоскости, отличной от исходной.

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.58 приведена установка РМС1. Для первой части работы установка включает в себя полупроводниковый лазер (1), анализатор (2), фотоприемник (3), мультиметр (4).

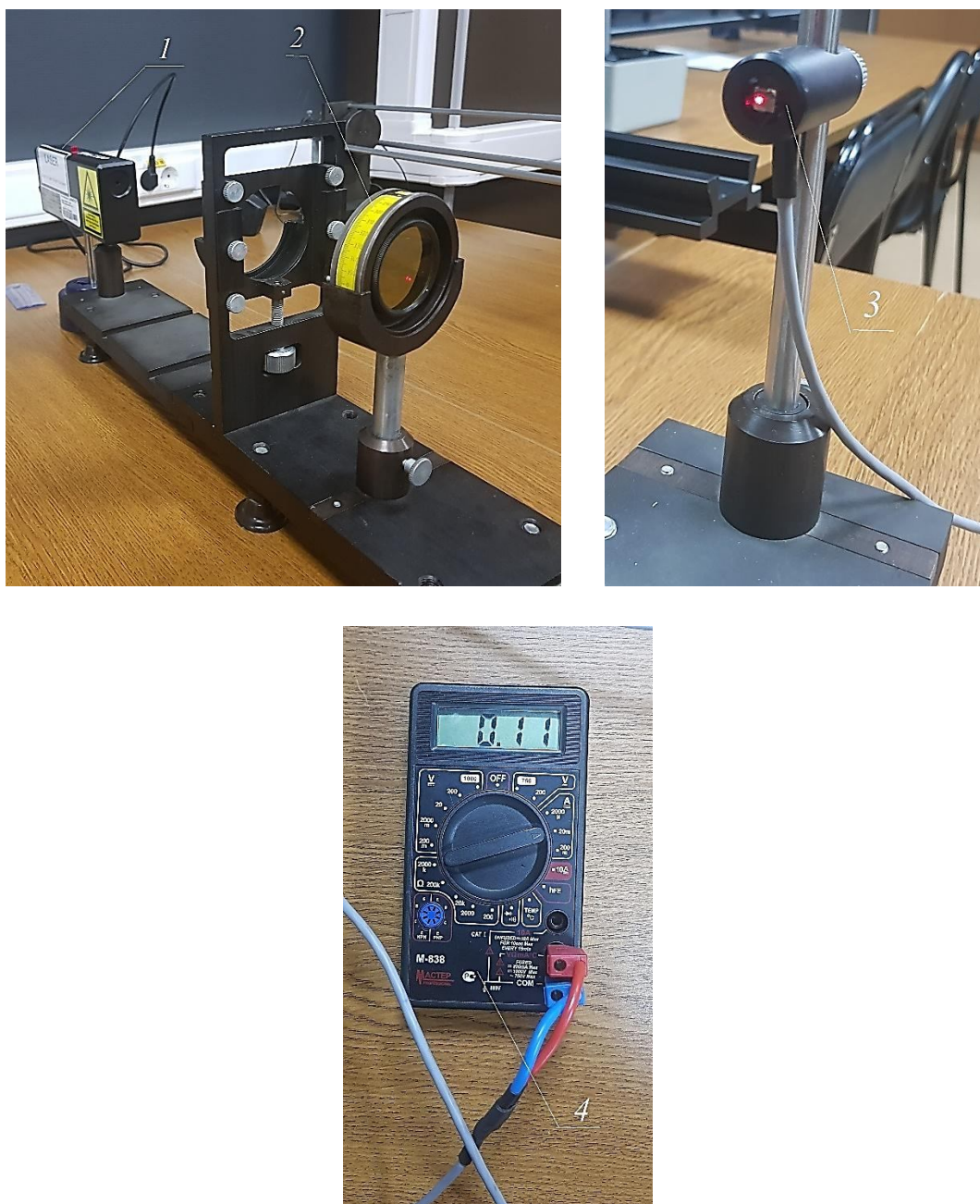


Рис. 2.58. Фотография установки РМС1

В работе используется лазер (1), на выходной диафрагме которого установлен дихроичный плёночный поляризатор и, таким образом, выходное излучение является линейно поляризованным, его интенсивность соответствует обозначению I_0 в формуле для закона Малюса. Угол изменяется вращением анализатора. Свет, прошедший через анализатор интенсивностью I , попадает на фотоприёмник (фотодиод), подключённый к мультиметру (4). Показания мультиметра пропорциональны световому потоку, попадающему на фотодиод (3). Показания с мультиметра следует снимать в режиме измерения тока, так как получаемая в этом случае характеристика является линейной.

Во второй части работы между лазером и анализатором помещается фазовая пластинка из слюды.

Порядок выполнения работы:

1. Необходимо установить мультиметр в режим измерения тока I (мА) и вращением анализатора задать положение максимального пропускания.

2. Далее перекрываем луч лазера оптически непрозрачным материалом и снимаем отсчёт темнового тока фотоприёмника I_T . Устанавливаем анализатор в положение, соответствующее 0° . Снимаем показания мультиметра в режиме измерения тока I , мА. Поворачивая анализатор через 10° , заполнить таблицу 2.3.6 для I .

Таблица 2.3.6

Угол	0	10	20	30	...	330	340	350	360
I , мА	1								
	2								
$I - I_T$									
ф.п.									

3. Производим указанные измерения дважды и рассчитываем средние значения I по результатам изменений.

4. Строим графики зависимостей $\bar{I} = f(\varphi)$ и $\bar{I} = f(\cos^2 \varphi)$.

Работа с фазовой пластинкой:

1. Вращением анализатора устанавливаем его в такое положение, чтобы полностью погасить свет, попадающий на фотоприёмник.

2. Помещаем перед анализатором фазовую пластинку.
3. Вращая пластинку вокруг своей оси, нужно убедиться в наличии таких четырёх её положений, в которых опять будет наблюдаться полное гашение света. Эти положения будут соответствовать ориентации одной из собственных осей пластинки перпендикулярно плоскости главного пропускания анализатора.

4. Затем выбираем любое из таких положений, поворачивая пластинку на 45° и закрепляя её в этом положении.

5. Вращая анализатор, снимаем показания с мультиметра аналогично первой части работы и заполняем последнюю строку таблицы 2.3.6

6. Строим график зависимости $I = f(\varphi)$.

7. Находим среднее значение I_{\min} и I_{\max} .

8. Рассчитываем эллиптичность по формуле:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{b}{a} = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}. \quad (2.3.38)$$

9. При выполнении условия ориентации осей фазовой пластинки под углом 45° к плоскости поляризации падающего света (п. 4) разность фаз связаны между собой простым соотношением: $\delta = 2\gamma$. Если разность фаз δ между лучами 0 или π , то эллипс вырождается в прямую. При $\operatorname{tg}(\pi/4)$ или $\operatorname{tg}(3\pi/4)$ эллипс превращается в круг.

10. Произведите расчёт разности $n_o - n_e$, если считать известной толщину d слюдяной пластинки в четверть волны.

Контрольные вопросы:

1. Чем отличается естественный свет от поляризованного?
2. Как можно объяснить закон Малюса и Брюстера?
3. В чём заключается явление двойного лучепреломления?

2.4. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КВАНТОВОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Лабораторная работа № 1 Катушки Гельмгольца как способ определения удельного заряда электрона

Цель работы: изучить закономерностей поведения в электрических и магнитных полях заряженных частиц; определить отношения e/m по траекториям электронного пучка.

Приборы и материалы: универсальный источник питания на 18 В/5 А; универсальный источник питания с режимами на 600 В и 50 В; катушки Гельмгольца на подставке; трубка электронно-лучевая; два мультиметра; соединительные провода.

Теоретическая часть. Отношение e/m называют удельным зарядом электрона. Наряду со скоростью света в вакууме c , постоянной Планка h , постоянной Больцмана k и другими фундаментальными константами это отношение тоже является фундаментальной константой.

Если электрон движется в электромагнитном поле, то траектория его движения будет определяться взаимной конфигурацией электрического и магнитного полей.

Пусть элементарная частица движется в однородном электрическом и однородном магнитном полях, тогда равнодействующая сила Лоренца при её движении по принципу суперпозиции равна:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}], \quad (2.4.1)$$

где \vec{v} – скорость; q – элементарный заряд; \vec{E} – напряжённость, \vec{B} – индукция. Подчеркнём ещё раз принцип суперпозиции: результирующая сила Лоренца \vec{F} есть векторная сумма силы Кулона, действующей на частицу в электрическом \vec{E} поле и силы Лоренца $\vec{F}_л$, действующей в магнитном поле \vec{B} . Если частица движется со скоростью \vec{v} только в магнитном поле \vec{B} , при $\vec{E} = 0$, то магнитная составляющая силы Лоренца можно вычислить по формуле:

$$\vec{F}_л = q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (2.4.2)$$

На рисунке 2.59 можно увидеть движение такой частицы под действием силы Лоренца в случае отрицательной

и положительной частицы. Из рисунка 2.59 следует, что направление магнитной силы зависит от знака заряда.

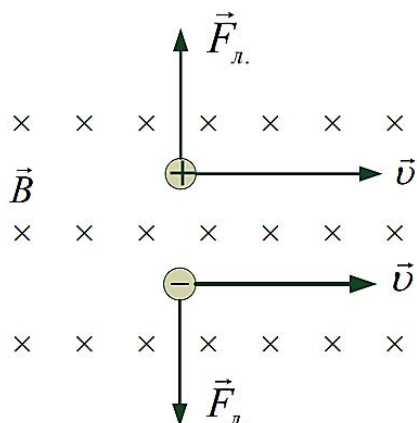


Рис. 2.59. Изменение действия силы Лоренца при изменении знака заряда

Раскрывая векторное произведение в формуле (2.4.2), получаем модуль силы Лоренца:

$$F_L = qvB \sin \alpha, \quad (2.4.3)$$

где α – угол между $[\vec{v}, \vec{B}]$.

В произвольном случае возможны различные варианты движения частицы в магнитном поле.

Если скорость \vec{v} частицы совпадает с направлением силовых линий индукции \vec{B} , то Лоренцева сила действовать не будет ($\vec{F}_L = 0$). Движение частицы рассматривается как равномерное прямолинейное без ускорения.

Если направление вектора \vec{v} перпендикулярно вектору \vec{B} ($\alpha[\vec{v}, \vec{B}] = 90^\circ$), как показано на рисунке 2.59, то $F_L = qvB$ – постоянная сила, действующая на частицу и сообщающая ей нормальное ускорение:

$$a_n = v^2/r, \quad (2.4.4)$$

где r – радиус описываемой частицей окружности.

Движение частицы в этом случае рассматривается как движение по окружности радиуса r , при условии, что скорость её движения $v = \text{const}$. Этот радиус находится из классического закона Ньютона из формул (2.4.2) и (2.4.4):

$$\frac{mv^2}{r} = qvB. \quad (2.4.5)$$

Из формулы (2.4.5) получаем, что:

$$r = \frac{mv}{qB}, \quad (2.4.5a)$$

где период обращения с учётом (2.4.5a):

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (2.4.5б)$$

Из выражения (2.4.5б) можно сделать вывод о том, что период T не будет зависеть от скорости движения нашей частицы \vec{v} в магнитном поле, он зависит лишь от удельного заряда q/m .

Скорость \vec{v} можно определить из (2.4.5a) для траектории r движения частицы:

$$v = \frac{qBr}{m}. \quad (2.4.6)$$

Если направление скорости \vec{v} ориентировано под углом α к индукции \vec{B} , то такое движение является сложным и может быть представлено как результат суперпозиции двух движений:

- 1) прямолинейного равномерного вдоль вектора \vec{B} со скоростью $v_{\parallel} = v \cos \alpha$;
- 2) криволинейного равномерного по окружности со скоростью $v_{\perp} = v \sin \alpha$ в плоскости, перпендикулярной \vec{B} .

В результате суперпозиции этих движений мы получим движение по спиральной (винтовой) траектории. При этом ось спирали параллельна \vec{B} (рис. 2.60).

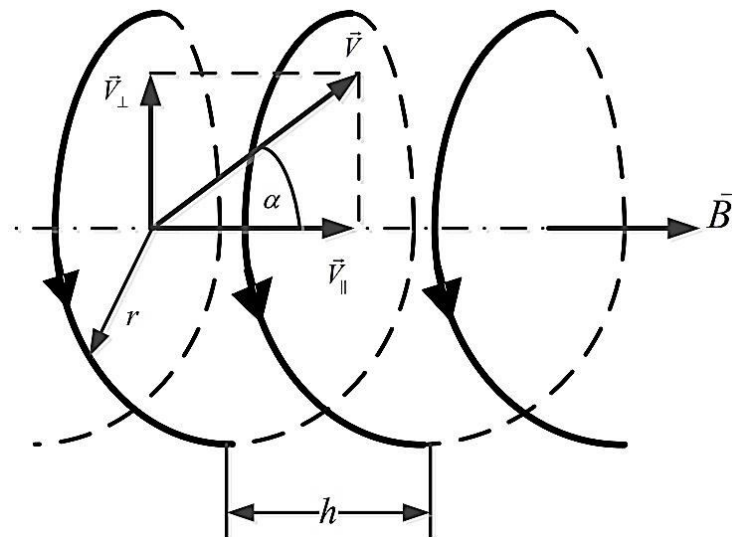


Рис. 2.60. Спиральная (винтовая) траектория движения частицы: r – радиус спирали; h – шаг винта

Шаг винта h между витками, как показано на рисунке 2.60 вычисляется по обычной формуле равномерного движения:

$$h = v_{\parallel} T = v T \cos \alpha. \quad (2.4.7)$$

Описание установки и методики измерений. В рамках лабораторного практикума мы рассмотрим и изучим движение элементарного электрона в поле, которое будем создавать катушками Гельмгольца. Используя полученные выше формулы и соотношения, рассчитаем удельный заряд электрона.

Рассмотрим установку (рис. 2.61). К основным её элементам можно отнести: систему катушек Гельмгольца (1), электронно-лучевую трубку (2), универсальный источник, питающий катушки с регулируемым напряжением 0–18 В/5 А (3), универсальный источник, питающий электронно-лучевую трубку с регуляторами на 0–600 В и 0–50 В (4), мультиметр (5), измеряющий силу тока I , протекающего через катушки Гельмгольца, мультиметр (6), измеряющий напряжение U , подаваемое на электронно-лучевую трубку.

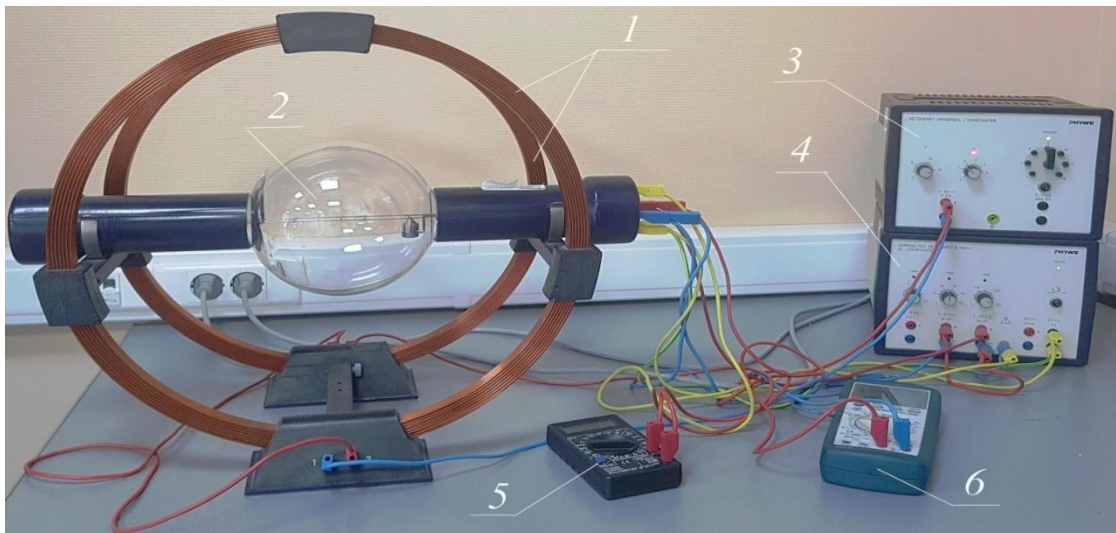


Рис. 2.61. Общая фотография установки с катушками Гельмгольца

Теперь поясним что такое катушки Гельмгольца, схему которых можно увидеть на рисунке 2.62. Это система, состоящая из двух катушек с тонкими проводами. Катушки подключаются последовательно и располагаются соосно, друг против друга на расстоянии равном их R радиусу.

Отметим, что в настоящей работе вышеуказанная конструкция катушек Гельмгольца (1) позволяет создать однородное магнитное поле, вектор \vec{B} которого практически одинаков всему объёму, который могут охватить катушки. Вектор \vec{B} (рис. 2.62) направлен по оси x обеих катушек слева направо или наоборот. Направление поля будет зависеть от направленности тока I через катушки. Ток I в работе можно регулировать при помощи мультиметра (5).

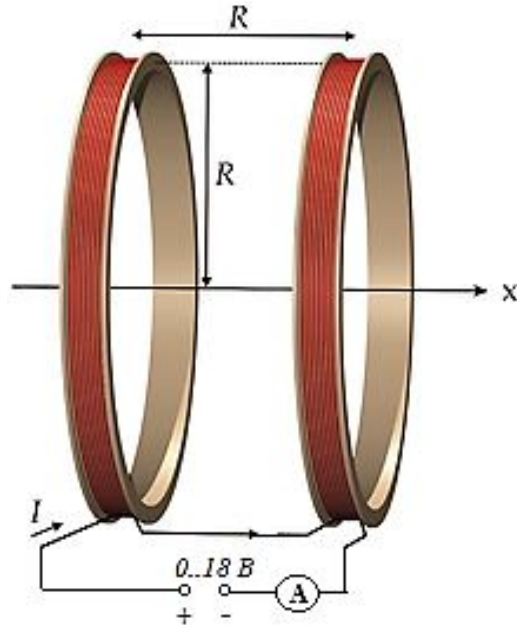


Рис. 2.62. Последовательное соединение катушек Гельмгольца при подключении к источнику 0–18 В

Индукцию поля \vec{B} одной катушки можно рассчитать, используя закон Био – Савара – Лапласа, с которым мы сталкивались в работе, связанной с магнитным полем Земли. Используя принцип суперпозиции, можно рассчитать суммарное поле, создаваемое системой катушек, приведённых на рисунке 2.62.

Учёт того факта, что толщина обеих катушек намного меньше их диаметра, позволяет рассматривать их как круговые токи, и расчёт суммарного поля позволяет получить:

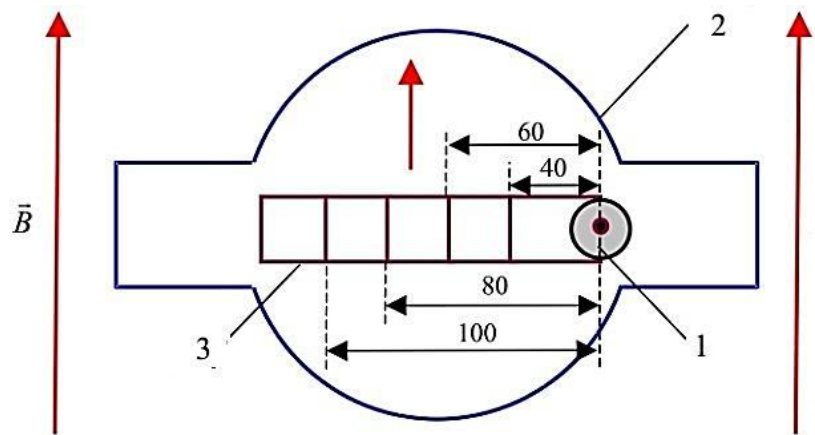
$$\vec{B} = 0,715\mu_0 \frac{NI}{R} \quad (2.4.8)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная; $N = 154$ – количество витков одной катушки; $R = 200$ мм – радиус одной катушки Гельмгольца; I – общая сила тока, протекаемого через катушки.

Электронно-лучевая трубка расположена посередине между катушками Гельмгольца (рис. 2.63а). В трубку закачан аргон, давление которого $\sim 10^{-1}$ Па. Из рисунка 2.63б можно заметить, что катод (1), помещённый в колбу (2), в результате явления термоэлектронной эмиссии испускает пучок электронов. Эти пучки электронов будут ускоряться под действием электрического поля с напряжением U . Проходя определённое расстояние в газонаполненной колбе аргоном, мы увидим свечение фиолетового цвета. Этот факт позволяет чётко отслеживать траекторию движения электронных пучков при выключенном свете.



а



б

Рис. 2.63. Электронно-лучевая трубка (вид сверху):
 а – внешний вид; б – схематическое изображение;
 1 – электронная пушка; 2 – колба; 3 – шкала

Опираясь на теоретическую часть, достаточно подробно описанную выше, электронная пушка (1) формирует пучок электронов, который будет распространяться прямолинейно без протекания тока по катушкам. При наличии в них тока траектория пучка электронов будет оставлять след, похожий на окружность, это можно чётко увидеть, накрыв установку плотной чёрной тканью в процессе выполнения работы.

Также внутри колбы имеется шкала (3), внешне напоминающая лестницу. На поперечные перекладины, имеющиеся на шкале, нанесено специальное флуоресцентное покрытие, которое позволяет вызвать эффект свечения в виде зелёной точки на перекладине при попадании на шкалу электронов. Зелёную точку легко зафиксировать, после чего можно измерить диаметр окружности электронного пучка. Несложно заметить, что он равен 40, 60, 80, 100 мм (рис. 2.63б).

На рисунке 2.64 приведена электрическая схема подключения электронно-лучевой трубки к источнику питания с режимами 0–600 В и 0–50 В.

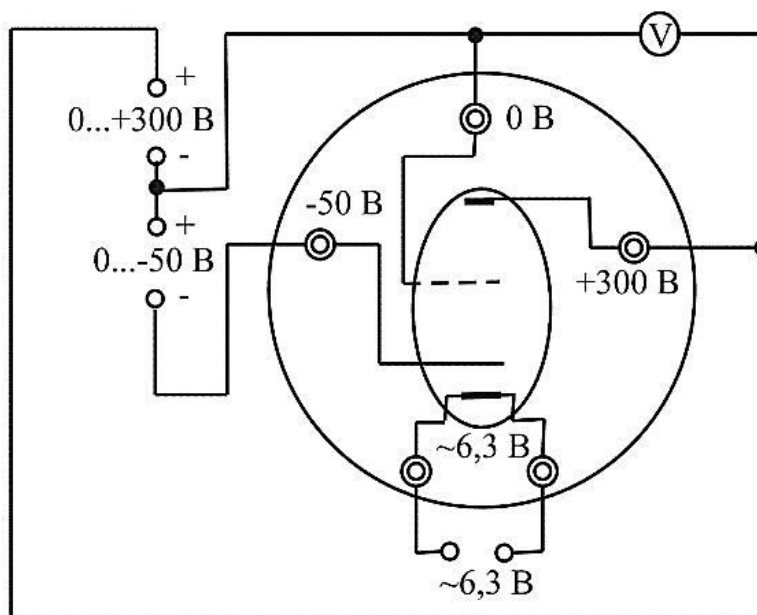


Рис. 2.64. Схема подключения электронной трубки

Если пучок электронов проходит ускоряющее напряжение U , то он приобретает скорость \vec{v} . Значение скорости можно определить из теоремы о кинетической энергии:

$$eU = \frac{mv^2}{2}, \quad (2.4.9)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд электрона; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона.

Напомним, что скорость электрона \vec{v} можно определить из (2.4.6). Учитывая этот факт, подставим эту скорость в уравнение (2.4.9). Мы получаем следующее выражение для удельного заряда электрона, которое будем использовать в рамках цели работы:

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{B^2 \cdot r^2}. \quad (2.4.10)$$

Отсюда можно сделать вывод о том, что отношение e/m в выражении выше может быть вычислено, если известны величины составляющие правую часть уравнения (2.4.10).

Порядок выполнения работы:

1. Необходимо собрать установку (рис. 2.61). Чтобы подключить питание электронно-лучевой трубки, используйте схему, изображённую на рисунке 2.64.

2. Далее включите источник питания катушек (3) и трубки (4) тумблерами.

3. Установите значения напряжений на трубке (см. рис. 2.65а):

а) вращайте регулятор напряжения 0–50 В (1) вправо, установив 25 В;

б) вращайте регулятор напряжения 0–300 В (2) вправо, установив 240 В.

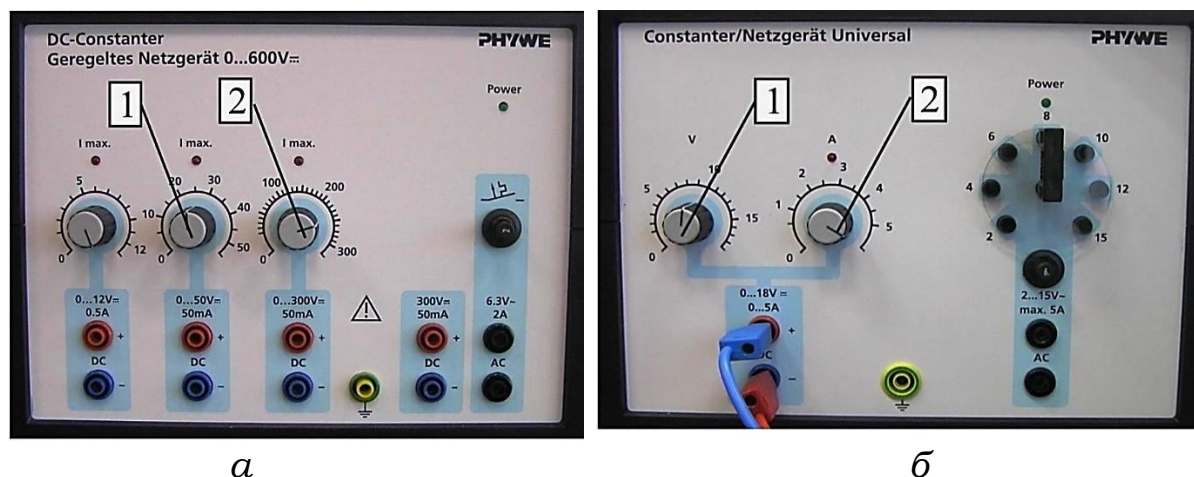


Рис. 2.65. Вид передних панелей источников питания: а – электронно-лучевой трубки (1 – ручка регулировки напряжения 0–50 В; 2 – ручка регулировки напряжения 0–300 В); б – катушек Гельмгольца (1 – ручка регулировки напряжения; 2 – ручка регулировки тока)

4. После того как вертикальный электронный луч будет сформирован, нужно включить питание катушек.

5. Включите мультиметры (5, 6). На мультиметре (6) переключатель нужно установить в режим измерения напряжения (положение 1000 В). Переключатель мультиметра (5) установите в режим измерений тока (положение 20 А).

6. Регулятор тока (1 на рис. 2.65б) установите на 5 А, а значения напряжения выкрутите против часовой стрелки на минимум (2 на рис. 2.65б).

7. Постепенно увеличивая напряжение $U_{кат}$ на катушках регулятором (1) на источнике (рис. 2.65б), наблюдайте за искривлением электронного пучка. Сначала добейтесь попадания пучка на отметку 10 см, и так далее до 4 см. Помните, что шкала фиксирует диаметры D траектории пучков.

8. Мультиметром померьте ток I в катушках для каждой зелёной отметки на шкале. Напряжение U на трубке будет определяться показаниями мультиметра (6).

9. Все необходимые результаты нужно занести в таблицу 2.4.1.

Таблица 2.4.1

№	D , см	I , А	U , В	B , Тл	e/m , Кл/кг	e/m_{cp} , Кл/кг	ε , %
1	10						
2	8						
3	6						
4	4						

Поле \vec{B} катушек рассчитайте по формуле (2.4.8), отношение e/m определите по формуле (2.4.10).

10. Вычислите e/m_{cp} , сравнив ваш результат с известным теоретическим значением.

11. Рассчитайте абсолютную $\Delta e/m_{cp}$ и относительную погрешность ε . Результат запишите в виде: $\frac{e}{m} = \left(\frac{e}{m}\right)_{cp} \pm \Delta \left(\frac{e}{m}\right)_{cp}$, $\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$, $\varepsilon = \%$.

Контрольные вопросы:

1. Что называют силой Кулона? По какой формуле её можно рассчитать, если частица движется в электрическом поле E ?

2. Что называют силой Лоренца и как определить её направление?

3. Что называют удельным зарядом электрона?

4. В чём заключается метод, основанный на использовании катушек Гельмгольца для расчёта удельного заряда электрона?

Лабораторная работа № 2

Изучение спектральных линий серии Бальмера

Цель работы: рассчитать постоянную Ридберга; изучить уровни энергии электронов в атоме водорода.

Приборы и материалы: высоковольтный источник 0–10 кВ; водородная спектральная трубка; трубка-кожух; стойка с парой держателей для трубки-кожуха; треножный штатив для держателей трубки-кожуха; решётка дифракционная с подставкой, 600 штр./мм; измерительная шкала; пара курсоров; два красных кабеля на 30 кВ.

Теоретическая часть. Исследование излучательных спектров атомов разреженных газов показывают, что для каждого газа существует свой линейчатый спектр, который

состоит из отдельных линий спектра или группы линий. В настоящей работе мы расскажем о спектре атома водорода.

Существует формула, полученная опытным путём И. Бальмером, которая правильно описывает электронные переходы атом водорода в *видимой области спектра*:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (2.4.11)$$

где $m = 3, 4, 5$ и т. д., $R' = 1,10 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$ – *ридберговская постоянная*. Используя связь $\nu = c/\lambda$, где c – скорость света в вакууме), формулу (2.4.11) для обратной длины волны, можно переписать для частоты излучения:

$$\nu = R'c \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (2.4.12)$$

где $R'c = R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – также *ридберговская константа*.

Бальмерова формула (2.4.11–2.4.12) была названа так потому, что линии спектра, появляющиеся при соответствующих электронных переходах, отличались значением m – номером электронной орбиты, куда переходит электрон. Притом эти линии для разных m образовывали целую серию линий в видимом диапазоне частот – *серию Бальмера*. Однако электронные переходы в атоме водорода можно было обнаружить не только в видимом спектре частот, но и за его пределами.

Электронные переходы соответствующих серий линии спектра, обнаруженные в *ультрафиолетовом диапазоне частот*, позволяет описать *серия Лаймана*:

$$\nu = R'c \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где $m = 2, 3, 4$ и т. д.

За пределами видимой области спектра, удаляясь ниже по частоте электромагнитных волн, можно обнаружить *серийные линии Пашена, Брэкета, Пфунда и Хэмфри*, соответствующие *инфракрасной области спектра*:

– *серия Пашена*: $\nu = R'c \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right)$, где $n = 4, 5, 6$ и т. д.;

– *серия Брэкета* $\nu = R'c \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right)$, где $n = 5, 6, 7$ и т. д.;

– *серия Пфунда* $\nu = R'c \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right)$, где $n = 6, 7, 8$ и т. д.;

– *серия Хэмфри* $\nu = R'c \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ где $n = 7, 8, 9$ и т. д.

Из приведённых выше сериальных формул становится совершенно понятно, что почти все серии линий в атоме водорода могут быть определены из *обобщённой формулы Бальмера*:

$$\nu = R'c \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (2.4.13)$$

где $n = 1, 2, 3, 5, 6$ – числа, определяющие серию, к которой относится соответствующее число отдельных линий m , начиная с $(n + 1)$.

Закономерность электронных переходов в атоме водорода объясняется особенностями его атомного строения. Как известно, существует классическая теория строения атома по Томпсону, основанная на гармонических колебаниях электрона в атоме. Объяснить полученные Бальмером эмпирические сериальные формулы она не в состоянии. Тогда Н. Бором была построена новая классически-квантовая теория строения атома, окончательно сформулированная в 1913 г. Он выдвинул два постулата с правилом квантования орбит, которые противоречат ньютоновской механике, описывавшей атом по Томпсону.

Первый постулат Бора:

Существуют стационарные орбиты, в которых атом не будет излучать электромагнитной энергии.

На определённых стационарных орбитах электроны находятся в стационарных состояниях с полной энергией, в которых момент его импульса должен быть кратен постоянной Планка:

$$m_e v r_e = n h, \quad (2.4.14)$$

где $n = 1, 2, 3$ – номер орбиты; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – элементарная масса электрона; v – скорость на n -й орбите радиуса r_n ; h – постоянная Планка.

Второй постулат Бора:

Атом излучает или наоборот поглощает энергию в виде электромагнитных волн, если происходят электронные переходы с орбиты на орбиту:

$$h\nu = E_n - E_m. \quad (2.4.15)$$

Другими словами: при электронном переходе вылетает излучённый или поглощённый фотон, энергия которого есть разность состояний электрона на стационарных орбитах E_n и E_m .

Таким образом, на основании двух постулатов Бора был рассчитан спектр атома водорода с зарядом ядра $(+Ze)$ и одного

электрона. Теория Бора также помогла рассчитать постоянную Ридберга R .

Приведём подробный анализ расчёта обобщённой формулы Бальмера и ридберговской константы, воспользовавшись классическо-квантовыми представлениями (2.4.14).

Ядро будем считать тяжёлым и неподвижным по сравнению с движущимися по окружности электронами (приближение Борна – Оппенгеймера).

Полная энергия системы «ядро – электрон»:

$$E_{\text{полн}} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{mv^2}{2}, \quad (2.4.16)$$

где e – заряд электрона и ядра; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; r – орбитальный радиус; m и v – масса и скорость электрона на орбите.

Ввиду того, что орбита движения электрона представляет собой окружность, то на него будет действовать нормальная сила и ускорение с одной стороны и кулоновская сила – с другой:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.4.17)$$

Подстановка (2.4.17) в (2.4.16) позволяет получить (2.4.16) через радиус орбиты:

$$E_{\text{полн}} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.4.18)$$

Теперь учтём (2.4.14) и из соотношений (2.4.16–2.4.18) получим выражение для $E_{\text{полн}}$ в зависимости от n (номер орбиты):

$$E_{\text{полн}} = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (2.4.19)$$

где постоянная Ридберга:

$$R' = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}. \quad (2.4.20)$$

Как видно из рисунка 2.66, энергия атома $E_{\text{полн}}$ квантуется (принимает дискретные значения) согласно формуле (2.4.19). Основное состояние электрона в атоме водорода наблюдается при $n = 1$, остальные состояния с $n > 1$ – возбуждённые. Квант энергии испускается или поглощается порциями при электронных переходах между двумя дискретными состояниями (см. рис. 2.66, (2.4.15)).

Если подставить (2.4.19) в (2.4.15), то получится выражение, олицетворяющее обобщённую формулу Бальмера (2.4.13):

$$\nu = R' \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{m} \right). \quad (2.4.21)$$

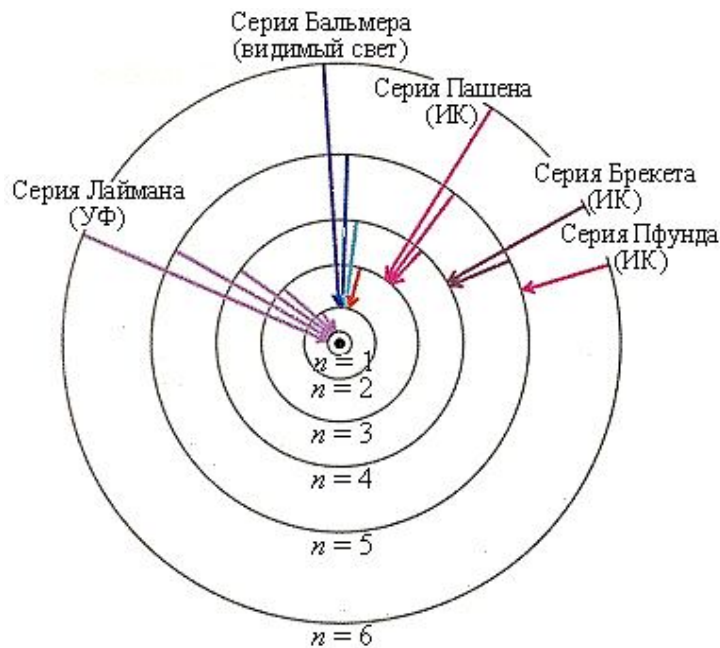


Рис.2.66. Схема серийных линий боровских орбит атома водорода

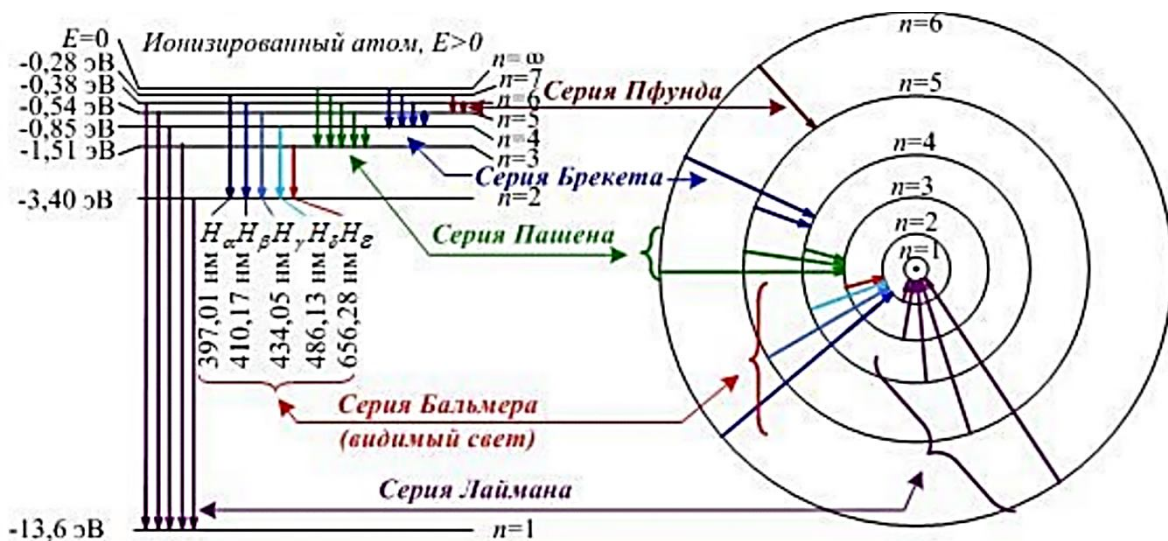


Рис. 2.67. Энергетическая диаграмма уровней в атоме водорода. Электронные переходы соответствуют различным спектральным сериям

При определённом значении n , согласно (2.4.21), получают-ся все возможные серии: $n = 1$ – серия Лаймана (ультрафиолетовая область); $n = 2$ – серия Бальмера (видимая область); $n = 3$ – серия Пашена (инфракрасная область); $n = 4$ – серия Брэкета и при $n = 5$ – серия Пфунда. Причём две последние серии можно наблюдать в дальней инфракрасной области спектра.

На рисунке 2.67 представлена диаграмма энергетических уровней. При $n = 1$ минимальному значению энергии атома водорода, согласно (2.4.19), соответствует энергия $E_1 = -13,56$ эВ. И наоборот: при $n = \infty$ её максимальному значению соответствует энергия $E_\infty = 0$ эВ, которую называют энергией ионизации. При таком значении энергии электрон считается удалённым или вырванным из атома. Энергию ионизации можно рассчитать по нижеприведённой формуле

$$E_{ion} = -Rhc = 13,56 \text{ эВ.} \quad (2.4.22)$$

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.68 показана фотография установки для наблюдения спектральных линий серии Бальмера. Источником излучения служит спектральная водородная трубка (2), которая подключается к высоковольтному источнику 2–4 кВ (1). В результате электрического разряда в этой трубке происходит возбуждение атомов с излучательным переходом на более низкие энергетические состояния. Газовый разряд, возникающий в трубке с водородом при определённой энергии, будет определять количество возможных переходов.

Спектральная водородная трубка помещается в трубку-кожух (3), расположенную на треножном штативе со стойкой (5) и закреплённую парами держателей (4). У трубки-кожуха имеется выходное излучательное отверстие. На одном уровне позади отверстия трубки-кожуха имеется линейка с измерительной шкалой (7). Измерительная шкала ограничена парой курсоров (8), служащих для измерения спектра в первом порядке дифракции.

Дифракционная решётка (6) устанавливается на одном уровне с отверстием трубки-кожуха через определённое расстояние. На рисунке 2.69 весь излучательный (видимый) спектр, получаемый трубкой и фиксируемый на измерительной шкале (7), можно видеть глазом через дифракционную решётку. На рисунке 2.70. приведена схема хода лучей через дифракционную решётку в результате дифракции.

Согласно рисунку 2.70, если свет, длина волны которого λ , попадает на дифракционную решётку с периодом D , то наблюдая дифракционную картину, можно получить максимумы интерференции. Их можно наблюдать для любых углов дифракции α из уравнения:

$$D \sin \alpha = \pm k\lambda, \quad (2.4.23)$$

где D – период решетки; α – дифракционный угол; k – порядок дифракции.

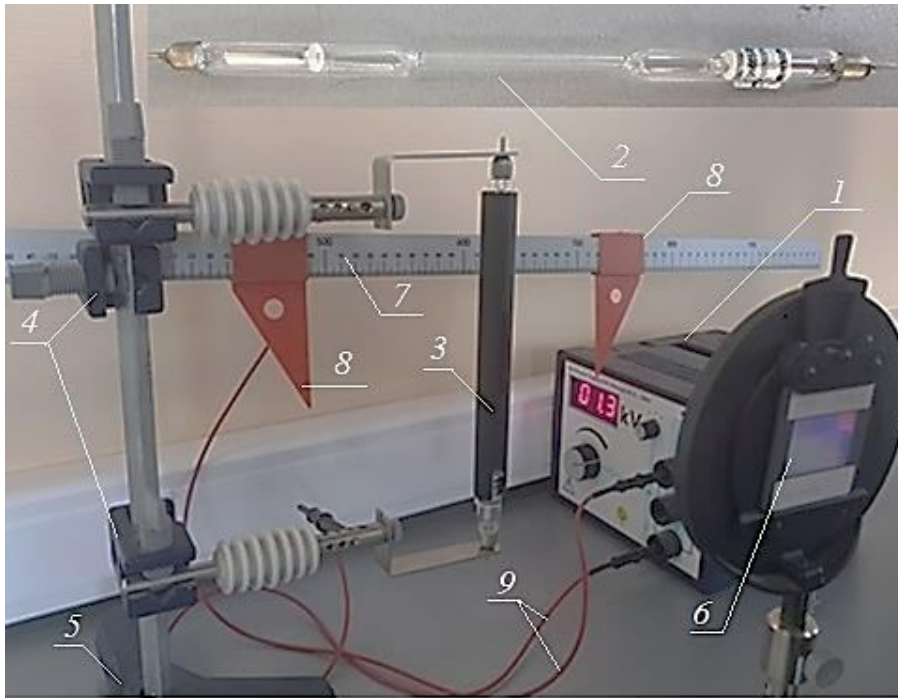


Рис. 2.68. Фотография лабораторной установки

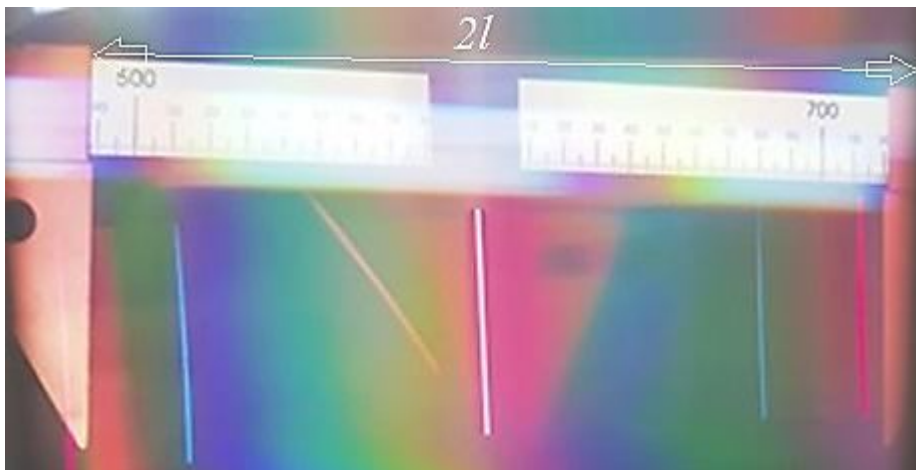


Рис. 2.69. Наблюдение видимого спектра излучения

Из геометрических соотношений (рис. 2.70 и формула (2.4.23)) мы определим $\sin \alpha$. В нашем случае (2.4.23) будет иметь другой вид:

$$D \cdot \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}} = \pm k\lambda, \quad (2.4.24)$$

где d – расстояние от трубки до решётки; $2l$ – расстояние, которое мы берём между соседними когерентными линиями соответствующего порядка k .

Решётка дифракционная, используемая в опыте, рассчитана на 600 шт./мм. Измерительная шкала (7) должна быть расположена сразу за трубкой-кожухом (3).

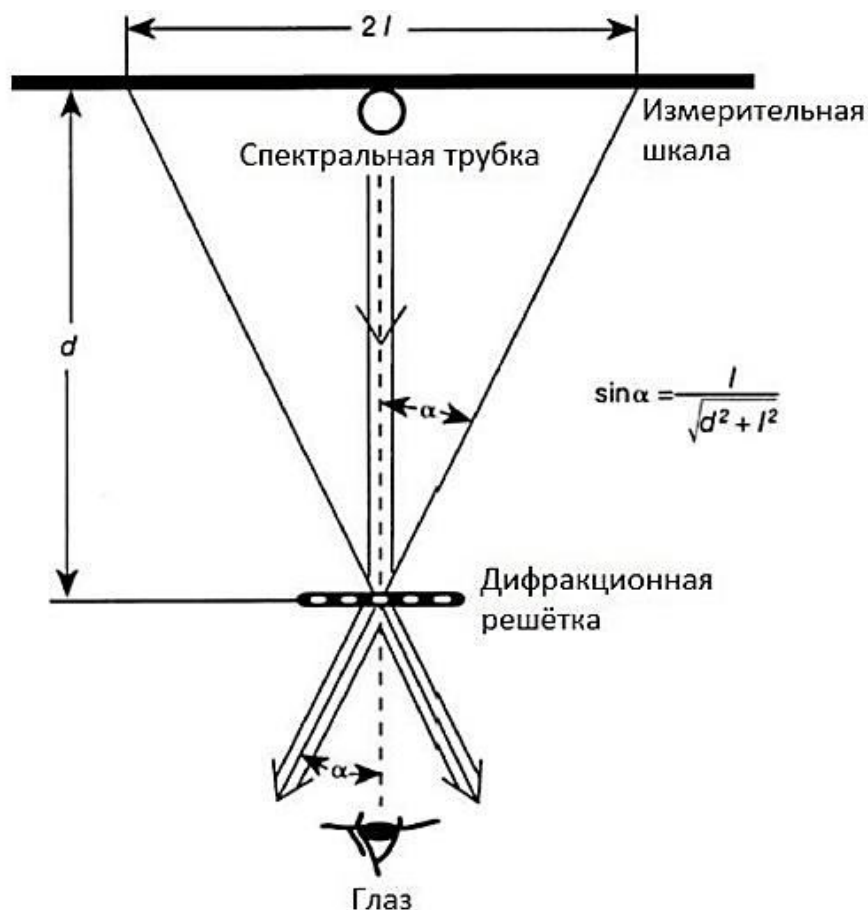


Рис. 2.70. Ход лучей через решётку

Расстояние d составляет примерно 40–50 см, так как именно при этих значениях наблюдается чёткая картина дифракции. Кроме того, студент должен следить за тем, чтобы ни одна пара линий в спектре первого порядка не отразилась на стойке с держателями.

Опыт желательно проводить при выключенном свете или надетой на голову чёрной ткани.

Порядок выполнения работы:

1. Нужно собрать установку, изображённую на рисунке 2.68, и установить спектральную трубку в держатель.
2. Напряжение на высоковольтном источнике должно быть на минимуме, после этого можно включить его в сеть тумблером и оставить на 15 минут.
3. Далее нужно подобрать и измерить расстояние d , чтобы спектральные линии первого порядка были одинакового цвета и чётко видны глазом d . Результат измерения занести в таблицу 2.4.2.

4. Необходимо вычислить постоянную D , используя формулу $D = 1/N$.

Результат отметить в таблице 2.4.2.

Таблица 2.4.2

N , штр./мм	D , мкм	d , см

5. Далее увеличивайте регулятором напряжение до 2–4 кВ, чтобы зажигание трубки было отчётливо видно. Должны появиться соответствующие линии серии атома водорода.

6. Необходимо измерить $2l$ между 3–4 линиями одинакового цвета для дифракции первого порядка, используя курсоры.

7. Напряжение на высоковольтном источнике снова выкрутите регулятором на минимум, а затем выключите прибор тумблером.

8. Произведите расчёт λ каждой линии для атома водорода, используя (2.4.24).

9. Пользуясь формулой (2.4.12), оцените ридберговскую постоянную R для каждой из наблюдающихся линий, используя значения λ .

10. Далее рассчитайте разность энергий $\Delta E = E_n - E_m$ при переходе с уровня на уровень (2.4.15).

11. Результаты вычислений пунктов 6–10 заносятся в таблицу 2.4.3.

Таблица 2.4.3

Линия (цвет)	$2l$, мм	λ , нм	ΔE , эВ	R , м ⁻¹	ΔR , м ⁻¹	$\Delta\lambda$, нм	$\varepsilon\%$ ($\Delta R/R$)

12. Оцените $\Delta\lambda$ по формуле:

$$\Delta\lambda = \lambda \cdot \left(\frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta d + \Delta l}{\sqrt{d^2 + l^2}} \right). \quad (2.4.25)$$

Погрешности Δd и Δl принять равными цене деления шкалы.

13. Оцените ΔR по формуле:

$$\Delta R = R \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (2.4.26)$$

14. Вычислите $\varepsilon = \Delta R/R$. Результаты вычислений пунктов 12–14 заносятся в таблицу 2.4.3.

15. Необходимо сравнить результат для R , вычисленный опытным путём, с его известным значением (2.4.20).

16. Необходимо сравнить результат для λ , вычисленный опытным путём, со значениями, указанными на рис. 2.67.

17. Необходимо сравнить результат для ΔE , вычисленный опытным путём, со значениями, указанными на рисунке 2.67 для $n = 3, 4, 5$.

18. Запишите результат для $R = (\pm) \text{ м}^{-1}$, $\varepsilon = \%$.

Контрольные вопросы:

1. Какого содержания постулатов Бора?
2. Что такое балмеровская серия?
3. В чём заключается смысл энергии ионизации?
4. Какие спектральные серии для атома водорода вы знаете?
5. Для каких целей используется в работе дифракционная решётка?

Лабораторная работа № 3

Оценка заряда e электрона при помощи опыта Милликена

Цели работы: изучить особенности поведения масляных капель в электрическом и гравитационном полях; рассчитать величины e .

Приборы и материалы: высоковольтный источник (до 600 В); устройство Милликена; треножник; ёмкость с маслом; переключатель; стрелочный мультиметр; груша (нагнетатель); окуляр с микрометром; градуировочное стекло; секундомер; провода соединительные.

Теоретическая часть. Идеи о том, что общий заряд чего-либо является дискретной величиной ещё в XVIII веке, были высказаны Б. Франклином и лишь в середине XIX века были доказаны М. Фарадеем в опытах по электролизу. В связи с этим с использованием числа Авогадро и теоретических расчётов была получена наименьшая величина электрического заряда, называемая элементарным зарядом. Однако опытным путём элементарный заряд удалось определить Р. Милликену методом масляных капель. Метод основан на закономерностях движения капель масла в однородных электрических полях \vec{E} .

Известно, что изменение заряда объекта происходит за счёт того, что электроны могут менять своё количество. В связи с этим, ввиду свойства дискретности электрического заряда, можно сказать, что общий заряд объекта теряет электроны так, что в результате остаётся минимальный заряд кратный минимальному заряду электрона.

На рисунке 2.71 приведена установка Р. Милликена, состоящая из распылителя (P), конденсатора (K), источника питания ($ИП$) и микроскопа (M). Распылителем можно формировать заряд, который сосредотачивается на сферических капельках масла, влетаемых из распылителя в полость над конденсатором. Заряд капелек образовывается за счёт электризации трением о стенки распылителя. Под действием силы тяжести капельки из полости попадали в конденсатор благодаря отверстию посередине его верхней пластины. Заряды на пластины подавались источником питания. За характером движения капелек масла можно было наблюдать в микроскоп.

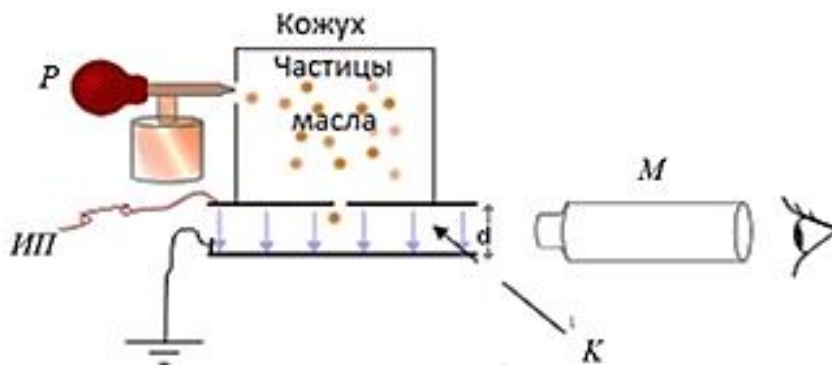


Рис. 2.71. Схема установки Милликена: P – распылитель; K – конденсатор; $ИП$ – источник питания; M – микроскоп

Чтобы исключить воздушные конвекционные потоки, полость с конденсатором помещается в специальный кожух, в котором можно поддерживать фиксированные давление и температуру. Достоверные результаты из опыта Милликена можно получить, предположив, что:

- 1) размер капелек – микроскопический, при этом:
 - сила Кулона будет превышать силу тяжести;
 - суммарный заряд капельки будет состоять из малого числа элементарных зарядов электрона. Это также касается случая, если капельки ионизировать, т. е. изменять их суммарный заряд;

2) средняя плотность капли $\rho \approx 1,03 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, причём $\rho > \rho_0$ (плотность вязкого воздуха $\rho_0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$);

3) массы капелек не изменяются, в связи с чем используется именно масло (как слабо испаряющаяся жидкость), а не вода.

При отсутствии напряжения на пластинах конденсатора ($\vec{E} = 0$) происходило падение капельки только под действием силы тяжести от пластины к пластине сверху вниз.

При подаче напряжения на пластины капелька, будучи отрицательно заряженной, а верхняя пластина – положительно, замедляла свою скорость и двигалась в противоположном направлении к этой пластине.

При известной скорости падения капельки, наличии и отсутствии поля и условии, что напряжённость поля считалась известной, можно было найти заряд капельки.

На рисунке 2.72 показаны два случая, которые мы описали выше. Условие равновесия капельки выполняется при равенстве сил, действующих на неё в направлении оси X.

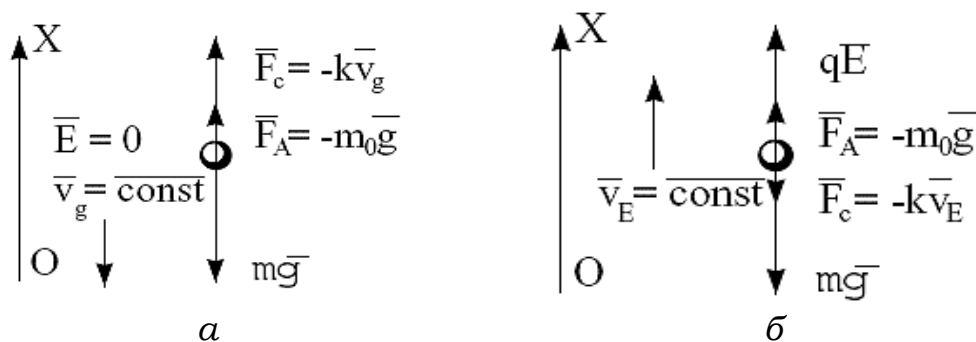


Рис. 2.72. Движение капельки масла:
а – поле выключено; б – поле включено

Из рисунка 2.72а становится понятно, что возникает три силы:

- 1) mg – сила тяжести;
- 2) $F_A = \rho_0 Vg = m_0g$ – Архимедова сила, где ρ_0 – плотность воздуха; $V = (4/3)\pi r^3$ – объём капли; $m_0 = \rho_0 V$ – масса вытесненного воздуха капле;
- 3) $F_C = kv = -6\pi\eta rv$ – сила Стокса, или вязкого трения в воздухе, где $\eta = 1,82 \cdot 10^{-5}$ кг/м·с – динамический коэффициент вязкости; r – радиус капельки; v – её скорость.

Равномерное движение капельки на рисунке 2.72а обусловлено наличием F_C . В этом случае найдём скорость её движения. Если при выключенном поле обозначим скорость капельки через v_g , то:

$$v_g = (m - m_0) g / k. \quad (2.4.27)$$

Перейдём к рассмотрению рисунка 2.72б. При наличии разности потенциалов на обкладках конденсатора с расстоянием между ними d возникнет поле \vec{E} . Сила Кулона ($F_q = Q \cdot E = Q \cdot \frac{U}{d}$) в этом случае будет совпадать с направлением оси X в случае положительного заряда капли Q . Сила Стокса поменяет своё направление.

Аналогично ситуации на рисунке 2.72а можно расписать уравнение Ньютона в проекции на ось X , если считать движение на рисунке 2.72б установившимся:

$$-(m - m_0) g + qE + kv_E = 0, \quad (2.4.28)$$

$$v_E = [-q E - (m - m_0) g] / k, \quad (2.4.29)$$

где v_E – скорость капельки в поле E , причём если движение капли сверху вниз, то $v_1 < 0$, и наоборот $v_2 > 0$, если снизу вверх. Эти скорости можно найти по следующим формулам:

$$v_1 = \frac{1}{6\pi r \eta} \cdot \left(Q \cdot E + \frac{4}{3} \pi \cdot r^3 \cdot g \cdot (\rho - \rho_0) \right), \quad (2.4.30)$$

$$v_2 = \frac{1}{6\pi r \eta} \cdot \left(Q \cdot E - \frac{4}{3} \pi \cdot r^3 \cdot g \cdot (\rho - \rho_0) \right). \quad (2.4.31)$$

Зная v_1 и v_2 , получаем формулу для нахождения величины заряда капельки Q и её радиуса r :

$$Q = C_1 \cdot \frac{(v_1 + v_2) \cdot \sqrt{v_1 - v_2}}{U}, \quad (2.4.32)$$

где константа $C_1 = 2,73 \cdot 10^{-11} \text{ кг} \cdot \left(\frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^{\frac{1}{2}}$;

$$r = C_2 \cdot \sqrt{v_1 - v_2}, \quad (2.4.33)$$

где константа $C_2 = 6,37 \cdot 10^{-5} (\text{м} \cdot \text{с})^{1/2}$.

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.73 можно увидеть установку, используемую в работе. Она состоит из высоковольтного источника до 600 В (1), устройства Милликена (2) на треножнике (3), ёмкости с маслом (4), перекрёстного выключателя (5), изменяющего направленность поля конденсатора, входящего в состав устройства Милликена, стрелочного мультиметра (6), фиксирующего разность потенциалов на пластинах конденсатора, груши (нагнетатель) (7), позволяющей под давлением впрыскивать капельки масла в конденсатор, входящий в состав устройства Милликена, окуляра с микрометром (8), в котором 1 мм – 100 делений. Окуляр – это оптическая система устройства Милликена, которая используется для наблюдения за движением капелек масла.

Кроме того, в работе используется секундомер для измерений времени пролета капелек на градуировочном стекле и соединительные провода. Лабораторная установка собирается по рисунку 2.73.

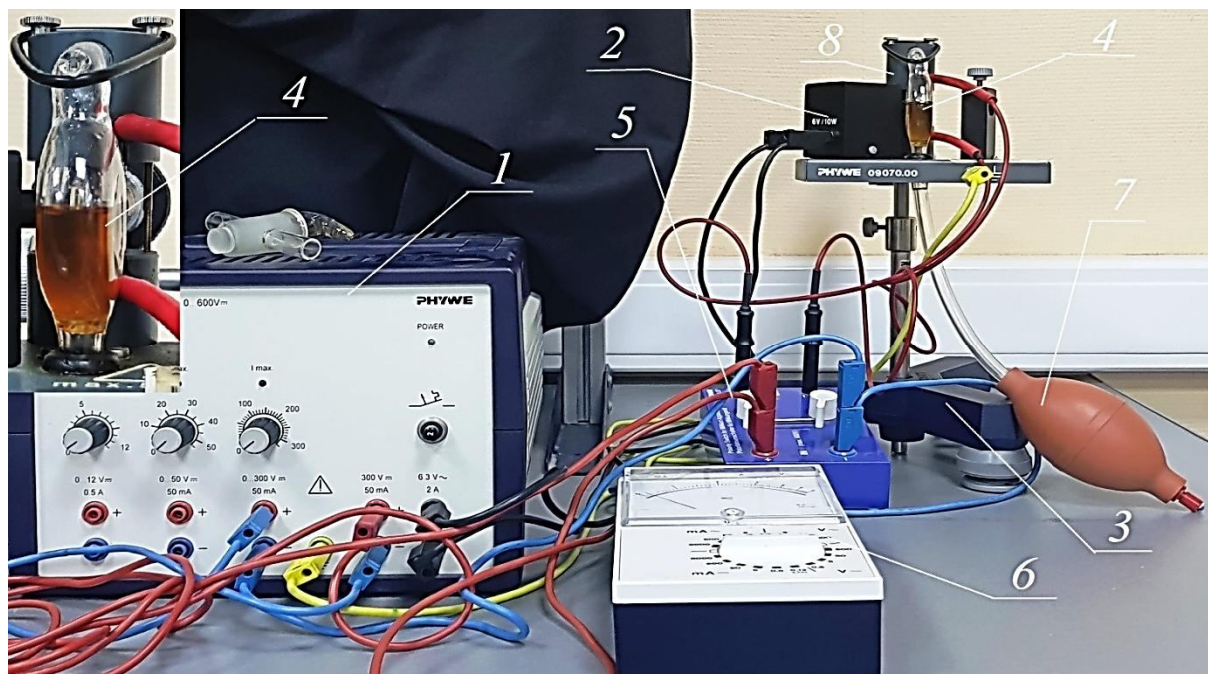


Рис. 2.73. Фотография опытной установки

Высоковольтный источник (1) имеет постоянный на 300 В и регулируемый от 0 до 300 В выходы, которые необходимо соединить проводами. В этом случае мы сможем подавать на конденсатор напряжения от 300 до 600 В. Перекрестным выключателем (5) соедините источник (1) с установкой Милликена (2). Параллельно присоединяется стрелочный мультиметр (6), работающий в режиме вольтметра.

Оптическую систему установки (8) подключают к выходу на 6,3 В высоковольтного источника.

Порядок выполнения работы:

1. Необходимо включить оптическую систему установки и откалибровать микрометр специальным градуировочным стеклом.

2. Ручку регулировки высоковольтного источника поставьте на 300 В. Включится электрическое поле.

3. Далее нужно распылить капельки масла в пространство конденсатора, согласно рисунку 2.74. Обратите внимание, что, во-первых, цена деления градуировочного стекла на оптической фотографии 0,029 мм, во-вторых, изображение будет перевернутым.

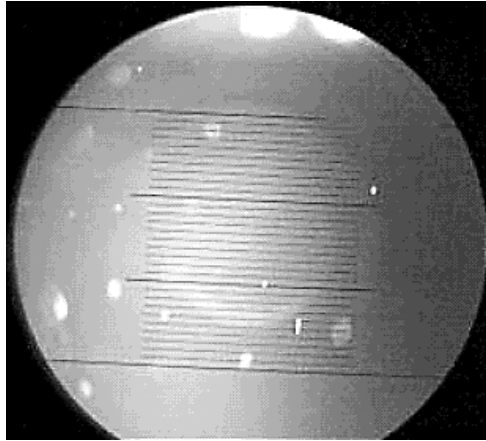


Рис. 2.74. Оптическая фотография капель масла (белые пятна)

4. Наблюдайте в микроскоп за поведением масляных капелек. Изменяйте движение капелек сверху вниз и наоборот перекрёстным выключателем. Выберите и отслеживайте поведение тех капелек, у которых небольшая скорость и практически вертикальное движение. Помните, что чем меньше размер капли, тем больше её движение похоже на равномерное.

5. Зафиксируйте секундомером время полета t_1 и пройденное расстояние S_1 капельки сверху вниз. Проведите аналогичные измерения, наблюдая за движением капельки снизу вверх, фиксируя t_2 и S_2 . Величину пути S можно зафиксировать на оптической фотографии и вычислить, умножив общее число пройденных делений на цену деления микрометра (п. 3).

Таблица 2.4.4

$U, В$	N_0	$U, В$	$S_1, мм$	$t_1, с$	$S_2, мм$	$t_2, с$
300						
400						
500						

6. Далее результаты расчётов необходимо занести в таблицу 2.4.4 и повторить опыт от четырёх до шести раз при разности потенциалов на обкладках конденсатора 400 В и 500 В.

7. Рассчитайте скорости v_1 и v_2 капелек по формулам равномерного движения $v = S / t$, затем, по формулам (2.4.33) и (2.4.32), рассчитайте радиус r и заряд капель Q . Результаты занесите в таблицу 2.4.5. Заряд капельки $Q = n \cdot e$.

Таблица 2.4.5

№ капли	v_1 , м/с	v_2 , м/с	r , м	Q , Кл	n	e , Кл

Контрольные вопросы:

1. Перечислите основные свойства электрического заряда.
2. В чём заключается опыт Милликена?
3. Объясните наличие сил на рисунке 2.72?
4. В чём заключается необходимость облучения воздуха рентгеновскими или ультрафиолетовыми лучами в устройстве Милликена?

Лабораторная работа № 4

Изучение рентгеновского излучения как одного из способов исследования структуры монокристаллов

Цели работы: провести рентгеноструктурный анализ монокристаллов LiF и KBr; изучить явление дифракции рентгеновских лучей.

Приборы и материалы: рентгеновская установка фирмы “Rhywe”; счетчик Гейгера – Мюллера с гониометром; рентгеновская трубка с антикатодом из меди; анализаторы из монокристаллов LiF или KBr; ПК с программным обеспечением; стандартный информационный кабель RS-232.

Теоретическая часть. Рентгеновскими лучами называют мощное ионизирующее электромагнитное излучение. Спектральная область его расположена в интервале длин волн 0,001–100 нм, между ультрафиолетовым и гамма-излучением. Эта область соответствует энергиям от 100 МэВ до 0,1 МэВ. Если длина волны $\lambda < 0,2$ нм, то мы рассматриваем жёсткие рентгеновские лучи, в противном случае – мягкие.

Широкое использование рентгеновские лучи получили в медицине. Излучение применяется для диагностики и лечения внутренних органов человека.

Спектр рентгеновского излучения бывает непрерывным и линейчатым.

На рисунке 2.75 продемонстрировано строение рентгеновской трубки, в которой излучение возникает при столкновении высокоэнергичных электронов с анодом.

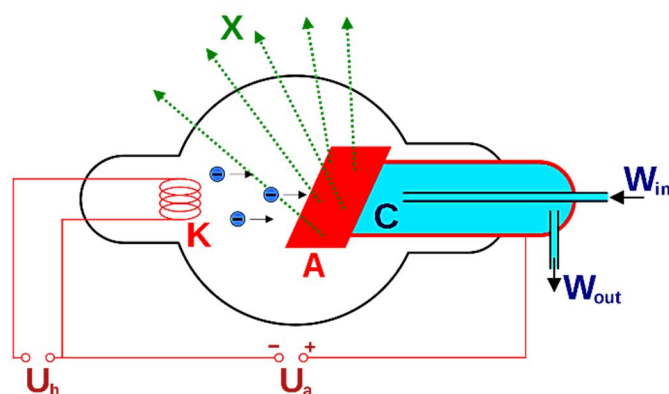


Рис. 2.75. Внутреннее строение рентгеновской трубки: X – рентгеновские лучи; K – катод; A – анод (антикатод); C – теплоотвод; U_h – напряжение накала на катоде; U_a – ускоряющее анодное напряжение; W_{in} – впуск водяного охлаждения; W_{out} – выпуск водяного охлаждения

Стеклянный баллон рентгеновской трубки с расположенными в нём катодом и анодом, откачивается до высокого вакуума. Катод изготовлен из вольфрамовой нити, через которую пропускается ток, а анод – из металлического массивного стержня. Бомбардируемый анод поток электронов, ускоренных в пространстве между этими электродами, возникает за счёт явления термоэлектронной эмиссии с вещества катода. В этом случае рентгеновское излучение возникнет тогда, когда разность потенциалов между катодом и анодом достигнет десятки киловольт. Так называемое *тормозное* излучение возникает при небольших энергиях и условии торможения веществом анода ускоренно движущихся электронов. Спектр тормозного излучения непрерывен, а его особенности не зависят от того, из какого материала изготовлен анод.

Если увеличивать напряжение между катодом и анодом, то при определённом значении кинетической энергии электронов произойдёт ионизация атомов мишени. Электроны будут способны покинуть заполненные внутренние оболочки атома. Так как время жизни ионизированного атома мало, то высокоэнергичные внешние электроны будут переходить на нижележащие оболочки за счёт того, что такие переходы

энергетически выгодны для них. Поэтому вакантные состояния внутренних оболочек при ионизации будут заполняться за счёт таких электронных переходов. Другими словами, атом из возбуждённого состояния перейдёт в основное с испусканием квантов рентгеновского излучения. В этом случае излучательные электронные переходы приведут к возникновению линейчатого *характеристического* спектра. Длины волн такого характеристического спектра будут зависеть от вещества анода.

На рисунке 2.76 приведён график зависимости относительной интенсивности рентгеновского излучения от длины волны, т. е. график зависимости представляет собой наложение двух спектров: сплошного спектра *тормозного* и линейчатого спектра *характеристического* излучения. На рисунке 2.76 чётко прослеживается проявление линейчатого спектра в виде отдельных пиков на зависимости.

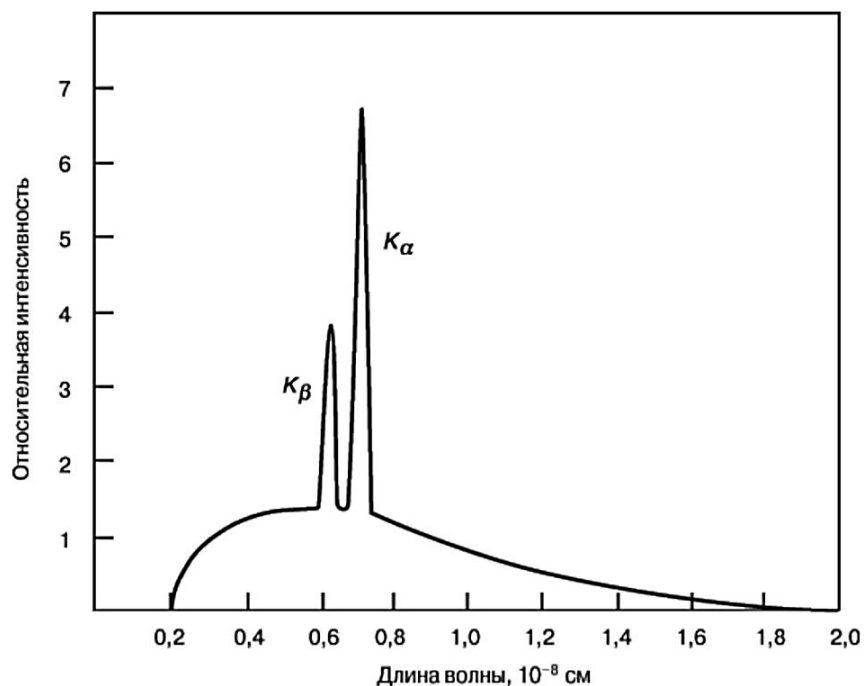


Рис. 2.76. Спектр излучения, испускаемый рентгеновской трубкой

На рисунке 2.77 можно увидеть структуру уровней энергии ионизированного атома меди при характеристическом рентгеновском излучении.

При выбивании электрона с K -оболочки атома меди возникает вакантное состояние, на которое могут перейти электроны с других оболочек, например с L , M . Как видно из рисунка 2.77, происходит расщепление энергетических уровней оболочек. В результате при испускании рентгеновских квантов

электронными переходами образуются линии K -серии характеристического излучения меди. Притом, как следует из рисунка, таких линий всего три. Наиболее интенсивная – K_α линия. Линия K_β чуть меньшей интенсивности. Частоты ν , при которых можно наблюдать исходные линии, находятся из формул:

$$E_{K\alpha} = h\nu = E_K - E_L, \quad (2.4.34)$$

$$E_{K\beta} = h\nu = E_K - E_M, \quad (2.4.35)$$

где h – постоянная Планка; E_K, E_L, E_M – энергии, испускаемые при электронных переходах с оболочки на оболочку.

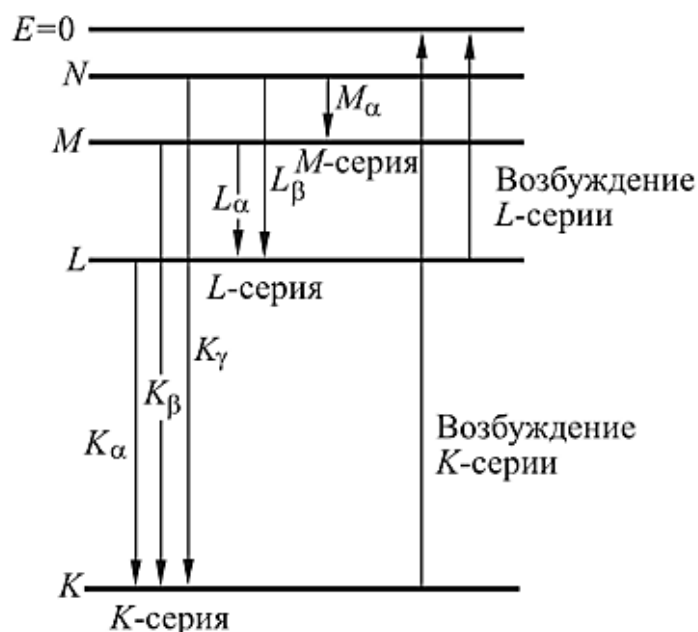


Рис. 2.77. Электронные переходы на внутренние оболочки атома меди, порождающие характеристическое рентгеновское излучение

Формулы (2.4.34) и (2.4.35) могут быть записаны через длину волны, если вспомнить связь:

$$E = h\nu = hc / \lambda. \quad (2.4.36)$$

Наиболее вероятны электронные переходы с L на K -оболочку. Наименее вероятны переходы с M и N на K -оболочку. В результате для K -серии K_α – самая интенсивная линия. Если принять её интенсивность за 100 %, то интенсивность K_β линии составит около 25 %. Линия K_γ будет едва заметной. Данную интенсивность K -серии, обозначаемую R и зависящую от тока I_A и анодного напряжения U_A , можно оценить по следующему закону:

$$R = BI_A(U_A - U_K)^{1,5}, \quad (2.4.37)$$

где $B = \text{const}$, определяемая экспериментально и зависящая от материала анода; U_K – пороговый потенциал ионизации K -оболочки.

В кристаллографии для получения информации о структуре вещества, например монокристалла LiF или KBr, широко используется явление дифракции рентгеновских лучей. Кроме того, можно проанализировать спектральный состав рентгеновского излучения при дифракции на этих монокристаллах.

Обратимся к рисунку 2.78, из которого следует, что сам кристалл состоит из системы параллельных атомных плоскостей, для которых наблюдается дальний порядок. Если рентгеновские лучи попадут на монокристалл, то они будут отражаться от атомных плоскостей. При этом усиление рассеянной волны произойдёт только в тех направлениях, где разность хода волн $\Delta = ED + DF$ составит число волн $n\lambda$.

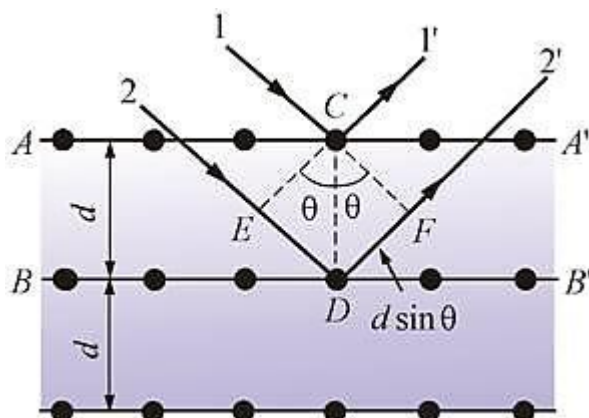


Рис. 2.78. Дифракция рентгеновского излучения на монокристалле

Такая дифракция на монокристалле полностью должна удовлетворять условию Брэгга – Вульфа, выражающему условие интерференционного максимума:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (2.4.38)$$

где d – кристаллографический период; θ – угол дифракции (скольжения); λ – длина волны; $n = 1, 2, \dots$ – дифракционный порядок.

Кристаллографический период d для LiF, срезанного по плоскости (100), составляет 201,4 пм, а для KBr с аналогичными индексами плоскости $d = 329$ пм.

Если d и θ известны, то формула (2.4.36) для энергий E рентгеновского излучения с учётом (2.4.38):

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{nhc}{2d \sin \theta}. \quad (2.4.39)$$

На рисунке 2.79 приведён экспериментальный график $R = f(\theta)$. Интенсивность R определяется напряжением на рентгеновской трубке (около 35 кВ) и пропорциональна количеству рентгеновских квантов, регистрируемых счётчиком Гейгера – Мюллера в единицу времени.

K -серии соответствует первая пара пиков при $n = 1$. Угол скольжения $\theta = 20^\circ$ определяет K_β линию, угол $\theta = 23^\circ$ – K_α .

При углах θ , соответствующих 44° и 50° , можно наблюдать вторую пару пиков при $n = 2$.

При замене LiF на KBr на рентгенограмме можно увидеть пики более высоких порядков при $n = 3, 4$. Это произойдет потому, что у кристалла KBr кристаллографический период больше.

Изучение структуры монокристаллов LiF или KBr в настоящей работе осуществляется методом вращения кристалла по схеме θ - 2θ сканирования.

В методе вращения монокристалла используется монохроматическое (характеристическое) излучение. Выполнение условий Вульфа – Брэггов (2.4.38) будет происходить последовательно для разных семейств плоскостей в ходе вращения кристалла, т. е. при непрерывном изменении угла падения (скольжения) рентгеновского луча по отношению к этим плоскостям кристалла. Выбор отражающих плоскостей определяется их ориентацией по отношению к оси вращения кристалла и в соответствии с уравнением Вульфа – Брэггов – величиной межплоскостного расстояния.

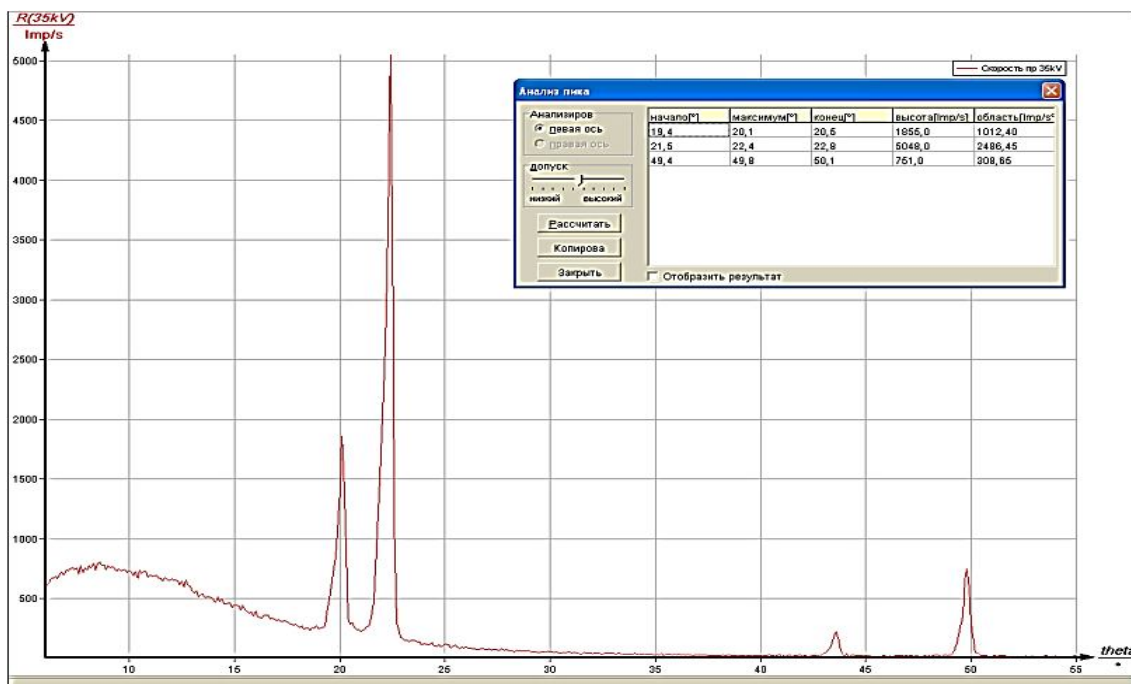


Рис. 2.79. Зависимость интенсивности излучения меди (R) от угла дифракции (θ); монокристалл-анализатор LiF (100)

Цилиндрический счётчик (датчик) Гейгера – Мюллера (рис. 2.80) состоит из герметичной металлической или стеклянной трубки, наполненной неоном или аргоном, и тонкой металлической нити. Внутри трубки помещены катод и анод, причём нить является антикатодом, а трубка – катодом. В стеклянной трубке необходимо понизить давление, чтобы возник электрический разряд.

Благодаря эффекту ударной ионизации газовой среды основан принцип работы счётчика.

Как видно из рисунка 2.80, катод и анод последовательно подключены к высоковольтному источнику через резистор, регистрирующий радиоактивные частицы, при этом создавая электрический импульс. Если сопротивление газового промежутка между катодом и анодом велико, то ток в цепи отсутствует. Если частица разгоняется до высоких кинетических энергий, то происходит её столкновение с корпусом трубки или катодом. В результате в промежутке между электродами с катода выбивается некоторое число электронов. Эти электроны летят от катода к аноду при напряжении в несколько сотен вольт. Происходит ионизация молекул инертного газа трубки с выбиванием вторичных электронов. Описанный выше процесс повторяется неоднократно, в результате чего происходит резкое увеличение числа электронов на пути к аноду. Возникает высоковольтный разряд в пространстве между электродами и газовый промежуток проводит ток, скачок которого происходит в нагрузочном резисторе.

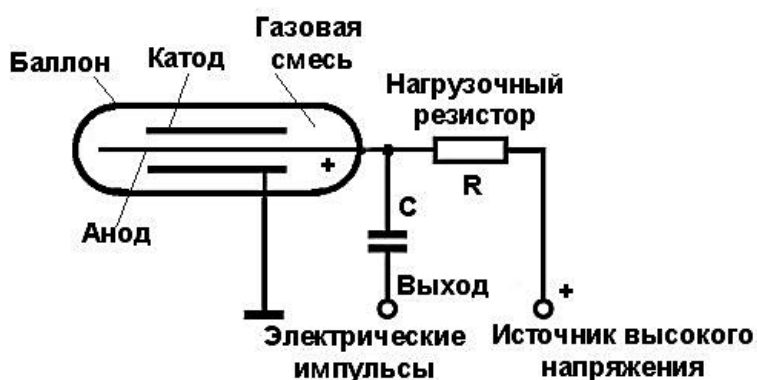


Рис. 2.80. Подробное устройство счётчика Гейгера – Мюллера

Описание установки и методики измерений. На рисунке 2.81 приведена фотография рентгеновской установки. Она состоит из рентгеновской установки фирмы “Phywe” (1), рентгеновской трубки с антикатодом из меди (2), гониометра и счётчика Гейгера – Мюллера (3), анализаторов из монокристаллов LiF или KBr (4), диафрагмы (5), ПК с программным обеспечением (6), информационного стандартного кабеля RS-232 (7).

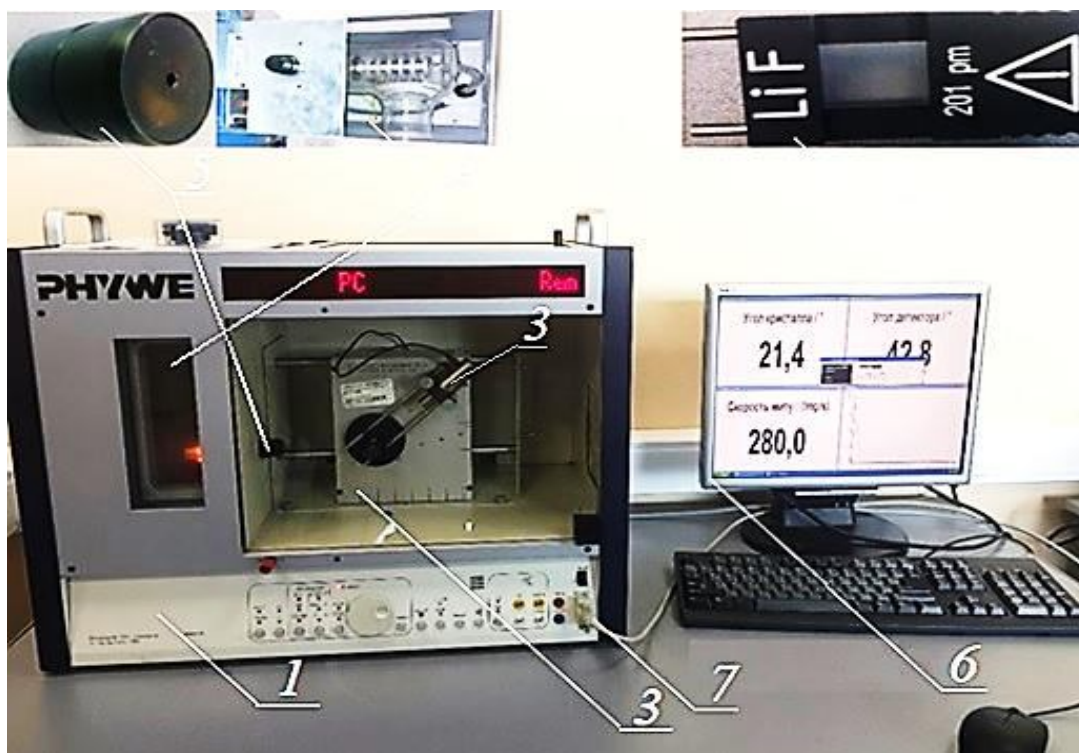


Рис. 2.81. Фотография рабочей установки

Сначала нужно подготовить рентгеновскую установку для эксперимента. Рентгеновская трубка с медным антикатодом (2) устанавливается в специальное окно слева на торце корпуса рентгеновской установки (1). Затем необходимо отодвинуть защитное стекло экспериментальной области установки и закрепить любой из кристаллов-анализаторов (4) в специальный держатель гониометра (3), причём положение гониометра с кристаллом LiF устанавливается в позицию середины, а сам счётчик – в правое положение. Если вы решили работать с KBr в качестве анализатора, то гониометр устанавливается правее средней позиции. Диафрагма (5) устанавливается на левой стенке корпуса установки, где излучение входит в каркас (рис. 2.81). Для кристалла LiF диаметр диафрагмы 1 мм, KBr – 2 мм. Компьютер (6) соединяется с рентгеновской установкой (1) информационным стандартным кабелем RS-232 (7).

Порядок выполнения работы:

1. Необходимо включить рентгеновскую установку тумблером на задней панели прибора и убедиться в том, что LiF и счётчик гониометра установлены в начальном положении на одной горизонтальной линии.

2. Включите компьютер и запустите программу «Phywe measure 4» и активизируйте кнопку «•» – кнопку записи нового

измерения», которая расположена в верхнем левом углу панели задач.

3. Как только одновременно на экране ПК и верхней панели рентгеновской установки появится светящийся сигнал «РС», на экране ПК вы увидите диалоговое окно имеющее вид, показанный на рисунке 2.82. Только в этом случае можно ввести все нужные параметры нашего эксперимента. Ввод осуществляется с клавиатуры, согласно рисунку 2.82.

4. Нажмите клавишу «Continue». При этом анализатор LiF (4) и газовый счётчик (3) перейдут в исходное положение. После этого посередине экрана монитора откроется окно, где нужно будет нажать «Start measurement».

5. Далее необходимо снять угловую зависимость интенсивности $R = f(\theta)$ для монокристалла LiF. Для этого нажмите клавишу «Start measurement». После этого увидите, как засветится рентгеновская трубка – это будет говорить о том, что процесс измерений пошёл. Сам процесс измерений можно просмотреть, пройдя по ссылке: https://merphi.ru/physlab/labs/lab_5-20/demo.php.

$R = f(\theta)$ должна получиться примерно такой, как изображено на рисунке 2.79.

6. Повторите п. 5 с использованием другого монокристалла-анализатора. Параметр «Crystal angel» задайте от начального значения «starting angle» 5° до конечного «stopping angle» 75° (см. рис. 2.82).

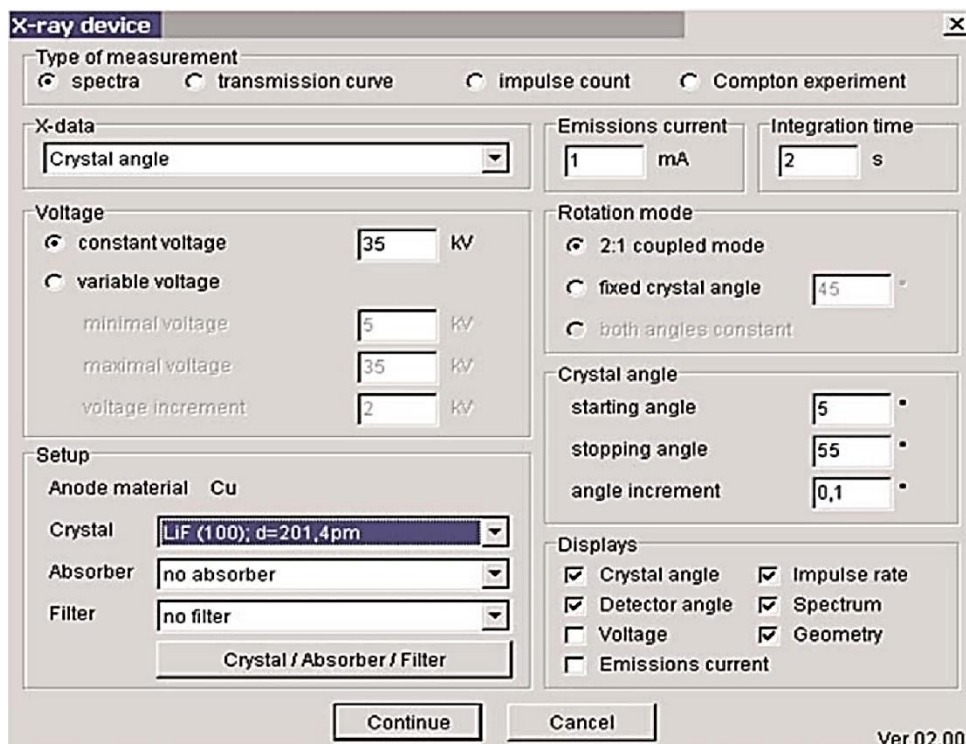


Рис. 2.82. Окно установки параметров

7. По результатам опыта заполните таблицу 2.4.6.

Таблица 2.4.6

n	θ °	Тип линии	E , кэВ
<i>LiF</i> монокристалл-анализатор			
1		K_α	
1		K_β	
2		K_α	
2		K_β	
<i>KBr</i> монокристалл-анализатор			

8. Энергии E рассчитайте по формуле (2.4.39). Вычисления заносятся в крайний правый столбец таблицы 2.4.6. Сравните полученные энергии E с реальными их значениями для характеристических линий излучения меди. Сделайте вывод.

Контрольные вопросы:

1. Какова природа тормозного излучения?
2. Что называют характеристическим рентгеновским излучением?
3. Объясните уравнение Вульфа – Брегга.
4. Почему на зависимости $R(\theta)$ при использовании монокристалла-анализатора *KBr* отчётливо видны пики высших порядков дифракции?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимова. – Москва : Высшая школа, 2007. – 560 с.
2. Детлаф, А. А. Курс физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – Москва : Высшая школа, 2002. – 718 с.
3. Варава, А. Н. Лабораторный практикум по общей физике : учебное пособие / А. Н. Варава, М. К. Губкин, А. В. Дедов и др. – Москва : МЭИ, 2016. – 358 с. – Режим доступа: <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785383010013.html>, ограниченный. – Заглавие с экрана. – Яз. рус.
4. Антонов, В. Ф. Физика и Биофизика. Практикум : учебное пособие / В. Ф. Антонов, А. М. Черныш, Е. К. Козлова, А. В. Коржурев. – Москва : ГЭОТАР-Медиа, 2012. – 336 с. – Режим доступа: <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785970421468.html>, ограниченный. – Заглавие с экрана. – Яз. рус.
5. Федорова, Ю. В. Лабораторный практикум по физике с применением цифровых лабораторий / Ю. В. Федорова, А. Я. Казанская, А. Ю. Панфилова, Н. В. Шаронова. – Москва : БИНОМ, лаборатория знаний, 2013. – 191 с. – Режим доступа: <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785996312818.html>, ограниченный. – Заглавие с экрана. – Яз. рус.
6. Холявко, В. Н. Измерение физических величин. Лабораторный практикум по физике : учебное пособие / В. Н. Холявко. – Новосибирск : Новосибирский гос. техн. ун-т, 2012. – 60 с. – Режим доступа: <http://www.studentlibrary.ru/book/ISBN9785778219038.html>, ограниченный. – Заглавие с экрана. – Яз. рус.
7. Коломин, В. И. Механика : учебное пособие / В. И. Коломин. – Москва : КНОРУС ; Астрахань : Астраханский университет, 2016. – 154 с.

Даниил Юрьевич МАТВЕЕВ,
Светлана Анатольевна ТИШКОВА

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ
ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ**

Учебно-методическое пособие

Редактирование *С. Н. Лычагиной*
Вёрстка *Н. П. Туркиной*

Заказ № 4072. Тираж 200 (первый завод – 50 экз.)
Уч.-изд. л. 7,4. Усл. печ. л. 6,9.

Издательский дом «Астраханский университет»
414056, г. Астрахань, ул. Татищева, 20а
тел. (8512) 24-64-95 (отдел планирования и реализации), 24-68-37
E-mail: asupress@yandex.ru