

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**  
*федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования*  
**«Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова»**  
**Факультет специальных технологий**  
**Кафедра физики**



# **ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ФИЗИКЕ**

## **ЧАСТЬ II. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ. КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ. ОПТИКА, АТОМНАЯ ФИЗИКА**

Учебное пособие и методические указания по выполнению лабораторных работ  
для студентов очной формы обучения

УДК: 537.7 (075.5)

Лабораторные работы по физике. Часть II. Электромагнетизм. Колебания и волны. Оптика, атомная физика. Учебное пособие и методические указания по выполнению лабораторных работ для студентов очной формы обучения. / Разработали и составили: Л.Н. Агейкова, А.В. Векман, Н.М. Гурова, С.Л. Кустов, В.В. Романенко, Е.В. Черных, В.Л. Орлов, М.А. Гумиров – Барнаул: Изд-во АлтГТУ. – 2020. – 74 с.

Изложены основные понятия и законы электромагнетизма, колебательных и волновых процессов; геометрической, волновой и квантовой оптики; атомной физики. Приведены указания по выполнению лабораторных работ. Для студентов, проходящих лабораторный практикум по курсу физики.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Лабораторная работа №26.</b>	Определение индукции магнитного поля на оси кругового тока .....	4
<b>Лабораторная работа № 27.</b>	Определение горизонтальной составляющей магнитного поля Земли тангенс-гальванометром .....	7
<b>Лабораторная работа № 31.</b>	Силы в магнитном поле. Измерение индукции магнитного поля электродинамометром.....	11
<b>Лабораторная работа № 38.</b>	Исследование магнитного поля на оси соленоида.....	15
<b>Лабораторная работа № 39.</b>	Определение кривой намагничивания железа .....	18
<b>Лабораторная работа № 42.</b>	Определение удельного заряда электрона .....	22
<b>Лабораторная работа № 7.</b>	Изучение интерференции света с помощью лазера.....	24
<b>Лабораторная работа № 8.</b>	Определение радиуса кривизны плосковыпуклой линзы методом наблюдения колец Ньютона.....	28
<b>Лабораторная работа № 10.</b>	Изучение дифракции Фраунгофера с помощью лазера.....	32
<b>Лабораторная работа № 11.</b>	Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки.....	38
<b>Лабораторная работа № 12.</b>	Изучение поляризации света. Проверка закона Малюса.....	45
<b>Лабораторная работа № 13.</b>	Поляризация света при отражении от диэлектрика. Изучение закона Брюстера.....	48
<b>Лабораторная работа № 16.</b>	Изучение дисперсии света.....	52
<b>Лабораторная работа № 18.</b>	Изучение законов теплового излучения. Определение постоянной Стефана-Больцмана.....	56
<b>Лабораторная работа № 19.</b>	Изучение законов фотоэффекта. Определение работы выхода фотоэлектронов.....	61
<b>Лабораторная работа № 20.</b>	Изучение спектра атома водорода. Определение постоянных Ридберга и Планка.....	65
<b>Приложение.</b>	Расчет погрешностей измерений. Обработка результатов измерений.....	69
<b>Рекомендуемая литература.....</b>		74

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 26

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСИ КРУГОВОГО ТОКА

**Цель работы:** изучить свойства магнитного поля, ознакомиться с понятием магнитной индукции. Определить индукцию магнитного поля на оси кругового тока.

**Приборы и оборудование:** источник постоянного тока, кольцевой проводник, магнитная стрелка, реостат, миллиамперметр, переключатель (ключ).

**Теоретическое введение.** *Магнитное поле.* Существование в природе магнитного поля проявляется в многочисленных явлениях, простейшими из которых являются взаимодействие движущихся зарядов (токов), тока и постоянного магнита, двух постоянных магнитов. Магнитное поле **векторное**. Это означает, что для его количественного описания в каждой точке пространства необходимо задать вектор  $\vec{B}$  магнитной индукции. Иногда эту величину называют просто **магнитной индукцией**. Направление вектора магнитной индукции совпадает с направлением магнитной стрелки, находящейся в рассматриваемой точке пространства и свободной от других воздействий. Так как магнитное поле является силовым, то его изображают с помощью **линий магнитной индукции** – линий, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора магнитной индукции в этих точках поля. Принято через единичную площадку, перпендикулярную  $\vec{B}$ , проводить количество линий магнитной индукции, равное величине магнитной индукции. Таким образом, густота линий соответствует величине  $B$ . Опыты показывают, что в природе отсутствуют магнитные заряды. Следствием этого является то, что линии магнитной индукции замкнуты. Магнитное поле называется **однородным**, если векторы индукции во всех точках этого поля одинаковы, то есть, равны по модулю и имеют одинаковые направления. Для магнитного поля справедлив **принцип суперпозиции**: магнитная индукция результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равна **векторной сумме** магнитных индукций полей, создаваемых каждым током или движущимся зарядом.

В однородном магнитном поле на прямолинейный проводник действует **сила Ампера**:

$$\vec{F} = I \left[ \vec{l}, \vec{B} \right], \quad (1)$$

где  $\vec{l}$  – вектор, равный по модулю длине проводника  $l$  и совпадающий с направлением тока  $I$  в этом проводнике.

Направление силы Ампера  $\vec{F}$  определяется **правилом правого винта** (векторы  $\vec{F}$ ,  $\vec{l}$  и  $\vec{B}$  образуют правовинтовую систему): если винт с правой резьбой расположить перпендикулярно к плоскости, образуемой векторами  $\vec{l}$  и  $\vec{B}$ , и вращать его от  $\vec{l}$  к  $\vec{B}$  по наименьшему углу, то поступательное движение винта укажет направление силы  $\vec{F}$ . В скалярном виде соотношение (1) можно записать следующим образом:

$$F = I \cdot l \cdot B \cdot \sin \alpha \quad \text{или} \quad B = \frac{F}{I \cdot l \cdot \sin \alpha}. \quad (2)$$

Из последнего соотношения вытекает **физический смысл магнитной индукции**: магнитная индукция однородного поля численно равна силе, действующей на проводник с током 1 А, длиной 1 м, расположенный перпендикулярно направлению поля.

Единицей измерения магнитной индукции в СИ является **Тесла (Тл)**:  $1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ А} \cdot 1 \text{ м}}$ .

**Магнитное поле кругового тока.** Электрический ток не только взаимодействует с магнитным полем, но и создает его. Опыт показывает, что в вакууме элемент тока  $I d\vec{l}$  создает в точке пространства магнитное поле с индукцией

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \left[ d\vec{l}, \vec{r} \right]}{r^3}, \quad (3)$$

где  $\frac{\mu_0}{4\pi}$  – коэффициент пропорциональности,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$  – магнитная постоянная,  $d\vec{l}$  – вектор, численно равный длине  $dl$  элемента проводника и совпадающий по направлению с элементарным током,  $\vec{r}$  – радиус-вектор, проведенный от элемента проводника  $d\vec{l}$  в рассматриваемую точку поля,  $r$  – модуль радиуса-вектора. Соотношение (3) было экспериментально установлено Био и Саваром, проанализировано Лапласом и поэтому называется **законом Био-Савара-Лапласа**. Согласно правилу правого винта, вектор магнитной индукции  $d\vec{B}$  в рассматриваемой точке оказывается перпендикулярным элементу тока  $I d\vec{l}$  и радиус-вектору  $\vec{r}$ .

На основе закона Био-Савара-Лапласа и принципа суперпозиции проводится расчет магнитных полей электрических токов, текущих в проводниках произвольной конфигурации, путем интегрирования по всей длине проводника. Например, магнитная индукция магнитного поля в центре кругового витка радиусом  $R$ , по которому течет ток  $I$ , равна:

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot R} \quad (4)$$

Линии магнитной индукции кругового и прямого токов показаны на рисунке 1. На оси кругового тока линия магнитной индукции является прямой. Направление магнитной индукции связано с направлением тока в контуре **правилом правого винта**. В применении к круговому току его можно сформулировать так: если винт с правой резьбой вращать по направлению кругового тока, то поступательное движение винта укажет направление линий магнитной индукции, касательные к которым в каждой точке совпадают с вектором магнитной индукции.

Если имеется не одиночный, а многovitkovый контур с числом витков  $N$ , то магнитная индукция будет больше, чем у одновиткового, также в  $N$  раз. Если поместить контур с током в некоторую среду с относительной магнитной проницаемостью  $\mu$ , то произойдет увеличение магнитной индукции в  $\mu$  раз. Магнитное поле на некотором расстоянии от контура ослабевает. Учитывая все эти факторы из закона Био-Савара-Лапласа можно получить выражение для магнитной индукции на оси кругового тока:

$$B = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot N \cdot I \cdot R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

где  $R$  – радиус кольца,  $x$  – расстояние от центра кольца до точки оси, в которой определяется магнитная индукция.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе измерение магнитной индукции поля кругового тока осуществляется путем сопоставления ее с вектором магнитной индукции другого поля, численное значение и направление которого заранее известны. Это горизонтальная составляющая магнитного поля Земли  $B_0$ , линии индукции которого направлены от северного магнитного полюса Земли к южному, а численное значение горизонтальной составляющей в наших широтах составляет  $2 \cdot 10^{-5}$  Тл.

Если через кольцевой контур, установленный в плоскости магнитного меридиана, пропускать электрический ток, то на магнитное поле Земли  $\vec{B}_0$  наложится перпендикулярное ему поле  $\vec{B}$ , создаваемое этим током. Магнитная стрелка при этом установится по направлению результирующего вектора магнитной индукции Земли и кругового тока  $\vec{B}_{\text{сум}}$  (рис. 2). Из геометрии (рис. 2) следует, что

$$B = B_0 \cdot \operatorname{tg} \alpha, \quad (6)$$

где  $\alpha$  – угол поворота стрелки после включения тока в контуре.

Установка представляет собой пластмассовое кольцо с намотанной на него проволокой (рис.3). Кольцо располагается в вертикальной плоскости. В центре кольца на вертикальной оси (игле) вращается магнитная стрелка МС. Величина силы тока в проволоке регулируется с помощью реостата R, а контролируется миллиамперметром. Направление тока можно изменить на противоположное переключателем П.

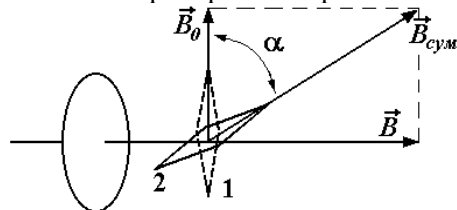


Рисунок 2 – Положение магнитной стрелки в поле Земли (проекция на горизонтальную плоскость):

- 1 – в отсутствие электрического тока в контуре;
- 2 – после включения тока

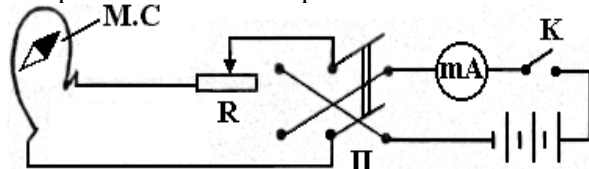


Рисунок 3 – Электрическая схема установки

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Расположить плоскость кольца в плоскости магнитного меридиана. Для этого магнитную стрелку поместить в центр кольца и при отключенном токе ориентировать плоскость кольца вдоль стрелки.
2. Включить установку в сеть и установить максимальный ток.
3. Измерить углы отклонения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  магнитной стрелки от первоначального положения при прямом и

обратном токе и найти среднее значение угла  $\alpha_{cp}$ . Результаты измерений занести в таблицу.

4. Передвигая магнитную стрелку на 2 см вдоль оси, измерить углы отклонения стрелки, сохраняя постоянным ток. Результаты измерений занести в таблицу 1.

5. Для каждого положения магнитной стрелки определить теоретическое  $B_{теор}$  (по формуле

$$B = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot N \cdot I \cdot R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}})$$

и экспериментальное  $B_{эксп}$  (по формуле  $B = B_0 \cdot \operatorname{tg} \alpha$ ) значения магнитной индукции.

6. На одном и том же графике построить зависимости  $B_{эксп}=f(x)$  и  $B_{теор}=f(x)$ . Сделать соответствующие выводы.

Таблица 1

№ изм.	х, см	I, А	$\alpha_1$ , град	$\alpha_2$ , град	$\alpha_{cp}$ , град	$tg \alpha_{cp}$	$B_{эксп}$ , Тл	$B_{теор}$ , Тл
1	0							
2	2							
3	4							
4	6							
5	8							
6	10							
7	12							
8	14							
9	16							
10	18							
11	20							
Данные установки: $N=$ , $R=$ м.								

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какая физическая величина является силовой характеристикой магнитного поля? Единицы ее измерения.
2. Изобразить магнитное поле кругового тока. Является ли оно однородным?
3. Сформулировать правило правого винта для кругового тока.
4. Каков принцип измерения магнитного поля, создаваемого электрическим током кольца, в этой работе?
5. В формулу (3) входит векторное произведение  $[\vec{dl}, \vec{r}]$ . Объяснить, как определяются модуль и направление вектора, получающегося в результате векторного перемножения двух векторов.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 27

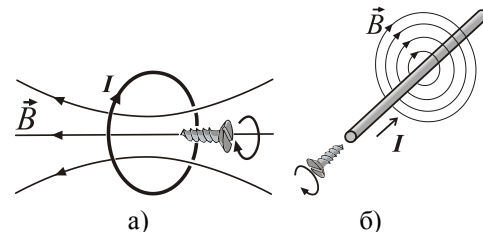
### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ТАНГЕНС-ГАЛЬВАНОМЕТРОМ

**Цель работы:** изучить свойства магнитного поля, ознакомиться с понятием магнитной индукции. Определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли.

**Приборы и оборудование:** источник питания, кольцевой проводник, магнитная стрелка, реостат, миллиамперметр, двухполюсный переключатель.

**Теоретическое введение.** Магнитным полем называют одну из форм проявления электромагнитного поля, особенностью которого является то, что поле действует только на движущиеся заряженные частицы и тела, а также на намагниченные тела, независимо от их состояния. Магнитное поле создается проводниками с токами, движущимися заряженными частицами и телами, намагниченными телами, а также переменным электрическим полем.

Характеристикой магнитного поля служит вектор магнитной индукции  $\vec{B}$ . За направление вектора  $\vec{B}$  в рассматриваемой точке поля принимают направление от южного к северному полюсу магнитной стрелки, свободно установившейся в магнитном поле. Магнитное поле можно изобразить графически с помощью **линий магнитной индукции**. Их проводят так, чтобы касательная к этим линиям в каждой точке совпадала с направлением вектора  $\vec{B}$ , а густота линий была бы пропорциональна модулю вектора магнитной индукции  $|\vec{B}|$  в данной



**Рисунок 1** – Линии магнитной индукции:  
а) кругового тока; б) прямого тока

точке поля. Линии магнитной индукции кругового и прямого токов показаны на рисунке 1. Опыты показывают, что магнитные заряды в природе отсутствуют. Следствием этого является замкнутость линий магнитной индукции. Магнитное поле называется **однородным**, если векторы  $\vec{B}$  во всех точках этого поля одинаковы, т. е., равны по модулю и имеют одинаковые направления. Для магнитного поля справедлив **принцип суперпозиции**: магнитная индукция результирующего поля, создаваемого несколькими токами или движущимися зарядами, равна векторной сумме магнитных индукций полей, создаваемых каждым током или движущимся зарядом в рассматриваемой точке поля.

В однородном магнитном поле на прямолинейный проводник действует **сила Ампера**:

$$d\vec{F} = I [\vec{dl}, \vec{B}], \quad (1)$$

где  $\vec{dl}$  – вектор, численно равный длине  $dl$  элемента проводника и совпадающий по направлению с током  $I$  в этом проводнике,  $[\vec{dl}, \vec{B}]$  – векторное произведение векторов  $\vec{dl}$  и  $\vec{B}$ .

Направление силы Ампера  $d\vec{F}$  определяется **правилом правого винта** (векторы  $d\vec{F}$ ,  $\vec{dl}$  и  $\vec{B}$  образуют правовинтовую систему): если винт с правой резьбой расположить перпендикулярно к плоскости, образуемой векторами  $\vec{dl}$  и  $\vec{B}$ , и вращать его от  $\vec{dl}$  к  $\vec{B}$  по наименьшему углу, то поступательное движение винта укажет направление силы  $d\vec{F}$ . В скалярном виде соотношение (1) для прямолинейного проводника длины  $l$  можно записать следующим образом:

$$F = I \cdot l \cdot B \cdot \sin \alpha, \text{ откуда } B = \frac{F}{I \cdot l \cdot \sin \alpha}. \quad (2)$$

Из последнего соотношения вытекает **физический смысл магнитной индукции**: магнитная индукция однородного поля численно равна силе, действующей на проводник с током  $I$  А, длиной  $l$  м, расположенный перпендикулярно направлению поля.

**Магнитное поле кругового тока.** Опыт показывает, что в вакууме элемент тока  $I \cdot \vec{dl}$  создает в точке пространства магнитное поле с индукцией

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

где  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная,  $\vec{dl}$  – вектор, численно равный длине  $dl$  элемента проводника и совпадающий по направлению с элементарным током,  $\vec{r}$  – радиус-вектор, проведенный от элемента проводника  $\vec{dl}$  в рассматриваемую точку поля,  $r$  – модуль радиуса-вектора. Соотношение (3) было экспериментально установлено Био и Саваром, проанализировано Лапласом и поэтому называется **законом Био-Савара-Лапласа**. Согласно правилу правого винта, вектор магнитной индукции  $d\vec{B}$  в рассматриваемой точке оказывается перпендикулярным элементу тока  $I \vec{dl}$  и радиус-вектору  $\vec{r}$ .

На основе закона Био-Савара-Лапласа и принципа суперпозиции проводится расчет магнитных полей электрических токов, текущих в проводниках произвольной конфигурации, путем интегрирования по всей длине



проводника  $\vec{B} = \int \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} d\vec{l}$ . Например, индукция магнитного поля в центре кругового витка радиусом  $R$ , по которому течет ток  $I$ , равна:

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot R} \quad (4)$$

Если контур содержит  $N$  витков, то магнитная индукция в центре кольца будет пропорционально увеличена в  $N$  раз.

Магнитное поле Земли подобно полю равномерно намагниченного шара. Полюса магнита располагаются недалеко от географических полюсов. Магнитный полюс Земли, который расположен вблизи северного географического полюса, называется Южным магнитным полюсом, другой, вблизи южного – Северным магнитным полюсом. Дополнительно к этому часто используются обозначения: Южный геомагнитный полюс (Северный магнитный) и Северный геомагнитный полюс (Южный магнитный).

Через магнитные полюсы Земли можно провести линии больших кругов – магнитные меридианы, перпендикулярно к ним – линию большого круга – магнитный экватор и параллельно магнитному экватору линии малых кругов – магнитные параллели. Таким образом, каждой точке на Земле будут соответствовать не только географические, но и магнитные координаты. Координаты магнитных полюсов: северного  $78^\circ$  ю. ш.,  $111^\circ$  в. д. и южного  $78^\circ$  с. ш.,  $69^\circ$  з. д. Магнитная ось наклонена относительно географической оси на  $11,5^\circ$  и смещена на  $1140$  км в сторону Тихого океана. Магнитные полюса и ось со временем изменяют свое положение.

Линии магнитного поля выходят приблизительно из центра Земли через Южное полушарие и, обогнув Землю, возвращаются к ее центру через Северное полушарие (рис. 2). Характеристики магнитного поля Земли на поверхности планеты меняются в следующих пределах: полная индукция магнитного поля  $B$   $[62 \div 73]$  мкТл, горизонтальная составляющая  $B_H$   $[0 \div 41]$  мкТл.

Магнитное поле Земли претерпевает вековые вариации (в настоящее время поле уменьшается приблизительно на  $1\%$  за каждые  $10$  лет).

В действительности магнитное поле Земли имеет более сложную конфигурацию, чем поле однородно намагниченного шара, т. к. к нему добавляются поля неоднородных материковых плит, магнитных аномалий верхней части земной коры (в районе Курской магнитной аномалии  $B$  достигает  $200$  мкТл), внеземные магнитные поля. На постоянное поле  $B$  накладываются также более слабые (до  $2\%$ ) переменные магнитные поля различной природы.

Разработанной теории геомагнитного поля в настоящее время не существует. Предполагается, что главным источником магнитного поля являются вихревые токи в жидком ядре Земли.



Рисунок 2 – Магнитное поле Земли

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка представляет собой пластмассовое кольцо с намотанной на него проволокой (рис. 3). Кольцо располагается в вертикальной плоскости. В центре кольца на вертикальной оси (игле) вращается магнитная стрелка МС. Величина силы тока в проволоке регулируется с помощью реостата  $R$ , а контролируется миллиамперметром. Направление тока можно изменить на противоположное с помощью двухполюсного переключателя  $\Pi$ .

Известно, что магнитная стрелка представляет собой магнитный диполь, и, имея возможность свободного вращения вокруг вертикальной оси (на игле), устанавливается вдоль направления результирующего поля. При отсутствии вблизи стрелки постоянных магнитов и токов она ориентируется вдоль горизонтальной составляющей магнитного поля Земли  $\vec{B}_0$ . Если через кольцевой контур, установленный в плоскости магнитного меридиана, пропускать электрический ток, то на магнитное поле Земли  $\vec{B}_0$  накладывается перпендикулярное ему поле  $\vec{B}$ , создаваемое этим током. Из рисунка 4 следует, что магнитная стрелка установится по направлению результирующего вектора магнитной индукции Земли и кругового тока  $\vec{B}_{\text{сум}}$ .

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B}{B_0} \quad (5)$$

где  $\alpha$  – угол поворота стрелки после включения тока в контуре.

Внешнее поле  $\vec{B}$  создается круговым током  $I$ , имеющим  $N$  витков. Магнитная стрелка размещается в центре кольца. Магнитная индукция  $B$  в центре кольца определяется соотношением

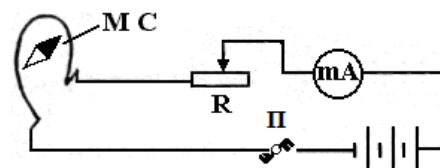


Рисунок 3 – Электрическая схема установки

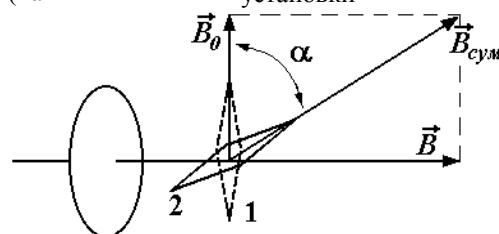


Рисунок 4 – Положение магнитной стрелки в поле Земли (проекция на горизонтальную плоскость):

1 – в отсутствие электрического тока в контуре; 2 – после включения тока



$$B = \frac{\mu\mu_0 \cdot N \cdot I}{2 \cdot R}, \quad (6)$$

где  $R$  – радиус кольца. Подставляя (6) в (5), получим, что горизонтальная составляющая  $B_0$  равна

$$B_0 = \frac{B}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\mu\mu_0 \cdot N}{2 \cdot R \cdot \operatorname{tg} \alpha} \cdot I. \quad (7)$$

Все величины, входящие в соотношение (7), поддаются измерению. Следовательно, оказывается возможным определить величину горизонтальной составляющей магнитного поля. Соотношение (7) можно представить в виде:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\mu\mu_0 N}{2 \cdot R \cdot B_0} I = C \cdot I, \quad (8)$$

где величина

$$C = \frac{\mu\mu_0 N}{2 \cdot R \cdot B_0} \quad (9)$$

называется **постоянной тангенс-гальванометра**. Если значение  $B_0$  известно, то  $C = \text{const}$  и описанная выше схема оказывается применимой для нахождения тока. Устройство, работающее по описанному выше принципу, называют **тангенс-гальванометром**, т. к. тангенс угла отклонения магнитной стрелки оказывается пропорциональным силе тока, протекающей по обмотке провода.

Величину  $B_0$  выразим из (9):

$$B_0 = \frac{\mu\mu_0 N}{2 \cdot R \cdot C}. \quad (10)$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Расположите плоскость кольца в плоскости магнитного меридиана. Для этого магнитную стрелку поместите в центр кольца и при отключенном токе сориентируйте плоскость кольца вдоль стрелки.
2. Включите установку в сеть и установите максимально возможный ток в обмотке.
3. Измерьте углы отклонения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  магнитной стрелки от первоначального положения при прямом и обратном токе и найдите среднее значение угла:  $\alpha_{cp} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$ . Значения силы тока  $I$ , углов  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_{cp}$  занесите в таблицу 1.
4. Повторите измерения предыдущего пункта 8–10 раз при различных значениях тока  $I$ , уменьшая его через равные промежутки от максимального значения до минимального.

Таблица 1

№ изм.	$I, \text{мА}$	$\alpha_1, \text{град}$	$\alpha_2, \text{град}$	$\alpha_{cp}, \text{град}$	$\operatorname{tg} \alpha_{cp}$	$I, \text{мА}$	Данные установки:
1							$N =$ ,
2							$R =$ м,
3							$\Delta I_{\text{сист}} =$ мА,
4							$\Delta \alpha_{\text{сист}} =$ град.
5							$\Delta I =$ мА,
6							$\Delta \operatorname{tg} \alpha_{cp} =$ ,
7							$C =$ А <sup>-1</sup> ,
8							$B_0 =$ Тл,
9							$\varepsilon =$ %,
10							$B_{\text{теор}} =$ Тл.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Постройте график зависимости  $\operatorname{tg} \alpha_{cp} = f(I)$ .
2. Выделите на графике приращения  $\Delta \operatorname{tg} \alpha_{cp}$  и  $\Delta I$ . По угловому коэффициенту прямой найдите постоянную тангенс-гальванометра  $C$ .
3. Рассчитайте горизонтальную составляющую магнитного поля Земли  $B_0$  по формуле (10).
4. Оцените погрешность измерений  $\varepsilon$  по результатам одной из средних строк таблицы 1, считая ошибки в определении тока  $\Delta I_{\text{сист}}$  и угла  $\Delta \alpha_{\text{сист}}$  систематическими:

$$\varepsilon = \frac{\Delta B_0}{B_0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{\text{сист}}}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha_{\text{сист}}}{\cos^2 \alpha}\right)^2}.$$

5. Сравните экспериментальное значение  $B_0$  с теоретическим  $B_{\text{теор}}$ . Сделайте соответствующие выводы по измерениям и их погрешностям.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Дать определения понятиям: магнитное поле, однородное и неоднородное магнитное поле. Что является источниками, индикаторами магнитного поля?
2. Физический смысл магнитной индукции. Как определить направление магнитной индукции, по известному направлению тока в проводнике?
3. Графическое изображение магнитного поля. Свойства магнитных силовых линий.
4. Сформулировать принцип суперпозиции магнитных полей.
5. Закон Био-Савара-Лапласа и его применение для расчета магнитной индукции в центре и на оси кругового тока.
6. Описать магнитное поле Земли.
7. Почему данное устройство называется тангенс-гальванометром?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 31

### СИЛЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОДИНАМОМЕТРОМ

**Цель работы:** проанализировать силовое воздействие магнитного поля на проводник с током. Исследовать магнитное поле электромагнита и измерить магнитную индукцию поля электродинамометром.

**Приборы и оборудование:** электромагнит, два источника тока, два амперметра, два реостата.

**Теоретическое введение.** *Силы в магнитном поле.* На точечный заряд  $q$ , движущийся со скоростью  $\vec{v}$  в магнитном поле с индукцией  $\vec{B}$ , действует сила Лоренца:

$$\vec{F} = q [\vec{v}, \vec{B}], \quad (1)$$

Раскрыв векторное произведение получим, что модуль силы Лоренца равен:

$$F = q \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha, \quad (2)$$

где  $\alpha$  - угол между векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ .

Направление силы Лоренца  $\vec{F}$  определяется **правилом правого винта** (векторы  $\vec{F}$ ,  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$  образуют правовинтовую систему): если винт с правой резьбой расположить перпендикулярно к плоскости, образуемой векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ , и вращать его от  $\vec{v}$  к  $\vec{B}$  по наименьшему углу, то поступательное движение винта укажет направление силы  $\vec{F}$ .

Аналогично, **сила Ампера** – сила, действующая на прямолинейный проводник длиной  $l$  с током  $I$ , помещенный в однородное магнитное поле, определяется соотношением:

$$\vec{F} = I [\vec{l}, \vec{B}]. \quad (3)$$

Модуль силы Ампера определяется следующим образом:

$$F = I \cdot l \cdot B \cdot \sin \alpha, \quad (4)$$

где  $\alpha$  - угол между векторами  $\vec{l}$  и  $\vec{B}$ . При этом необходимо иметь в виду, что за направление вектора  $\vec{l}$  принимается направление протекания тока по проводнику.

Направление силы Ампера  $\vec{F}$  определяется также **правилом правого винта** (векторы  $\vec{F}$ ,  $\vec{l}$  и  $\vec{B}$  образуют правовинтовую систему): если винт с правой резьбой расположить перпендикулярно к плоскости, образуемой векторами  $\vec{l}$  и  $\vec{B}$ , и вращать его от  $\vec{l}$  к  $\vec{B}$  по наименьшему углу, то поступательное движение винта укажет направление силы  $\vec{F}$ .

**Ферромагнетики.** Все вещества по своим магнитным свойствам делятся на три класса: **диамагнетики**, **парамагнетики**, **ферромагнетики**. У ферромагнетиков магнитная проницаемость  $\mu$  может достигать значения в сотни тысяч, в то время как у других веществ она едва отличается от единицы.

При помещении магнетиков в магнитное поле они способны намагничиваться, что является следствием существования в них микротоков, обусловленных движением электронов в атомах и молекулах вещества. Количественной характеристикой намагничения магнетиков является **намагниченность** – векторная величина, численно равная суммарному магнитному моменту атомов единицы объема вещества:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_a}{V}. \quad (5)$$

У диамагнетиков и парамагнетиков после снятия внешнего поля намагниченность возвращается к нулевому значению. У ферромагнетиков же сохраняется большая остаточная намагниченность. В слабомагнитных материалах (диамагнетиках и парамагнетиках) намагниченность  $J$  линейно изменяется с ростом напряженности магнитного поля  $H$ . У ферромагнетиков при увеличении  $H$ , намагниченность растет сначала быстро, а затем выходит на насыщение. Установлено, что такое поведение ферромагнетиков объясняется тем, что они состоят из множества микроскопических, спонтанно (самопроизвольно) намагниченных до насыщения областей – **доменов**. Это явление называется **ферромагнетизмом**.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы произвольно (хаотично) и компенсируют друг друга (рис. 1а). Поэтому суммарный магнитный момент ферромагнетика равен нулю и ферромагнетик не намагничен. При внесении во внешнее магнитное поле магнитные моменты некоторых доменов начинают поворачиваться по полю. Если постепенно увеличивать напряженность внешнего поля, то все большее количество доменов ориентируется вдоль него (участок 1 кривой на рис. 2). При этом некоторые домены могут расти за счет соседних. При слабых полях намагниченность может быть снята уменьшением  $H$  до нуля. При больших значениях  $H$  происходят скачкообразные повороты магнитных моментов отдельных доменов (участок 2 на рис. 2). В этом случае процесс становится

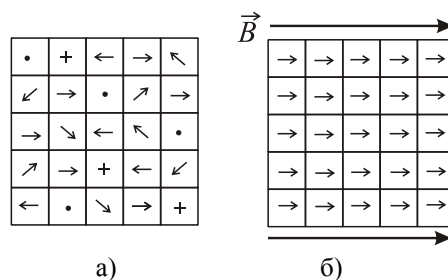


Рисунок 1 – Схема ориентации доменов: а) вне поля;  
б) в магнитном поле

необратимым, – после снятия внешнего поля намагниченность ферромагнетика уменьшается лишь на небольшую величину.

При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля достигается **насыщение** – векторы намагниченности всех доменов оказываются ориентированными вдоль внешнего поля (рис. 1б). Переориентация доменов при намагничивании и размагничивании ферромагнетика требует совершения работы, которая, в конечном счете, переходит в тепло. Необратимость процесса намагничивания ферромагнетиков является причиной **магнитного гистерезиса** – отставания намагниченности  $J$  (рис. 2) или магнитной индукции  $B$  от изменения напряженности магнитного поля  $H$ . При периодическом изменении напряженности поля от  $+H_N$  до  $-H_N$  и обратно до  $+H_N$  намагниченность магнитного поля будет изменяться в соответствии с замкнутой кривой 3-4-5-6-7-8 (рис. 2), которая называется **максимальной петлей гистерезиса (или предельным циклом)**. Это название объясняется тем, что кривая, полученная при достижении насыщения, имеет максимальную площадь, которая при увеличении  $H$  сверх  $H_N$  (**напряженности насыщения**) не может быть больше увеличена. При уменьшении напряженности от  $H_N$  до нуля (участок 3) намагниченность уменьшается только до некоторого значения  $J_{ост}$ . При этом остаточная магнитная индукция  $B_{ост}$  связана с остаточной намагниченностью  $J_{ост}$  соотношением

$$B_{ост} = \mu_0 \cdot J_{ост}. \quad (6)$$

Ликвидация остаточной намагниченности может быть достигнута при наложении обратного поля величиной  $-H_K$ . Напряженность  $H_K$  называется **коэрцитивной силой ферромагнетика**. Дальнейшее изменение намагниченности  $J$  идет по кривой 5-6-7-8. Если пределы изменения  $H$  в цикле будут меньше  $H_N$ , то площадь петли гистерезиса (9-10) оказывается меньше площади предельного цикла. В этом случае петля гистерезиса называется **частным циклом**.

Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура, называемая **точкой Кюри**, при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании выше точки Кюри, ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик.

**Магнитное поле электромагнита.** В данной работе необходимо изучить магнитное поле электромагнита, используя тот факт, что на проводник с током, внесенный в магнитное поле, действует сила, пропорциональная магнитной индукции (выражение (3)).

Электромагнит представляет собой кольцевой железный сердечник, на который намотан провод в виде катушки. При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов: **макроскопические токи** (макротоки), то есть электрические токи, протекающие по проводникам в электрических цепях (ток через катушку) и **микроскопические токи** (микротоки), обусловленные движением электронов в атомах и молекулах (ток в сердечнике). Намагниченность постоянных магнитов является следствием существования в них микротоков. Магнитное поле, создаваемое макротоками (внешнее магнитное поле), оказывает ориентирующее, упорядочивающее действие на микротоки, в результате чего в веществе возникает дополнительное магнитное поле микротоков (внутреннее магнитное поле).

Таким образом, магнитное поле в веществе  $\vec{B}$  складывается из двух полей: внешнего  $\vec{B}_0$  и внутреннего  $\vec{B}'$ :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (7)$$

Магнитное поле макротоков описывается вектором напряженности  $\vec{H}$ . Для однородной изотропной среды магнитная индукция связана с напряженностью следующим соотношением:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}, \quad (8)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная.

Магнитная индукция поля микротоков определяется формулой:

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}, \quad (9)$$

где  $\vec{J}$  – намагниченность, численно равная суммарному магнитному моменту атомов единицы объема вещества.

С учетом (8) и (9) выражение (7) примет вид:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{J}). \quad (10)$$

Как видно из соотношения (10), магнитная индукция внутри сердечника зависит как от напряженности  $\vec{H}$  магнитного поля, так и от намагниченности  $\vec{J}$  сердечника.

Величина напряженности  $H$  пропорциональна силе тока  $I_{эл}$ , протекающего через электромагнит,

$$H = n \cdot I_{эл}. \quad (11)$$

Коэффициент  $n$  определяется конфигурацией катушки и числом витков в ней.

Намагниченность же сердечника может быть представлена в виде:

$$\vec{J} = \vec{J}_{ост} + \chi \vec{H}, \quad (12)$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость материала сердечника, а  $J_{ост}$  – остаточная намагниченность, которая сохраняется

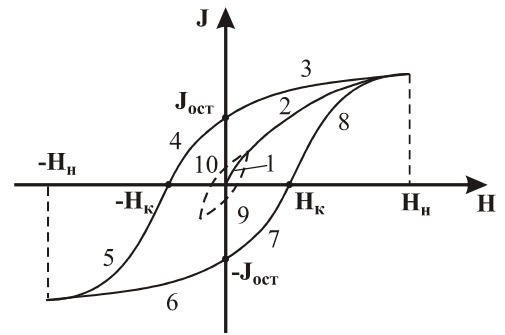


Рисунок 2 – Петля гистерезиса для ферромагнетика

у сердечника после отключения тока через катушку. Величина  $\chi \cdot \vec{H}$  - дополнительная намагниченность, возникающая вследствие протекания тока в электромагните. После подстановки соотношения (12) в (10), получим:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \chi \vec{H}) + \mu_0 \cdot \vec{J}_{ост} \quad (13)$$

Обозначив получаемое после вынесения за скобки  $\vec{H}$  выражение  $(1+\chi)$  через  $\mu$  получим:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \vec{H} + \mu_0 \cdot \vec{J}_{ост} \quad (14)$$

Коэффициент  $\mu$  называется *относительной магнитной проницаемостью* вещества. Он показывает во сколько раз магнитная индукция в веществе больше чем в вакууме. Подставив в (14) значение  $H$  из (11) получим:

$$B = k \cdot I_{эл} + B_{ост} \quad (15)$$

где  $B_{ост} = \mu_0 \cdot J_{ост}$  - остаточная магнитная индукция,  $k = \mu \cdot \mu_0 \cdot n$  - коэффициент пропорциональности.

Таким образом, индукция в сердечнике электромагнита **линейно зависит** от силы тока в его обмотке.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В работе необходимо изучить зависимость магнитной индукции электромагнита от силы тока, протекающего через него. Задачей исследования является проверка выражения (13). Для измерения индукции используется проводник с током, который располагается между полюсами электромагнита перпендикулярно линиям магнитной индукции. Если известна сила  $F$ , действующая на проводник с током, длина  $l$  участка проводника, находящегося в однородном магнитном поле, и сила тока, протекающего через проводник  $I_{пр}$ , то магнитная индукция может быть найдена из соотношения

$$B = \frac{F}{I_{пр} \cdot l} \quad (16)$$

Сердечник электромагнита имеет разрез для размещения пробного проводника (рис. 3). Регулирование и контроль тока через электромагнит осуществляется реостатом  $R$  и амперметром  $A_{эл}$ , а через проводник - реостатом  $R_1$  и амперметром  $A_{пр}$ . Проводник с током расположен на коромысле, которое, в свою очередь, закреплено на оси  $OO_1$ . На том же коромысле закреплены противовес  $Пр$  и шкала  $Шк$ , вдоль которой перемещается грузик  $\Gamma$ . При отсутствии тока через проводник коромысло занимает равновесное положение, которое устанавливается по флажку  $\Phi$ .

Направление токов  $I_{эл}$  и  $I_{пр}$  подбираются так, чтобы сила Ампера, действующая на проводник, выталкивала его вверх. Для того, чтобы привести коромысло в нулевое положение после включения электромагнита, необходимо переместить груз  $\Gamma$  из нулевого положения в положение  $L'$  по шкале. Из условия равенства моментов сил относительно оси  $OO_1$ , действующих на коромысло со стороны проводника (силы Ампера  $\vec{F}$ ) и груза  $\Gamma$  (веса  $\vec{P}$ ), следует:

$$F \cdot L - P \cdot L' = 0, \quad \text{откуда} \quad F = \frac{P \cdot L'}{L}, \quad (17)$$

где  $L$  и  $L'$  - расстояния от оси до точек приложения силы  $\vec{F}$  и веса груза  $\vec{P}$ .

$$B = \frac{P \cdot L'}{I_{пр} \cdot l \cdot L} \quad \text{или} \quad B = K' \cdot L', \quad (18)$$

где  $K' = \frac{P}{I_{пр} \cdot l \cdot L}$  - коэффициент, определяемый параметрами установки. (19).

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. В отключенном состоянии уравновесить коромысло. Для этого груз  $\Gamma$  установить против нуля шкалы, а затем с помощью противовеса  $Пр$  добиться равновесия (рис. 3).
2. Реостатом  $R_1$  установить силу тока в проводнике 1 А и далее не изменять ее.
3. Увеличивая ток через электромагнит от нуля до максимального значения через равные промежутки, уравнивая коромысло, передвигая груз  $\Gamma$  по шкале  $Шк$ . Соответствующие значения  $I_{эл}$  и  $L'$  занести в таблицу. Занести в таблицу значения величин  $L$ ,  $P$ ,  $l$  и  $I_{пр}$ .
4. Вычислить коэффициент  $K'$  по формуле  $K' = \frac{P}{I_{пр} \cdot l \cdot L}$ , выразив при этом все входящие в формулу величины в системе СИ.

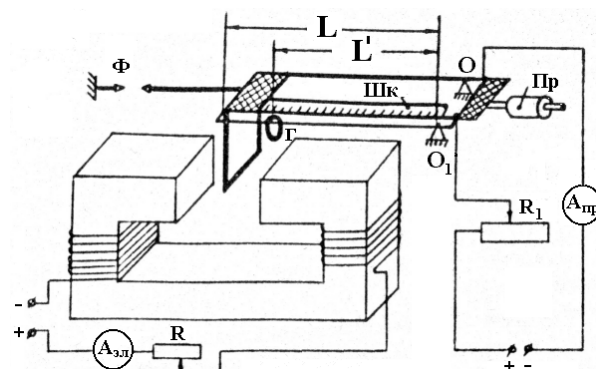


Рисунок 3 – Схема установки для определения магнитной индукции

5. Для каждого опыта вычислить значение  $B$  по формуле  $B = K' \cdot L'$ .

6. Оценить относительную погрешность по формуле

$$\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{np}}{I_{np}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L'}{L'}\right)^2}, \quad \text{учитывая только систематические погрешности}$$

прямых измерений. (Относительную погрешность можно рассчитать для средней строки таблицы 1).

7. Для каждой строки вычислить абсолютную погрешность магнитной индукции по формуле  $\Delta B = B \cdot \varepsilon$ .

8. На основе полученных результатов построить график зависимости магнитной индукции от силы тока в электромагните  $B=f(I_{эл})$ . Оценить соответствие полученного графика с соотношением  $B = k \cdot I_{эл} + B_{ост}$ .

9. По результатам работы сделать соответствующие выводы.

Таблица 1

№ изм.	$I_{эл}, A$	$L', м$	$B, Тл$	$\Delta B, Тл$	Дополнительные сведения
1					$L =$ $м,$ $P =$ $Н,$ $l =$ $м,$ $I_{np} =$ $А,$ $K' =$ $Н/(А \cdot м^2),$ $\varepsilon =$ $\% .$
2					
3					
4					
5					
6					
7					
8					
9					
10					

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дать определение силы Лоренца, силы Ампера? Как определяется модуль этих сил?
2. Как определяется направление силы Ампера, действующей на проводник с током, помещенный в магнитное поле?
3. Каков физический смысл относительной магнитной проницаемости вещества  $\mu$ ?
4. Что представляют собой макро- и микротокки?
5. Ферромагнетики. Основные свойства ферромагнетиков.
6. Описать явление магнитного гистерезиса.
7. Какова зависимость между силой тока в электромагните и создаваемой им магнитной индукцией?
8. На чем основан метод экспериментального определения индукции магнитного поля в данной работе?
9. Почему график зависимости  $B(I_{эл})$ , как правило, не проходит через начало координат?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 38

### ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСИ СОЛЕНОИДА

**Цель работы:** изучить магнитное поле соленоида, определить магнитную индукцию внутри соленоида.

**Приборы и оборудование:** соленоид, источник постоянного тока, амперметр, ключ, измерительная катушка, баллистический гальванометр.

**Теоретическое введение.** Соленоид представляет собой катушку, изготовленную из тонкого провода, навитого на цилиндрический каркас. Диаметр каркаса должен быть значительно меньше его длины. Если через обмотку соленоида пропускать электрический ток силой  $I$ , то внутри соленоида возникает магнитное поле. Напряженность магнитного поля вне бесконечного равномерно намотанного соленоида равна нулю, а внутри него определяется током, протекающим через соленоид, и плотностью витков  $n$  (числом витков на один метр длины соленоида)

$$H = n \cdot I. \quad (1)$$

Как видно из (1), единицей измерения  $H$  в СИ является А/м. Характерно, что  $H$  не зависит от среды, в которой находится соленоид. Поскольку  $H$  определяется конфигурацией проводов и токами, протекающими в них, то этот параметр является регулируемым, т.е. задается человеком. Практически формула (1) оказывается справедливой и в случае соленоида с конечной длиной, но при условии, что длина его значительно превышает диаметр. Напряженность магнитного поля соленоида зависит от направления тока в обмотке и находится по правилу правого винта: если вращать винт по движению тока в обмотке, то поступательное движение острия винта совпадет с направлением напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Напряженность магнитного поля внутри бесконечного соленоида складывается из напряженности каждой из его половин, располагающихся по левую и правую стороны от точки, в которой мы определяем  $H$ . Поэтому справедливо полагать, что на краю полубесконечного соленоида значение  $H$  должно быть примерно вдвое меньше, чем внутри него.

**Магнитная индукция** – силовая характеристика магнитного поля и может быть определена только с помощью индикатора. Роль индикатора может выполнять проводник с током, магнитная стрелка. В данной работе индикатором является измерительная катушка с подключенным к ней гальванометром.

В случае отсутствия внутри и вблизи соленоида ферромагнетиков и при не слишком быстро меняющемся токе магнитная индукция оказывается прямо пропорциональной напряженности магнитного поля  $H$ :

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot H = \mu \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I = \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_{\text{сол}}}{l} \cdot I, \quad (2)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная, равная  $4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м, а  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды,  $N_{\text{сол}}$  – число витков соленоида,  $l$  – длина соленоида. То есть магнитная индукция в какой-либо точке пространства определяется совокупностью всех факторов, создающих магнитное поле: плотностью витков соленоида, током и свойствами среды.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе необходимо теоретические положения о распределении магнитного поля в соленоиде подтвердить экспериментально. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1. Для измерения индукции магнитного поля внутри соленоида  $C$  вводится измерительная катушка ИК, замкнутая на баллистический гальванометр  $\Gamma$ .

Измерение магнитной индукции внутри соленоида в работе производится по методу, предложенному А. Г. Столетовым. В основу метода положено явление электромагнитной индукции. Оно состоит в том, что при изменении магнитного потока в контуре возникает электродвижущая сила (ЭДС)  $\mathcal{E}$ , численно равная скорости изменения этого потока:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (3)$$

где  $\Phi$  – магнитный поток, охватываемый контуром. Знак «минус» в выражении (3) отражает правило Ленца, состоящее в том, что ЭДС, возникающая в контуре, возбуждает в нем ток такого направления, который препятствует изменению внешнего магнитного потока.

Магнитный поток, пронизывающий каждый виток, равен:

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S} = B \cdot S_L \cdot \cos \alpha, \quad (4)$$

где  $\vec{B}$  – вектор магнитной индукции;  $\vec{S} = S_L \cdot \vec{n}$ ,  $S_L$  – площадь, охватываемая контуром  $L$ ,  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к плоскости контура;  $\alpha$  – угол между вектором магнитной индукции и нормалью к контуру (рис. 2).

Данное определение (4) применимо только к плоскому контуру. Если контур охватывает поверхность произвольной формы (например, поверхность сферы), то угол  $\alpha$  меняется от точки к точке, и в этом случае необходимо переходить к интегрированию по поверхности. То же самое касается случая неоднородного магнитного поля, когда от

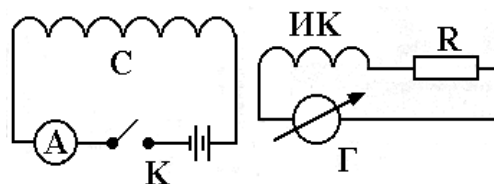


Рисунок 1 – Схема установки для измерения магнитной индукции

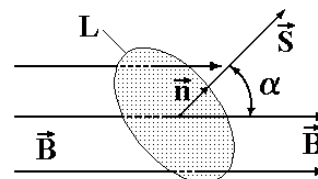


Рисунок 2 – Определение магнитного потока через контур  $L$



точки к точке меняется вектор  $\vec{B}$ .

При изменении магнитного поля в измерительной катушке из  $N$  витков возникает ЭДС индукции

$$\mathcal{E}_i = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \quad (5)$$

которая, в соответствии с законом Ома, вызывает протекание в цепи тока силой

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{N}{R} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \quad (6)$$

где  $q$  – заряд, а  $R$  – сопротивление цепи гальванометра.

Следовательно, при изменении магнитного потока на величину  $\Delta\Phi$  через гальванометр пройдет заряд  $\Delta q$ , численно равный

$$\Delta q = \frac{N}{R} \cdot \Delta\Phi. \quad (7)$$

Отклонение рамки баллистического гальванометра  $n_\Gamma$  пропорционально заряду, прошедшему через него

$$\Delta q = C_B \cdot n_\Gamma, \quad (8)$$

где  $C_B$  – баллистическая постоянная гальванометра, Кл/дел.

Предположим, что после замыкания ключа  $K$  спустя некоторое время в соленоиде возникает стационарный магнитный поток  $\Phi$ . Тогда при размыкании ключа  $K$  изменение магнитного потока составляет  $-\Phi$ . С учетом соотношений (7), (8) и (4) отклонение рамки гальванометра будет равно

$$n_\Gamma = \frac{\Delta q}{C_B} = \frac{N \cdot B \cdot S}{C_B \cdot R}. \quad (9)$$

Отсюда легко находится величина индукции магнитного поля

$$B = \frac{C_B \cdot R \cdot n_\Gamma}{N \cdot S}. \quad (10)$$

С другой стороны, зная силу тока  $I$  в обмотке соленоида, можно с помощью соотношения (2) оценить величину магнитной индукции внутри соленоида.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

- Измерительную катушку поместить у одного из концов соленоида. Это положение катушки считать нулевым.
- Замкнуть ключ и определить отклонение рамки гальванометра вправо  $n_{\Gamma \text{ пр.}}$ . После установления индикатора на «0» разомкнуть ключ и отметить отклонение рамки гальванометра влево  $n_{\Gamma \text{ лев.}}$ .
- Найти среднее значение отклонения  $n_\Gamma = (n_{\Gamma \text{ лев.}} + n_{\Gamma \text{ пр.}}) / 2$  и записать его в таблицу 1.
- Передвигая измерительную катушку в следующее положение вдоль оси соленоида, выполнять пункты 2 и 3, записывая в таблицу 1 положение катушки  $x$  и отклонение рамки  $n_\Gamma$ . Измерения проводить до крайнего положения катушки.
- Вычислить  $B$  по формуле  $B = \frac{C_B \cdot R \cdot n_\Gamma}{N \cdot S}$  и занести результаты в таблицу. (Величины, входящие в данную формулу, приведены на установке.) Оценить погрешность измерений индукции магнитного поля.
- По данным таблицы 1 построить график зависимости магнитной индукции поля от координаты катушки на оси соленоида  $B=f(x)$ .
- Замкнуть ключ и измерить с помощью амперметра стационарный ток, протекающий через обмотку соленоида.

Таблица 1

№ изм	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
$x$ , см	0	1	2	3	4	5	10	15	20	25	30	31	32	33	34	35
$n_\Gamma$ , дел.																
$B$ , Тл																
Данные установки: $C_B =$ Кл/дел, $R =$ Ом, $N_{\text{сол}} =$ , $I =$ А, $S =$ м <sup>2</sup> , $l =$ м, $N =$ .																
$B_{\text{средней части}} =$ Тл, $B_{\text{теор}} =$ Тл.																

- Зная число витков соленоида  $N_{\text{сол}}$ , его длину  $l$  и силу тока  $I$ , вычислить теоретическое значение

магнитной индукции внутри соленоида по формуле  $B_{теор} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_{сол}}{l} \cdot I$ .

9. Сравнить полученное значение магнитной индукции со значением в средней точке соленоида (по графику). Сделать соответствующие выводы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем принципиальное отличие между напряженностью магнитного поля и магнитной индукцией?
2. Что такое соленоид? Подробно опишите магнитное поле соленоида.
3. Чем определяется напряженность магнитного поля соленоида? Единицы измерения напряженности и индукции магнитного поля.
4. Дать определение магнитного потока. Какова единица измерения магнитного потока?
5. Сформулировать закон электромагнитной индукции и правило Ленца.
6. Какое явление лежит в основе метода А. Г. Столетова?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 39

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИВОЙ НАМАГНИЧЕНИЯ ЖЕЛЕЗА

**Цель работы:** изучить теорию ферромагнетизма. Определить кривую намагниченности железа.

**Приборы и оборудование:** источник постоянного тока, кольцо с двумя обмотками, баллистический гальванометр, амперметр, реостат, переключатель.

**Теоретическое введение.** Все вещества по своим магнитным свойствам делятся на три класса: **диамагнетики**, **парамагнетики**, **ферромагнетики**. У ферромагнетиков магнитная проницаемость  $\mu$  может достигать значения в сотни тысяч, в то время как у других веществ она едва отличается от единицы.

Магнитная индукция зависит не только от тока и конфигураций проводников, по которым они текут, но и от вещества, окружающего эти проводники. Каждый электрон, входящий в состав атомов вещества, вследствие движения по замкнутой орбите привносит вклад в магнитный момент атома, которому он принадлежит. В свою очередь, магнитные моменты молекул  $\vec{P}_m$  складываются из магнитных моментов атомов их образующих. Под действием магнитного поля, создаваемого макроскопическими токами, магнитные моменты молекул вещества ориентируются вдоль направления поля. В результате в веществе создается нескомпенсированный магнитный момент, который изменяет начальное магнитное поле.

При помещении магнетиков в магнитное поле они способны намагничиваться, что является следствием существования в них микротоков, обусловленных движением электронов в атомах и молекулах вещества. Количественной характеристикой намагничивания магнетиков является **намагниченность** – векторная величина, численно равная суммарному магнитному моменту атомов единицы объема вещества:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_a}{V}. \quad (1)$$

Единицей измерения намагниченности является А/м. У диамагнетиков и парамагнетиков после снятия внешнего поля намагниченность возвращается к нулевому значению. У ферромагнетиков же сохраняется большая остаточная намагниченность. Установлено, что такое поведение ферромагнетиков объясняется тем, что они состоят из множества микроскопических, спонтанно (самопроизвольно) намагниченных до насыщения областей – **доменов**. Это явление называется **ферромагнетизмом**.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированы произвольно (хаотично) и компенсируют друг друга (рис. 1а). Поэтому суммарный магнитный момент ферромагнетика равен нулю и ферромагнетик не намагничен. При внесении ферромагнетика во внешнее магнитное поле магнитные моменты некоторых доменов начинают поворачиваться по полю. Если постепенно увеличивать напряженность внешнего поля, то все большее количество доменов ориентируется вдоль него. При этом некоторые домены могут расти за счет соседних.

При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов: **макроскопические токи** (макротоки), т. е. электрические токи, протекающие по проводникам в электрических цепях и **микроскопические токи** (микротоки), обусловленные движением электронов в атомах и молекулах (более подробно см. лаб. работу № 31). Для описания поля, создаваемого только макроскопическими токами, вводится величина  $\vec{H}$ , называемая **напряженностью** магнитного поля. Путем изменения конфигурации проводов и токов, протекающих по ним, можно изменить величину напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . В результате совместного действия макроскопических токов и намагничивания в веществе создается магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ , которая может быть найдена из соотношения

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{J}). \quad (2)$$

При не слишком сильных полях намагниченность оказывается пропорциональной напряженности поля:

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H}, \quad (3)$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость вещества. Подставляя (3) в (2), получим

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \vec{H}, \quad (4)$$

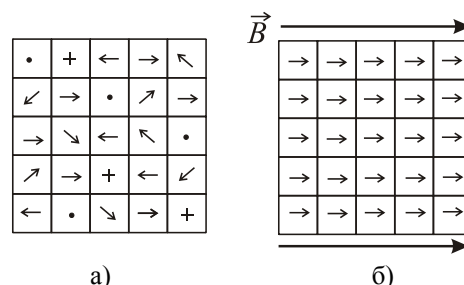
где  $\mu = 1 + \chi$  – относительная магнитная проницаемость. В вакууме  $\chi = 0$ , а значит  $\mu = 1$ . Поэтому в вакууме индукция  $\vec{B}_0$  связана с напряженностью  $\vec{H}$  соотношением

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \cdot \vec{H}. \quad (5)$$

Следовательно, относительная магнитная проницаемость равна:

$$\mu = \frac{B}{B_0}. \quad (6)$$

Относительная магнитная проницаемость показывает во сколько раз магнитная индукция в веществе больше чем в



**Рисунок 1** – Схема ориентации доменов:  
а) вне поля; б) в магнитном поле

вакууме.

Прямая пропорциональность между намагниченностью  $\vec{J}$  и напряженностью  $\vec{H}$  поля наблюдается только в слабых полях. При больших значениях  $\vec{H}$  возникает явление насыщения, состоящее в том, что **все магнитные моменты** атомов устанавливаются строго вдоль линий внешнего магнитного поля. Дальнейшее увеличение  $\vec{H}$  уже не может привести к возрастанию  $\vec{J}$ . В этом случае соотношение (2) можно записать в виде:

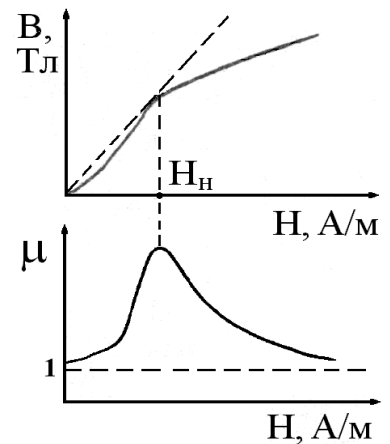
$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{J}_{нас}), \quad (7)$$

где  $\vec{J}_{нас}$  – максимально возможная намагниченность вещества, достигаемая при насыщении. Из последнего соотношения следует, что в области насыщения магнитная индукция меняется только благодаря изменению поля, создаваемого макроскопическими токами (рис. 2).

Зависимость индукции  $\vec{B}$  от напряженности  $\vec{H}$  внешнего магнитного поля называется **кривой намагничивания ферромагнетика**. Если эта кривая получена при наложении поля на образец, ранее не подвергавшийся воздействию магнитного поля, то эта кривая называется **основной**. По ней определяется максимальная магнитная проницаемость  $\mu_{max}$ . Существенной особенностью ферромагнетиков является зависимость  $\mu$  от  $H$ . Из выражений (4) и (2), записанных в скалярном виде, выразим относительную магнитную проницаемость  $\mu$ :

$$\mu = \frac{\mu_0 H + \mu_0 J}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}. \quad (8)$$

Относительная магнитная проницаемость  $\mu$  ферромагнетика вначале быстро растет с возрастанием  $H$ , так как все большее число доменов ориентируется по полю, затем достигает максимума (при насыщении, когда  $J=J_{нас}$ ), после чего убывает, стремясь к единице в очень сильных намагничивающих полях (рис. 2). Это объясняется тем, что при очень больших значениях напряженности  $H$  в формуле (8) можно пренебречь величиной  $\mu_0 J_{нас}$  по сравнению с  $\mu_0 H$ . Максимальные значения  $\mu$  для ферромагнетиков очень велики:  $\mu_{max} \sim 10^3 \div 10^6$ .



**Рисунок 2** – Зависимость магнитной индукции и относительной магнитной проницаемости в ферромагнетике от напряженности внешнего поля

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В основу установки положен метод, предложенный А. Г. Столетовым. Он состоит в следующем. Изучаемый образец представляет собой кольцо с двумя обмотками (рис. 3.). Через первичную обмотку с числом витков  $N_1$ , которая равномерно распределена по всему кольцу, пропускают ток  $I$ . При этом в обмотке создается магнитное поле напряженности  $H$ , вычисляемое для тора по формуле

$$H = \frac{N_1 \cdot I}{l}, \quad (9)$$

где  $l$  – длина осевой линии кольца.

Для определения индукции  $\vec{B}$ , возникающей под действием этой напряженности в веществе кольца, Столетов предложил использовать явление электромагнитной индукции. Если быстро изменить направление тока в первичной обмотке на обратное, то полное изменение магнитного потока внутри нее будет равно  $\Delta\Phi = 2 \cdot B \cdot S$ , где  $S$  – площадь сечения кольца.

Во вторичной катушке с числом витков  $N_2$  возникает ЭДС электромагнитной индукции:

$$\mathcal{E}_i = -N_2 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \quad (10)$$

которая, в соответствии с законом Ома, вызывает протекание в цепи тока силой

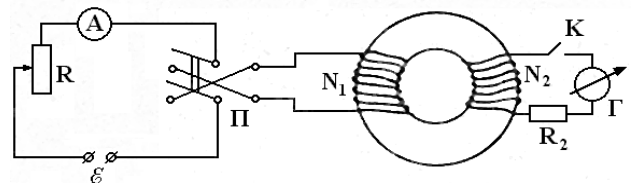
$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{\mathcal{E}_i}{R_2} = \frac{N_2}{R_2} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \quad (11)$$

где  $q$  – заряд, протекающий через вторичную обмотку;  $R_2$  – сопротивление цепи вторичной обмотки, в которую включен гальванометр Г.

Тогда заряд  $\Delta q$ , протекающий через вторичную катушку, будет равен

$$q = \frac{N_2}{R_2} \cdot \Delta\Phi = \frac{2 \cdot B \cdot S}{R_2} \cdot N_2, \quad (12)$$

Для определения заряда служит баллистический гальванометр, при этом величина заряда определяется соотношением



**Рисунок 3** – Схема установки для определения кривой намагничивания железа

$$q = C_B \cdot n, \quad (13)$$

где  $C_B$  – постоянная баллистического гальванометра, а  $n$  – максимальное отклонение стрелки. Приравнивая правые части уравнений (12) и (13) получим выражение для определения магнитной индукции:

$$B = \frac{C_B \cdot R_2}{2 \cdot S \cdot N_2} \cdot n = K \cdot n, \quad (14)$$

где  $K$  – величина, определяемая параметрами данной установки

$$K = \frac{C_B \cdot R_2}{2 \cdot S \cdot N_2}. \quad (15)$$

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Включить установку в сеть. Установить все переключатели магазина сопротивлений **на нуль**, замкнуть цепь и определить максимальное значение силы тока. Разделив максимальное значение силы тока на количество измерений (их должно быть 8-10), определить «шаг», с которым необходимо выполнять измерения.
2. Переключателем **П** несколько раз изменить направление тока для того, чтобы снять остаточную намагниченность в железе.
3. Подбирая сопротивление, установить минимальное значение силы тока и отметить его значение в таблице 1.
4. Переключателем **П** быстро изменить направление тока в первичной цепи на обратное и отметить максимальное отклонение  $n$  стрелки гальванометра. Для уменьшения случайной погрешности переключение тока и определение  $n$  необходимо повторить три раза. Результаты измерений записать в таблицу 1.
5. Подбирая сопротивление, увеличивать значение силы тока до максимального **через равные интервалы** и повторять действие пункта 4 (так чтобы получилось 8-10 значений тока.)
6. Записать данные установки, необходимые для расчета:  $N_1, N_2, l, S, R_2, C_B$  в последнюю строку таблицы
1. Рассчитать постоянную  $K$  по формуле  $K = \frac{C_B \cdot R_2}{2 \cdot S \cdot N_2}$  и записать ее значение в таблицу 1.
7. Рассчитать значения напряженности магнитного поля  $H$  по формуле  $H = \frac{N_1 \cdot I}{l}$  и магнитной индукции  $B$  по формуле  $B = K \cdot n$ . Результаты вычислений занести в таблицу.
8. Для каждого значения силы тока рассчитать относительную магнитную проницаемость, пользуясь для этого соотношением  $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$  и данными таблицы. Результаты вычислений также занести в таблицу.

Таблица 1

№ изм.	$I, A$	$H, A/m$	Отклонение стрелки гальванометра, дел.				$B, Tл$	$\mu$
			$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_{cp}$		
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								
Данные установки: $N_1 =$ , $N_2 =$ , $l =$ м, $S =$ м <sup>2</sup> , $R_2 =$ Ом, $C_B =$ Кл/дел.							$K =$ $H_{нас} =$	

9. По данным таблицы построить кривую намагничивания  $B=f(H)$  и зависимость  $\mu=f(H)$  в одном и том же масштабе по оси  $H$ . По графикам определить напряженность  $H_{нас}$ , соответствующую насыщению сердечника.

10. По результатам работы оценить погрешности измерений и сделать соответствующие выводы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие типы магнетиков существуют в природе? Чем они отличаются?
2. В чем заключается суть доменной теории ферромагнетизма?
3. Что называется намагниченностью вещества? Показать, что единицей измерения намагниченности является А/м.
4. Что называется напряженностью магнитного поля? Зависит ли она от намагниченности вещества?
5. Что называется основной кривой намагничения ферромагнетика? Объяснить, чем объясняется наличие на ней области насыщения.
6. Объяснить сущность метода Столетова, использованного в работе для определения магнитной индукции в материале сердечника.
7. Объяснить полученную зависимость  $\mu(H)$ .

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 42

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

**Цель работы:** изучить характер движения электрона в магнетроне под действием силы Лоренца. Определить удельный заряд электрона.

**Приборы и оборудование:** магнетрон, соленоид, источники тока, амперметр, вольтметр, мультиметр.

**Теоретическое введение.** Важнейшими характеристиками электрона являются его заряд и масса. При движении электрона в электростатических и магнитных полях его траектория определяется конфигурацией этих полей и отношением заряда электрона  $e$  к его массе  $m$ . Существуют различные методы определения **удельного заряда** электрона  $|e|/m$ , в основе которых лежат результаты исследования движения электрона в электрическом и магнитном полях. Один из них – метод магнетрона. Называется он так потому, что конфигурация полей в нем напоминает конфигурацию полей в магнетронах – генераторах электромагнитных колебаний.

В настоящей работе для определения удельного заряда электрона  $e/m$  используется магнетрон – электронная лампа 6Е5С с цилиндрическим катодом, расположенным по оси анода. Магнетрон помещается внутрь соленоида, в котором создано однородное магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ , направленное вдоль оси соленоида и, следовательно, вдоль оси катода магнетрона. Между анодом и катодом создается электростатическое поле с напряженностью  $\vec{E}$ , направленное по радиусу к центру цилиндра. Со стороны этого поля на электрон действует сила

$$\vec{F}_e = e \cdot \vec{E}, \quad (1)$$

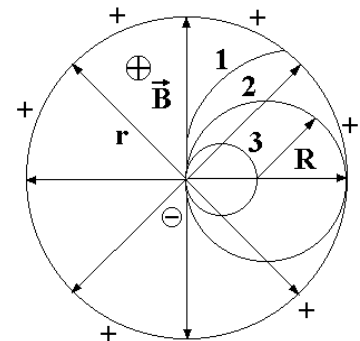
направленная вдоль радиуса цилиндра от катода к аноду.

Со стороны магнитного поля, в которое помещен магнетрон, на электрон действует сила Лоренца:

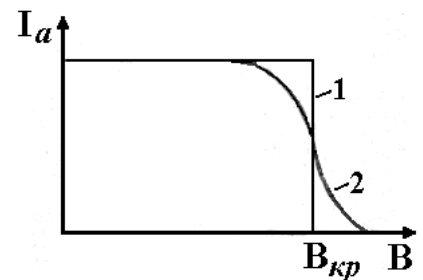
$$\vec{F}_L = e \cdot [\vec{v}, \vec{B}], \text{ а ее модуль } F_L = e \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha, \quad (2)$$

где  $\vec{v}$  – вектор скорости электрона,  $e$  – заряд электрона,  $\vec{B}$  – вектор магнитной индукции поля магнетрона. Так как в магнетроне  $\vec{v} \perp \vec{B}$ , то  $\sin \alpha = 1$ . Направление силы Лоренца определяется правилом правого винта (см. лабораторную работу № 31).

В отсутствие магнитного поля электрон движется под действием электрического поля, а траектория электрона – прямая, совпадающая с радиусом магнетрона (рис. 1). При наложении магнитного поля траектория электрона искривляется под действием силы Лоренца и становится близкой к окружности. Вылетающие с катода электроны имеют различные скорости, что обуславливает различные значения силы Лоренца, действующей на них. Если магнитная индукция не слишком велика, то большая часть электронов достигает поверхности анода (траектория 1 на рисунке 1) и через магнетрон будет протекать электрический ток. Увеличение магнитной индукции до критического значения  $B_{кр}$  приводит к тому, что число электронов достигающих анода уменьшается, а соответственно уменьшается и анодный ток. В этом случае траектория электрона, все больше искривляясь, лишь касается анода (кривая 2). При дальнейшем увеличении магнитной индукции радиус траекторий становится столь малым, что ни один электрон не достигает анода (кривая 3), и ток через цепь прекращается. Если бы скорости всех электронов были одинаковы, то при значениях  $B \geq B_{кр}$  должно наблюдаться резкое уменьшение тока до нуля (кривая 1 на рисунке 2), но, так как скорости движения электронов имеют некоторый разброс, то зависимость анодного тока  $I_a$  от величины магнитной индукции  $B$  внешнего поля имеет вид кривой 2 на рисунке 2. Наибольший наклон кривой соответствует критическому значению  $B_{кр}$ .



**Рисунок 1** – Вид траекторий электрона в магнетроне



**Рисунок 2** – Зависимость силы тока в магнетроне от величины магнитной индукции

$$m \vec{a}_{\text{цс}} = \vec{F}_L, \quad \frac{m \cdot v^2}{R} = e \cdot v \cdot B, \quad (3)$$

где  $R$  – радиус траектории электрона, который для критического поля  $B_{кр}$  вдвое меньше радиуса  $r$  магнетрона (рис. 1), т.е.  $R_{кр} = r/2$ .

Учитывая, что энергия электрона накапливается в результате прохождения им разности потенциалов, равной анодному напряжению  $U$ , можно записать

$$\frac{m \cdot v^2}{2} = e \cdot U. \quad (4)$$

Исключая скорость из соотношений (3) и (4) получим:

$$\frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U}{B^2 \cdot R^2} = \frac{8 \cdot U}{B^2 \cdot r^2}. \quad (5)$$



$$B = k \cdot I_c. \quad (6)$$

Для критического значения индукции

$$B_{кр} = k \cdot I_{кр}. \quad (7)$$

Кривые, показанные на рисунке 2, называются **сбросовыми характеристиками**. С учетом соотношения (6), сбросовой характеристикой можно считать зависимость анодного тока от тока, протекающего через соленоид, тогда наибольший наклон кривой  $I_a = f(I_c)$  соответствует критическому значению силы тока в соленоиде.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка (рис. 3) состоит из двух независимых электрических цепей: цепи питания соленоида и цепи питания магнетрона. Ток в цепи соленоида измеряется амперметром  $A_c$ , а анодный ток - амперметром  $A_a$ . Напряжение между катодом и анодом измеряется вольтметром  $V$ .

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Ознакомиться с электрическими цепями по схеме рисунка 3.
2. Включить установку в сеть 220 В, установить напряжение на магнетроне 60 В.
3. Установить силу тока через соленоид равную 0,75 А.
4. Измерить анодный ток с помощью мультиметра  $I_a$  и записать это значение в таблицу 1.
5. Изменяя силу тока в цепи соленоида через 0,05 А, снимать значения анодного тока для построения первой сбросовой характеристики.
6. Установить напряжение 80 В, а затем 100 В, каждый раз повторяя действия, указанные в пунктах 3 – 5.

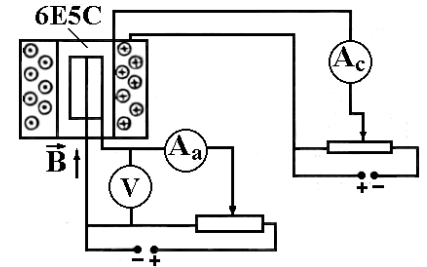


Рисунок 3 - Схема установки для определения удельного заряда электрона

Таблица 1

$I_c, A$ $U_a, B$	0,75	0,8	0,85	0,9	0,95	1,0	1,05	1,1	1,15	$I_{кр}, A$	$B_{кр}, Tл$	$e/m, Кл/кг$
60												
80												
100												
Данные установки: $r = 8 \text{ мм}$ , $k = 6,97 \cdot 10^{-3} \text{ (Тл/А)}$ , $\delta =$ %										$(e/m)_{cp} =$ Кл/кг		

7. По данным таблицы 1 построить три сбросовые характеристики  $I_a = f(I_c)$ , соответствующие трем анодным напряжениям.
8. Для каждой сбросовой характеристики графически определить критическое значение силы тока  $I_{кр}$  в соленоиде.
9. Определить критическое значение  $B_{кр}$  по формуле  $B_{кр} = k \cdot I_{кр}$ .
10. Найти значения удельного заряда электрона по формуле  $\frac{e}{m} = \frac{8 \cdot U}{B^2 \cdot r^2}$ , положив  $B = B_{кр}$  при данном анодном напряжении. Полученные данные занести в таблицу.
11. Найти среднее значение удельного заряда электрона и сравнить его с табличным значением равным  $1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг. Оценить относительное отклонение по формуле  $\delta = \frac{|(e/m)_{теор} - (e/m)_{cp}|}{(e/m)_{теор}} \cdot 100\%$ . Сделать выводы по работе.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое удельный заряд электрона?
2. Что такое сила Лоренца? Как определяется ее модуль и направление.
3. Магнетрон. Его устройство.
4. Траектория движения электрона в магнетроне.
5. В чем заключается сущность метода определения удельного заряда электрона?
6. Вывести расчетную формулу для определения удельного заряда электрона.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

### ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

**Цель работы:** изучить явление интерференции в плоскопараллельной стеклянной пластинке; ознакомиться с устройством и принципом работы лазера; определить показатель преломления плоскопараллельной пластинки интерференционным методом.

**Приборы и оборудование:** оптическая скамья, гелий-неоновый лазер ЛГ-72, плоскопараллельная пластинка, экран.

**Теоретическая часть.** *Интерференция света* – это явление устойчивого во времени усиления или ослабления интенсивности электромагнитных колебаний, которое происходит при наложении двух или более когерентных волн. *Когерентными* называются колебания двух волн, для которых разность фаз остается постоянной во времени. Это возможно в том случае, когда частоты (длины волн) колебаний одинаковы. Рассмотрим сложение двух когерентных электромагнитных волн со световыми векторами  $\vec{E}_1 = \vec{E}_{10} \cdot \cos(\omega t + \varphi_{01})$  и  $\vec{E}_2 = \vec{E}_{20} \cdot \cos(\omega t + \varphi_{02})$ , где  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$  и  $\varphi_{01}$ ,  $\varphi_{02}$  – амплитуды и начальные фазы колебаний, соответственно. Результирующее колебание определяется векторной суммой исходных колебаний (рис. 1):

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

Амплитуда этого колебания  $E_0$  может быть определена как

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}), \quad (1)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}). \quad (2)$$

Амплитуда результирующего колебания будет максимальной при

$$\varphi_{01} - \varphi_{02} = 2m \cdot \pi, \quad (3)$$

и минимальной при

$$\varphi_{01} - \varphi_{02} = (2m + 1) \cdot \pi, \quad (4)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ , и т.д. ( $m$  – порядок интерференции)

Использование на практике условий максимума и минимума для разности фаз при расчете интерференционной картины не очень удобно. Поэтому чаще всего для этого используют понятие *оптической разности хода*  $\Delta = L_1 - L_2$ . Величины  $L_1$  и  $L_2$  называются *оптическими путями* волн. Оптический путь волны отличается от геометрического пути тем, что учитывает скорость распространения волны в среде  $L = n \cdot l$ . Здесь  $n$  – показатель преломления среды,  $l$  – геометрический путь волны. Условия максимума и минимума интерференции для оптической разности хода имеют вид

$$\text{max: } \Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda; \quad (5)$$

$$\text{min: } \Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (6)$$

Применение оптической разности хода для решения интерференционной задачи сводится к определению величины  $\Delta$  и подстановке ее в формулы (5) или (6).

Реальные источники света не могут испускать монохроматические волны. Световые волны образуются наложением колебаний с различными частотами в некотором диапазоне частот. Кроме того, фаза и амплитуда колебаний претерпевают спонтанные хаотические изменения. На практике можно получить устойчивую интерференционную картину, если один поток излучения каким – либо образом разделить на два потока, а потом заставить их встретиться.

**Получение интерференционной картины при помощи плоскопараллельной пластинки (тонкой пленки)** является классическим примером получения когерентных волн методом деления волнового фронта.

Интерференция в тонких пленках и плоскопараллельных пластинках возникает при отражении волны от верхней и нижней ее поверхностей (рис. 2). Луч света  $l_1$  от источника  $S$  падает на плоскопараллельную пластинку толщиной  $h$  с показателем преломления  $n$  под углом  $\alpha$ . На каждой границе раздела он частично отражается и частично преломляется. Таким образом, возникает серия лучей, прошедших сквозь пластинку и отразившихся от нее, причем из закона преломления следует, что

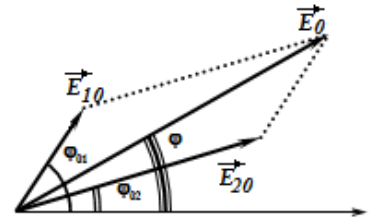


Рисунок 1 - Векторная диаграмма сложения двух гармонических колебаний

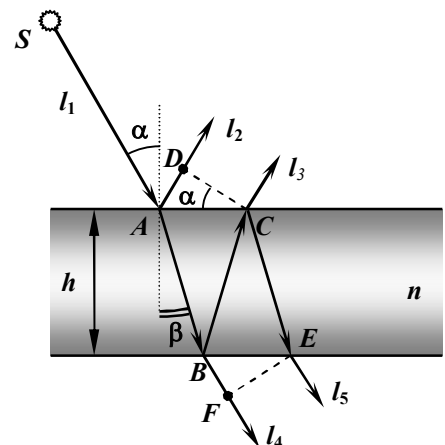


Рисунок 2 - Интерференция в тонких пленках

отраженные лучи параллельны друг другу так же, как и прошедшие лучи. Если на пути каждой пары параллельных лучей поставить собирающую линзу, то они будут интерферировать.

Сумма интенсивностей преломленного и отраженного лучей равна интенсивности падающего луча, т.е. при каждом новом делении интенсивность вышедших из пластинки лучей убывает. Поэтому в большинстве случаев ограничиваются рассмотрением интерференции от двух лучей с наибольшей интенсивностью. Интерференция лучей  $I_2$  и  $I_3$  называется интерференцией **в отраженном свете**, а лучей  $I_4$  и  $I_5$  – интерференцией **в проходящем свете**.

Для расчета интерференционной картины в отраженном свете найдем оптическую разность хода лучей  $I_2$  и  $I_3$ , а для интерференционной картины в проходящем свете –  $I_4$  и  $I_5$ . Если окружающая пластинку среда – воздух, то в первом случае  $\Delta = n(|AB| + |BC|) - |AD|$ , а во втором  $\Delta = n(|BC| + |CE|) - |BF|$ . Из построения видно, что  $|AB| = |BC| = |CE|$ ,  $|AD| = |BF|$ . Поэтому при выводе выражения для  $\Delta$  достаточно ограничиться случаем отраженного света. Величина  $|AB|$  связана с толщиной пластинки  $h$  и углом преломления  $\beta$  соотношением  $|AB| = h / \cos \beta$ , а  $|AD| = 2h \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot \sin \alpha$ .

Учитывая закон преломления  $\sin \alpha = n \cdot \sin \beta$ , получаем  $|AD| = 2hn \cdot \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta}$ . Тогда

$$\Delta = n \cdot \frac{2h}{\cos \beta} - 2hn \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} = 2hn \left\{ \frac{1}{\cos \beta} - \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right\} = 2hn \cdot \cos \beta.$$

Учитывая, что  $\cos^2 \beta = 1 - \sin^2 \beta = 1 - \sin^2 \alpha / n^2$ , выражение для  $\Delta$  принимает вид

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (7)$$

Формула (7) не учитывает изменение фазы волны при отражении на границе двух сред. Как известно, при отражении от оптически более плотной среды фаза волны изменяется на  $\pi$ , а при отражении от менее плотной среды – не изменяется. Таким образом, луч, отраженный в точке  $A$ , меняет фазу, а преломленные и отраженные лучи в точках  $B$  и  $C$ , соответственно, фазу не меняют. Поэтому к разности хода  $\Delta$  в отраженном свете необходимо прибавить половину длины волны, соответствующую разности фаз  $\pi$ . Тогда оптическая разность хода в отраженном свете будет равна

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \lambda / 2. \quad (8)$$

В проходящем свете  $\Delta$  будет определяться по формуле (7). В соответствии с условиями минимума и максимума интерференции получаем в отраженном свете

$$\max: 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m - 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (9)$$

$$\min: 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda,$$

а в проходящем

$$\begin{aligned} \max: 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} &= m\lambda \\ \min: 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} &= (2m - 1) \cdot \frac{\lambda}{2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим на пластинку под вполне определенным углом  $\alpha$ . Поэтому такие полосы называют **интерференционными полосами равного наклона**. Из формул (9) и (10) видно, что в тех местах, где в отраженном свете наблюдаются светлые полосы, в проходящем – темные, и наоборот. Кроме того, интерференция в отраженном свете всегда более четкая, чем в проходящем. Это связано с тем, что интенсивность лучей  $I_2$  и  $I_3$  больше, чем лучей  $I_4$  и  $I_5$ , соответственно.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе источником света является гелий-неоновый лазер ЛГ-72. Его излучение обладает высокой степенью монохроматичности и когерентности, большой яркостью и малой угловой расходимостью. Рабочая длина волны лазерного излучения 632,8 нм, его мощность 0,5 мВт, источник питания 220 В.

Основным элементом лазера является газоразрядная трубка (рис. 3), наполненная смесью гелия и неона. Парциальное давление гелия – 133,32 Па, неона – 66,66 Па. Трубка имеет накаливаемый катод и анод. При накаленном катоде и высоком напряжении в трубке возникает светящийся электрический разряд. Разрядная трубка замкнута с торцов плоскопараллельными стеклянными пластинками, расположенными под углом Брюстера к оси трубки, поэтому излучение лазера является линейно поляризованным. Трубка помещена в зеркальный оптический резонатор, образованный двумя зеркалами: сферическим и плоским. Излучение лазера выходит со стороны плоского зеркала,



Рисунок 3 - Устройство гелий-неонового лазера

имеющего коэффициент пропускания около 2%. Рабочим веществом, дающим видимое излучение разряда, является неон. Но необходимое для этого возбуждение атомов неона осуществляется посредством атомов гелия. В электрическом разряде ударами электронов возбуждаются атомы гелия. Атомы гелия сталкиваются с атомами неона, сообщая им энергию, необходимую для их перехода в возбужденное состояние. Таким образом, в трубке создается активная среда, состоящая из атомов неона, обладающих *инверсной заселенностью энергетических уровней*. Вынужденное излучение может превысить поглощение света атомами, вследствие чего свет, проходя через вещество, будет усиливаться. Спонтанное, то есть самопроизвольное, излучение отдельных возбужденных атомов неона приводит к распространению в активной среде фотонов, соответствующих указанному переходу. Излучаемые фотоны вызывают вынужденное испускание дополнительных фотонов, которые, в свою очередь, вызывают вынужденное излучение новых фотонов и т.д. Возникает лавинообразный процесс. Однако для того, чтобы индуцированное вынужденное излучение превысило беспорядочное, спонтанное, необходимо добиться высокой плотности излучения в веществе. Это достигается с помощью зеркального оптического резонатора, в котором фотоны, прежде чем выйти во внешнюю среду, испытывают многократные отражения вдоль оси лазера, вследствие чего их путь значительно удлиняется. При этом фотоны, возникающие при вынужденном излучении, летят в том же направлении, что и падающие фотоны. Спонтанно испускаемые фотоны движутся во всевозможных направлениях и покидают газоразрядную трубку через ее боковую поверхность. Когда пучок света становится достаточно интенсивным, часть его выходит со стороны плоского зеркала. Наступает стационарный режим генерации лазерного излучения.

Принципиальная схема установки приведена на рис. 4. Плоскопараллельная пластинка 5 освещается пучком света от лазера 2. Когерентные волны, отраженные от передней и задней поверхностей пластины 5, попадают на экран 4 и образуют на нем интерференционные полосы, которые имеют вид концентрических темных и светлых (красных) колец. Если расстояние  $L$  от экрана 4 до пластинки 5 много больше радиуса колец  $L \gg r_m$ , то  $\sin \alpha_m \approx \tan \alpha_m = r_m / 2L$ . Тогда уравнения (9) и (10) для максимумов и минимумов  $m$ -го порядка можно записать в виде

$$2h \sqrt{n^2 - \frac{r_m^2}{4L^2}} = (2m - 1) \cdot \frac{\lambda}{2}; \quad 2h \sqrt{n^2 - \frac{r_m^2}{4L^2}} = m\lambda, \quad (11)$$

а для максимумов и минимумов  $(m + 1)$ -го порядка

$$2h \sqrt{n^2 - \frac{r_{m+1}^2}{4L^2}} = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}; \quad 2h \sqrt{n^2 - \frac{r_{m+1}^2}{4L^2}} = (m + 1) \cdot \lambda. \quad (12)$$

Вычитая из формул (12) формулы (11), в обоих случаях получаем  $2h \sqrt{n^2 - \frac{r_{m+1}^2}{4L^2}} - 2h \sqrt{n^2 - \frac{r_m^2}{4L^2}} = \lambda$ . Возведя это уравнение в квадрат и сделав элементарные алгебраические преобразования, получаем окончательно формулу для показателя преломления

$$n = \frac{h}{4\lambda \cdot L^2} (r_{m+1}^2 - r_m^2). \quad (13)$$

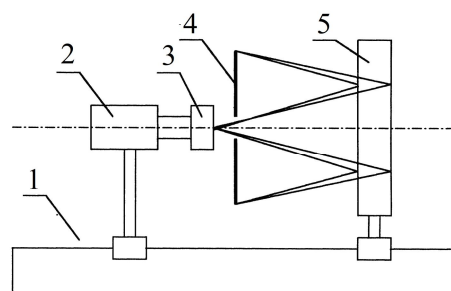


Рисунок 4 - Принципиальная схема установки:

- 1 – оптическая скамья; 2 – лазер;
- 3 – рассеивающий объектив лазера;
- 4 – экран с отверстием;
- 5 – плоскопараллельная пластинка

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

### ПРЯМОЕ ПОПАДАНИЕ ЛУЧА ЛАЗЕРА В ГЛАЗ ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ!

Включение лазера производится только преподавателем или инженером!

1. Сориентировать луч лазера так, чтобы получить на экране систему темных и светлых концентрических колец.
2. Измерить радиусы шести колец одного цвета (светлых или темных), приписывая им номера в порядке возрастания радиусов. Измерение начинать со **второго кольца от центра**. Для каждого радиуса проводить 4 замера: по вертикальной шкале - вверх и вниз, а по горизонтальной шкале - вправо и влево. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу.
3. Измерить расстояние  $L$  от экрана до пластинки.
4. Найти среднее арифметическое значение радиусов колец одного порядка.
5. Используя формулу  $n = \frac{h}{4\lambda \cdot L^2} (r_{m+1}^2 - r_m^2)$ , вычислить показатель преломления плоскопараллельной пластинки.
6. Сравнить полученное значение показателя преломления стекла с ее табличным значением. Для этого вычислить относительное отклонение экспериментального значения  $n_{\text{экспер}}$  от табличного  $n_{\text{табл}}$  по формуле  $\delta = \frac{|n_{\text{табл}} - n_{\text{экспер}}|}{n_{\text{табл}}} \cdot 100\%$ .
7. Сделать выводы по работе.

Таблица 1

№ изм.	$r_m$ , см					$n$	$n_{\text{ср}}$	$\delta$ , %
	вверх	вниз	влево	вправо	среднее			
1								
2								
3								
4								
5								
6								
$\lambda = 632,8 \text{ нм}, \quad h = 17 \text{ мм}, \quad L = \quad \text{см}$								

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление интерференции? Что такое когерентные волны?
2. Какие способы получения когерентных световых пучков вы знаете? Каким способом получают когерентные волны в данной работе?
3. Что называют разностью фаз и оптической разностью хода? Как они связаны друг с другом?
4. Запишите условия минимума и максимума интерференции.
5. Почему интерференционную картину в тонких пленках называют полосами равного наклона?
6. Опишите устройство и принцип работы лазера.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 8

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ПЛОСКОВЫПУКЛОЙ ЛИНЗЫ МЕТОДОМ НАБЛЮДЕНИЯ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**Цель работы:** ознакомиться с явлением интерференции; ознакомиться с методикой решения интерференционных задач на примере колец Ньютона; изучить методику определения линейных размеров с помощью измерительного микроскопа.

**Приборы и оборудование:** источник света, плосковыпуклая линза плоскопараллельная пластинка, микроскоп.

**Теоретическая часть. Интерференция света** – это явление устойчивого во времени усиления или ослабления интенсивности электромагнитных колебаний, которое происходит при наложении двух или более когерентных волн. **Когерентными** называются колебания двух волн, для которых разность фаз остается постоянной во времени. Это возможно в том случае, когда частоты (длины волн) колебаний одинаковы. Рассмотрим сложение двух когерентных электромагнитных волн со световыми векторами  $\vec{E}_1 = \vec{E}_{10} \cdot \cos(\omega t + \varphi_{01})$  и  $\vec{E}_2 = \vec{E}_{20} \cdot \cos(\omega t + \varphi_{02})$ , где  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$  и  $\varphi_{01}$ ,  $\varphi_{02}$  – амплитуды и начальные фазы колебаний, соответственно. Результирующее колебание определяется векторной суммой исходных колебаний (рис. 1):

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

Амплитуда этого колебания  $E_0$  может быть определена как

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}), \quad (1)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}). \quad (2)$$

Амплитуда результирующего колебания будет максимальной при

$$\varphi_{01} - \varphi_{02} = 2m \cdot \pi, \quad (3)$$

и минимальной при

$$\varphi_{01} - \varphi_{02} = (2m + 1) \cdot \pi, \quad (4)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ , и т.д. ( $m$  – порядок интерференции)

Использование на практике условий максимума и минимума для разности фаз при расчете интерференционной картины не очень удобно. Поэтому чаще всего для этого используют понятие **оптической разности хода**  $\Delta = L_1 - L_2$ . Величины  $L_1$  и  $L_2$  называются **оптическими путями** волн. Оптический путь волны отличается от геометрического пути тем, что учитывает скорость распространения волны в среде  $L = n \cdot l$ . Здесь  $n$  – показатель преломления среды,  $l$  – геометрический путь волны. Условия максимума и минимума интерференции для оптической разности хода имеют вид

$$\text{max: } \Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda; \quad (5)$$

$$\text{min: } \Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (6)$$

Применение оптической разности хода для решения интерференционной задачи сводится к определению величины  $\Delta$  и подстановке ее в формулы (5) или (6).

Реальные источники света не могут испускать монохроматические волны. Световые волны образуются наложением колебаний с различными частотами в некотором диапазоне частот. Кроме того, фаза и амплитуда колебаний претерпевают спонтанные хаотические изменения. На практике можно получить устойчивую интерференционную картину, если один поток излучения каким – либо образом разделить на два потока, а потом заставить их встретиться.

**Получение интерференционной картины при помощи тонкой пленки переменной толщины (клина)** является классическим примером получения когерентных волн методом деления волнового фронта.

В опыте с кольцами Ньютона плосковыпуклую линзу кладут выпуклой стороной на плоскую поверхность стеклянной пластинки (рис. 2). Вблизи точки касания  $O$  в некоторой области образуется воздушный клин достаточно малой переменной толщины. Постоянному значению толщины воздушного слоя  $h$  соответствует множество точек, равноудаленных от точки касания (окружность радиуса  $r$ ). Радиус кривизны выпуклой поверхности линзы берут таким, чтобы толщина воздушного зазора между поверхностями линзы и пластинки был мала, т.е.  $h \ll R$ . Например, для  $R = 1$  м и  $h = 1$  мкм из теоремы Пифагора получаем  $r = 1,414$  мм. При этом угол клиновидности слоя воздуха в точке  $M$  будет очень мал  $\alpha \approx r/R \approx 4,8'$ . Поэтому, если свет от источника падает по нормали к плоской поверхности линзы, то можно пренебречь преломлением света на поверхностях линзы и считать без заметной ошибки, что отраженные лучи 2 и 3 идут вверх параллельно друг другу с запаздыванием один относительно другого. Как известно, при отражении от оптически более плотной среды фаза волны изменяется на  $\pi$ , а при отражении от менее плотной

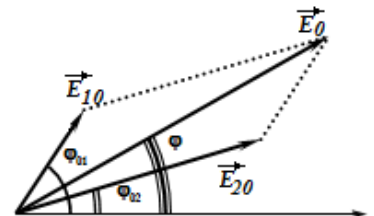


Рисунок 1 - Векторная диаграмма сложения двух гармонических колебаний



среды – не изменяется. Луч 2 отражается от сферической поверхности линзы на границе «стекло-воздух», поэтому волна не испытывает фазового скачка. Напротив, луч 3, пройдя воздушный слой между линзой и пластинкой и обратно, меняет фазу при отражении от пластинки на границе «воздух-стекло». С учетом фазового скачка выражение для разности хода приобретает вид

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2}. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что в центре наблюдаемой интерференционной картины, т.е. в точке  $O$ , должно получаться темное пятно для всех длин волн. Оптическая разность хода в этой точке  $\Delta = \lambda/2$ , а разность фаз  $\delta = \varphi_{01} - \varphi_{02} = \pi$ , т.е. лучи, отразившиеся от пластинки и линзы, гасят друг друга. При этом амплитуды колебаний оказываются приблизительно равными, так как на границе «стекло-воздух» и «воздух-стекло» в условиях опыта отражается малая доля падающего светового потока (коэффициент отражения при нормальном падении составляет ~4 %). Поэтому волны, отраженные от верхней и нижней границ клиновидного воздушного зазора, гасят друг друга практически полностью. Наблюдаемая интерференционная картина в отраженных лучах получается отчетливой в отличие от картины в проходящем свете, где амплитуды существенно различаются.

Первая светлая интерференционная полоса получается в точках, соответствующих условию  $h = \lambda/4$ , т.е. в точках, равноудаленных от точки  $O$ . Отсюда следует, что она будет иметь форму кольца и при наблюдении в белом свете будет окрашена в цвета радуги. При этом соответствующие радиусы для колец красного цвета будут больше, чем для фиолетовых. Вся интерференционная картина при облучении монохроматическим светом представлена совокупностью светлых и темных полос (рис. 3) круглой формы (колец) с центром в точке  $O$  (рис. 3).

Радиусы темных колец соответствуют условию минимума интерференции  $2h_m = m\lambda$ , их радиусы с учетом малости  $h$  равны

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}. \quad (8)$$

В частности, при  $m = 0$  радиус  $r_m = 0$ , что объясняет существование центрального темного пятна.

Радиусы светлых колец соответствуют условию  $2h_m = (2m + 1) \cdot \lambda/2$ , и получаются равными, с учетом малости  $h$

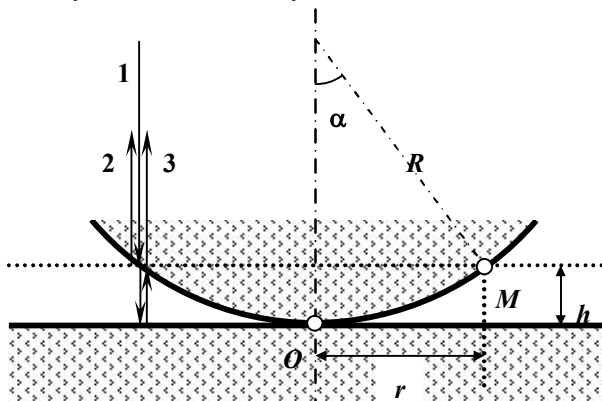
$$r_m = \sqrt{(2m + 1) \frac{\lambda}{2} R}. \quad (9)$$

Из формулы (9) видно, что светлое кольцо с порядковым номером  $m = 0$  равно  $r_m = \sqrt{\lambda R/2}$ . Чем выше  $m$ , тем меньше различие между радиусами соседних ( $r_m$  и  $r_{m+1}$ ) колец, т.е. кольца располагаются ближе друг к другу.

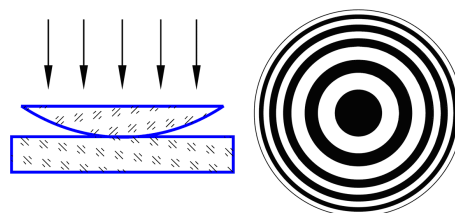
## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Система получения колец Ньютона (линза – плоская пластинка) располагается на предметном столике измерительного микроскопа, который предназначен для наблюдения и измерения диаметров этих колец (рис. 4). На столике микроскопа помещается линза в держателе 14. При этом держатель с линзой располагают так, чтобы точка соприкосновения линзы со стеклянной пластинкой находилась на оптической оси окуляра микроскопа 6. В качестве источника света используется осветитель в насадке 8 со светофильтром ( $\lambda = 658$  нм). Четкого видения интерференционной картины добиваются вращением рукоятки 12.

При обработке результатов измерения радиусов колец Ньютона удобнее воспользоваться графическим методом. Проще всего построить графики зависимости квадратов радиусов темных и светлых колец от номера  $m$  кольца. В соответствии с формулами (12) и (14), эти графики должны представлять собой прямые линии, причем график зависимости, соответствующий темным кольцам, проходит через начало координат. Наклон прямых определяется радиусом  $r$  кривизны и длиной волны  $\lambda$ . Деформация линзы и стеклянной пластинки в месте соприкосновения может приводить при малых  $m$  к отступлениям исследуемой зависимости от прямолинейной. Меньше всего искажены деформацией кольца с большими номерами.

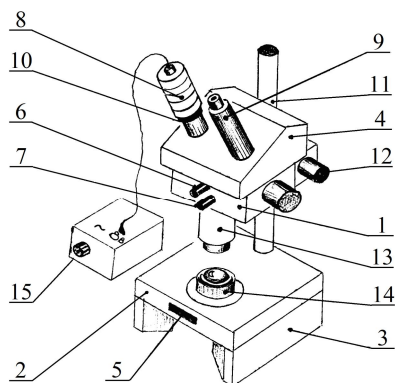


**Рисунок 2** - Оптический клин, возникающий в зазоре между сферической поверхностью линзы и плоской поверхностью стеклянной пластинки



**Рисунок 3** - Формирование оптического клина между линзой и плоскопараллельной пластиной и вид наблюдаемых интерференционных колец



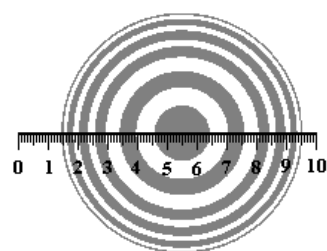


**Рисунок 4** - Схема установки для наблюдения и измерения диаметров колец Ньютона

- 1 – корпус микроскопа;
- 2 – столик для работы в отраженном свете;
- 3 – столик для работы в проходящем свете;
- 4 – биокулярная насадка;
- 5 – фиксатор столика;
- 6 – винт, фиксирующий биокулярную насадку;
- 7 – винт, фиксирующий объектив;
- 8 – осветитель;
- 9 – окулярная труба;
- 10 – светофильтр;
- 11 – стойка;
- 12 – рукоятка фокусировки; 13 – объектив;
- 14 – линза со стеклом, создающие кольца Ньютона;
- 15 – выключатель блока питания

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Включить осветитель **8** выключателем **15**.
2. Наблюдая в окуляр **9**, поочередно вращая рукоятку **12** и окуляр, добиться резкого изображения колец и шкалы микрометра одновременно.
3. Установить линзу со стеклом **14** так, чтобы шкала микрометра пересекала центральное темное кольцо в центре (рис. 5).
4. Измерить радиусы пяти светлых и темных колец, начиная с первого темного кольца ( $m = 1, 2, 3, 4, 5$ ), результаты занести в таблицу. Например, на рис. 2 для светлого кольца с  $m = 3$  левая часть кольца совмещена с деление 19, а правая – 90. Таким образом, диаметр получается  $d = 90 - 19 = 71 \text{ дел}$ .



**Рисунок 5** - Вид интерференционной картины в окуляре измерительного микроскопа

**Внимание!** Центральное темное пятно и первое от центра светлое кольцо имеют  $m = 0$ .

5. Выключить осветитель **8** выключателем **15**.
6. Определить радиусы колец в миллиметрах по формуле  $r_m = \frac{d_m}{2} \cdot 0,05 \text{ мм}$ .
7. На одной и той же координатной плоскости построить графики зависимости  $r_m^2 = f(m)$  для светлых и темных колец. Для темных колец график должен иметь вид прямой ( $r_m^2 = m\lambda R$ ), выходящей из начала координат. Для светлых колец график также является прямой ( $r_m^2 = m\lambda R + \lambda R/2$ ) с таким же углом наклона, проходящий выше начала координат.

Таблица 1

$m$	$d_m$ , дел	$r_m$ , мм	$r_m^2$ , мм <sup>2</sup>	$R$ , м	$\delta_R$ , %
Светлые кольца					
1					
2					
3					
4					
5					
Темные кольца					
1					
2					
3					
4					
5					
$R_{исл} = 1\text{ м}$					

8. Вычислить радиус кривизны сферической поверхности линзы  $R$  для темных и для светлых колец по формуле  $R = \frac{1}{\lambda} \operatorname{tg} \alpha$ . Для этого определить тангенсы углов наклона  $\operatorname{tg} \alpha$  графиков зависимостей  $r_m^2 = f(m)$  для светлых и темных колец.
9. Сравнить рассчитанное и истинное значения радиуса кривизны линзы, оценив величину относительного отклонения по формуле  $\delta_R = \frac{|R_{\text{ист}} - R|}{R_{\text{ист}}} \cdot 100 \%$ .
10. Сделать выводы по работе

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление интерференции? Что такое когерентные волны?
2. Какие способы получения когерентных световых пучков вы знаете? Каким способом получают когерентные волны в данной работе?
3. Что называют разностью фаз и оптической разностью хода? Как они связаны друг с другом?
4. Запишите условия минимума и максимума интерференции.
5. Почему в отраженном свете в центре интерференционной картины наблюдается темное пятно, а в проходящем – светлое пятно.
6. Почему кольца Ньютона называют полосами равной толщины?

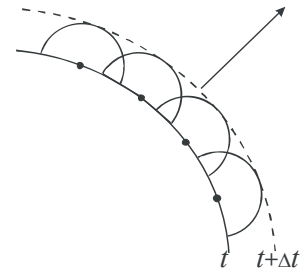
# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 10

## ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

**Цель работы:** изучить явление дифракции света; определить длину волны лазерного излучения при дифракции от различных препятствий и период дифракционной решетки.

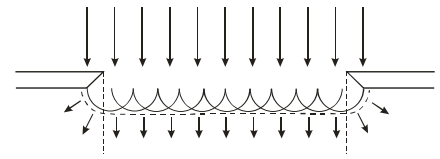
**Приборы и оборудование:** лазер, оптическая скамья с препятствиями, измерительная линейка.

**Теоретическое введение.** Под *дифракцией света* понимают огибание световыми волнами препятствий, проникновение света в область геометрической тени. Дифракция наблюдается при условии, что размеры препятствия сравнимы с длиной волны. Качественно проникновение световых волн в область геометрической тени можно объяснить с помощью **принципа Гюйгенса**, согласно которому, *каждая точка пространства, до которой доходит волна к моменту времени  $t$ , является источником вторичных волн; огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент времени  $t + \Delta t$*  (рис. 1).



**Рисунок 1 - Принцип Гюйгенса**

Пусть на непрозрачную плоскую преграду с отверстием падает перпендикулярно ей свет с плоским волновым фронтом (рис. 2). Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка отверстия служит центром вторичных волн, которые в однородной и изотропной среде будут сферическими. Построив огибающую вторичных волн (пунктирная линия на рис. 2), можно убедиться в том, что за отверстием волна проникает в область геометрической тени, огибая края преграды. Таким образом, принцип Гюйгенса позволяет качественно проанализировать распространение света в среде или вакууме, геометрически построить волновую поверхность и решить задачу о направлении распространения волнового фронта. Однако этот принцип не затрагивает вопроса об амплитуде и интенсивности волн, распространяющихся по различным направлениям.



**Рисунок 2 - Проникновение световой волны в область геометрической тени**

Французский ученый Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей *об интерференции вторичных волн*. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства. Согласно **принципу Гюйгенса-Френеля**, каждый элемент  $dS$  волновой поверхности  $S$  (рис. 3) служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна величине площади элемента  $dS$  и убывает с расстоянием  $r$  от источника по закону  $1/r$ . Поэтому уравнение вторичной волны, приходящей в точку  $P$  от некоторого участка  $dS$ , будет выглядеть следующим образом:

$$dE = K(\varphi) \frac{E_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0), \quad (1)$$

где  $\omega t + \varphi_0$  – фаза колебания в месте расположения элемента волновой поверхности  $dS$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число,  $\lambda$  – длина световой волны,  $r$  – расстояние от элемента поверхности  $dS$  до точки  $P$ ;  $E_0$  – множитель, определяемый амплитудой светового колебания в том месте, где находится элемент поверхности  $dS$ ;  $K(\varphi)$  – коэффициент, зависящий от угла  $\varphi$  между нормалью  $\vec{n}$  к площадке  $dS$  и радиус-вектором  $\vec{r}$  (при  $\varphi = 0$  этот коэффициент максимален, при  $\varphi = \pi/2$  он обращается в нуль),  $dE$  – напряженность электрического поля световой волны в точке  $P$ .

Результирующее колебание в точке  $P$  представляет собой суперпозицию колебаний от всех источников  $dS$ , взятых по всей волновой поверхности  $S$ :

$$E = \int_S K(\varphi) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS. \quad (2)$$

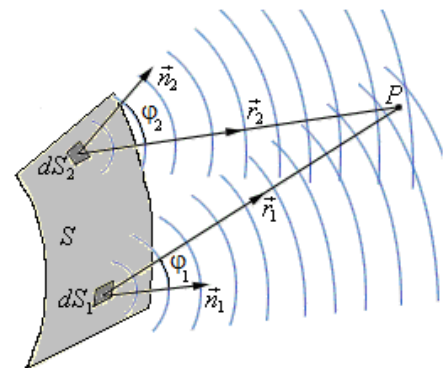
Эта формула является аналитическим выражением **принципа Гюйгенса-Френеля**: *результирующее колебание в любой точке пространства представляет собой результат суперпозиции когерентных вторичных волн, излучаемых фиктивными источниками, которыми служат бесконечно малые элементы волновой поверхности  $S$ , причем сложение колебаний производится с учетом амплитуд и фаз вторичных волн*.

Зная амплитуду результирующей волны  $E_0$ , нетрудно определить распределение интенсивности  $I$  в любой точке пространства, в том числе и на экране, так как

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu \mu_0}} E_0^2. \quad (3)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\mu$  – магнитная проницаемость среды.

Решение уравнения (2) совместно с (3) позволяет рассчитать интенсивность света, дифрагирующего на любых



**Рисунок 3 - Интерференция вторичных волн**

препятствиях. Однако такое решение является достаточно трудоемкой задачей даже для простых случаев. Поэтому для расчета дифракционных картин были разработаны приближенные методы, одним из которых является метод зон Френеля, рассмотренный ниже.

В качестве волновой поверхности удобно взять сферу, совпадающую со сферическим фронтом волны, излученной точечным источником  $S$ . На рисунке 4 показана часть этого волнового фронта, *укладывающегося в отверстие*. Амплитуды и фазы колебаний вторичных источников на волновой поверхности будут одинаковы. Таким образом, остается учесть только изменение фазы волны из-за разности хода от различных точек волновой поверхности до точки  $P$  на экране. Френель предложил выделять на сферической волновой поверхности участки (зоны) такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до  $P$  отличались на  $\lambda/2$ , т.е.  $O_1P - OP = O_2P - O_1P = \lambda/2$  и т.д. Полученные зоны имеют форму колец и обозначены на рисунке 4 цифрами 1, 2, 3 и т.д. Расстояние от точки  $O_m$  до прямой, соединяющей источник и точку наблюдения, называют *радиусом  $m$ -й зоны Френеля*. Радиус внешней границы  $m$ -й зоны определяется по формуле

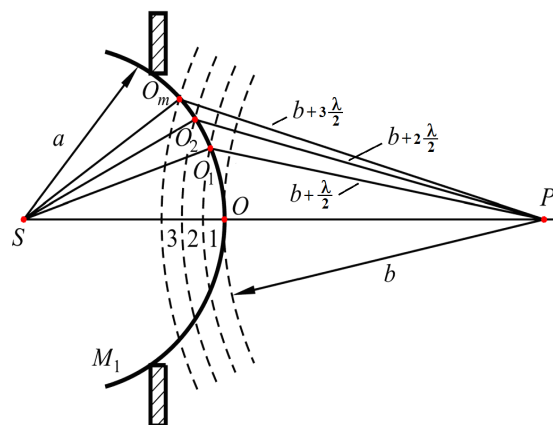


Рисунок 4 - Метод зон Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} \cdot m\lambda}, \quad (4)$$

где  $a$  – радиус волновой поверхности,  $b$  – расстояние от вершины волновой поверхности  $O$  до точки  $P$ .

Можно показать, что площади зон Френеля приблизительно одинаковы, амплитуды колебаний в точке  $P$ , создаваемых 1, 2, ...,  $m$ -й зонами, несколько уменьшаются с ростом номера зоны, а фазы колебаний, создаваемых соседними зонами, отличаются на  $\pi$ . С учетом этого амплитуда результирующего колебания: будет равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (5)$$

С хорошим приближением можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной, равна среднему арифметическому от амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами, то есть

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (6)$$

С учетом этого амплитуда результирующего колебания в точке  $P$  определяется следующим образом

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (7)$$

Так как результат сложения амплитуд в каждой скобке практически равен нулю, амплитуду результирующего колебания в точке  $P$  можно представить в виде

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (8)$$

где знак определяется следующим образом: «плюс» – если отверстие открывает *нечетное* число  $m$  зон Френеля; «минус» – если  $m$  *четное*.

Таким образом, качественный расчет дифракционной картины по методу зон Френеля сводится к подсчету числа зон, перекрытых препятствием (отверстием, диском и т.д.). **Если препятствие перекрывает четное число зон Френеля, то в точке наблюдения  $P$  будет наблюдаться минимум дифракции, если нечетное число – то максимум.**

Различают два вида дифракции. Если дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, то говорят о **дифракции Френеля** (или дифракции сферических волн). Если источник света и точка наблюдения  $P$  расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку  $P$ , образуют практически параллельные пучки, то говорят о **дифракции Фраунгофера** (или дифракции плоских волн). В данной работе изучается дифракция Фраунгофера на наиболее простых препятствиях.

### Дифракция света на щели и нити

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера на бесконечно длинной щели. Пусть плоская монохроматическая световая волна длиной  $\lambda$  от источника света 1 падает нормально к плоскости расположения узкой щели 2 шириной  $b$  (рис. 5а). В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля, каждая точка плоскости щели 2, до которой дошел свет, становится источником вторичных волн, распространяющихся во все стороны под углами дифракции  $\varphi$ . Дифрагированные пучки

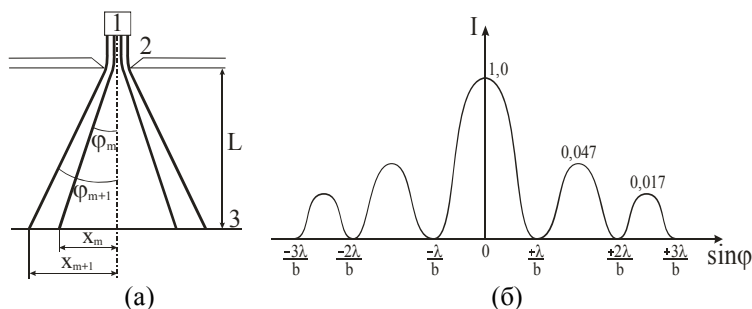


Рисунок 5 - Дифракция света на щели

света являются когерентными и при наложении они интерферируют. Интерференционная картина в виде чередующихся светлых (максимумы интенсивности) и темных (минимумы интенсивности) полос будет наблюдаться на экране 3, находящемся на расстоянии  $L$  от щели. Для получения четкой дифракционной картины должно выполняться условие  $L > b^2 / \lambda$ .

Решение задачи дифракции заключается в нахождении интенсивности света в различных точках экрана. Воспользуемся результатом расчета интенсивности дифрагированного света  $I(\varphi)$  в направлении произвольного угла  $\varphi$ , полученным при решении уравнений (2), (3):

$$I(\varphi) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}, \quad (9)$$

где  $I_0$  – интенсивность света, распространяющегося под углом  $\varphi=0$ , т.е. в направлении падающего на щель пучка. Из выражения (9) видно, что при значении угла дифракции  $\varphi$ , удовлетворяющего условию

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = m\pi, \quad (10)$$

где  $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ , интенсивность равна нулю, т.к. числитель равен нулю. Величина  $m$  называется **порядком дифракции**. Из условия минимумов (10) видно, что угол дифракции  $\varphi$  в зависимости от порядка дифракции  $m$  принимает конкретные значения  $\varphi_m$ , поэтому в формуле (10), вместо  $\varphi$ , будем писать  $\varphi_m$ . Окончательно условие **дифракционных минимумов** имеет вид:

$$\sin \varphi_m = \frac{m\lambda}{b}. \quad (11)$$

Распределение интенсивности света на экране в зависимости от угла дифракции (**дифракционный спектр**) приведено на рисунке 5б. Расчеты показывают, что интенсивности центрального и последующих максимумов относятся как 1:0,047:0,017:0,0083:..., т.е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

**Расстояние между двумя соседними дифракционными минимумами (максимумами) называется шириной дифракционной полосы  $\Delta x$ .** Из рисунка 5а видно, что ширина дифракционной полосы равна:  $\Delta x = x_{m+1} - x_m$ .

Дифракционная картина от нити будет иметь практически такой же вид, как и дифракционная картина от щели такой же толщины. Поэтому выражение (11) применимо и для расчета дифракционной картины от нити.

### Дифракция света на круглом отверстии

Этот случай имеет большое практическое значение в связи с использованием линз и диафрагм в оптических системах.

Расчет дифракции на круглом отверстии представляет большие трудности. Общий ход распределения интенсивности в дифракционной картине подобен случаю щели, но максимумы располагаются на экране в виде концентрических колец. Угловой радиус темных колец, т.е. угол дифракции  $\varphi_m$ , под которым наблюдается дифракционный минимум – темное кольцо  $m$ -го порядка, приближенно определяется соотношением:

$$\sin \varphi_m = \frac{0,61 + (m-1)/2}{R} \lambda, \quad (12)$$

где  $R$  – радиус отверстия,  $m = 1, 2, 3, \dots$ ;  $\lambda$  – длина падающей световой волны. Относительная интенсивность максимумов (центрального и последующих) задается отношением 1:0,0175:0,0042:0,0016, т.е. в ближайшем максимуме интенсивность составляет менее 2% от интенсивности центрального.

### Дифракция на дифракционной решетке

Дифракционная решетка представляет собой систему параллельных щелей, расположенных на равных расстояниях друг от друга и разделенных непрозрачными участками (рис. 6). Основными параметрами дифракционной решетки является ее период  $d=a+b$ , где  $b$  – ширина щели,  $a$  – ширина непрозрачного участка между щелями, и число щелей  $N$ . В направлении угла  $\varphi$  каждая из щелей посылает волну с одинаковой амплитудой. Оптическая разность хода между двумя волнами, исходящими от соседних щелей (как видно из рис. 6), равна:

$$\Delta = d \sin \varphi. \quad (13)$$

Если  $\Delta = 0; \lambda; 2\lambda; 3\lambda; \dots$ , то разность фаз между всеми волнами, распространяющимися в направлении  $\varphi$ , окажется кратной  $2\pi$ . Все световые волны в этом направлении, пересекаясь в бесконечно удаленной точке, будут взаимно усиливать друг друга. Таким образом, если мы наблюдаем дифракцию в направлении угла  $\varphi_m$ , удовлетворяющему условию

$$d \sin \varphi_m = m\lambda, \quad m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots, \quad (14)$$

то увидим **дифракционный максимум**, амплитуда которого будет равна сумме амплитуд всех волн, исходящих из всех щелей под углом  $\varphi_m$ . Расчет для интенсивности главных дифракционных максимумов дифракционной решетки дает следующее выражение:

$$I_{max} = N^2 \cdot I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left( \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi \right)^2} = N^2 \cdot I_\varphi, \quad (15)$$

где  $I_\varphi$  – интенсивность от одной щели в направлении  $\varphi$ ,  $I_0$  – интенсивность в середине дифракционной картины (напротив центра линзы). Таким образом, интенсивность главных максимумов  $I_{max}$  в направлении  $\varphi$  в  $N^2$  раз больше интенсивности  $I_\varphi$ , создаваемой одной щелью в этом же направлении.

В результате интерференции многих пучков света в дифракционной картине появляются дополнительные по отношению к дифракции на одной щели минимумы, которые сделают главные максимумы уже и резче. При этом появятся также дополнительные максимумы, рассматривать которые мы не будем, т.к. интенсивность их много меньше интенсивности главных максимумов. Следовательно, главные дифракционные максимумы получатся очень узкими, положение их по этой причине может быть определено с высокой точностью, и по формуле (14) рассчитана длина волны. На рисунке 7а представлена дифракционная картина от четырех щелей ( $N=4$ ). Пунктирная кривая изображает интенсивность от одной щели, умноженную на  $N^2$ .

Положение **главных максимумов** зависит от длины волны, поэтому при пропускании белого света все максимумы, кроме центрального ( $m=0$ ), разлагаются в **спектр**. Фиолетовая область спектра будет ближе к центру дифракционной картины, красная – дальше от центра (рис. 7б). Поэтому дифракционная решетка может быть использована как **спектральный прибор** для разложения света в спектр и определения длин волн. **Максимум наибольшего порядка**, создаваемый дифракционной решеткой, определяется формулой:

$$m_{max} \leq \frac{d}{\lambda} \quad (\text{поскольку } |\sin \varphi| \leq 1). \quad (16)$$

**Общее число главных максимумов** определяется по формуле:

$$M = 2m_{max} + 1. \quad (17)$$

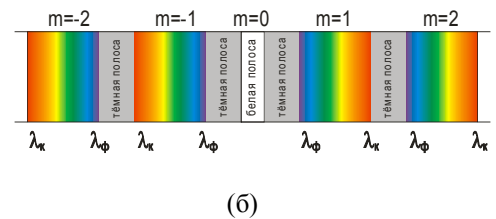
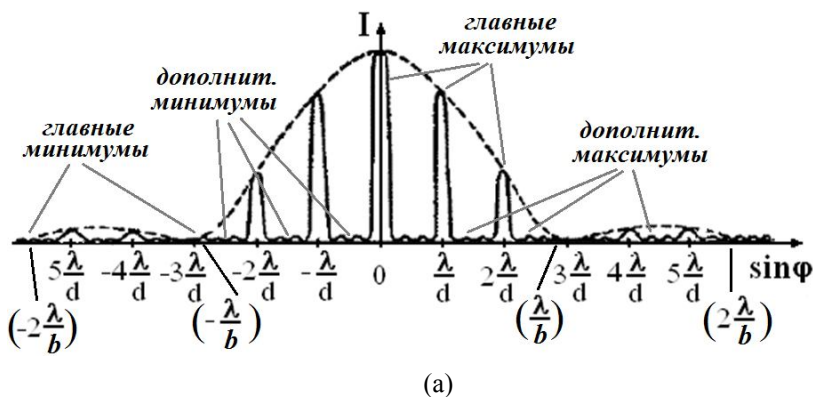


Рисунок 7 - Вид дифракционной картины при дифракции на дифракционной решетке

а) Распределение интенсивности в спектре дифракционной решетки; б) Спектр дифракционной решетки

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка приведена на рисунке 8. В качестве источника света используется гелий-неоновый лазер 1. Препятствия, с помощью которых изучается дифракция света, закреплены на обойме в виде вращающегося диска 2. Вращая поворотный барабан 3, на пути лазерного луча поочередно можно помещать препятствия (нить, щель, круглое отверстие и дифракционную решетку). Дифракционная картина в виде чередующихся темных и светлых полос наблюдается на экране 4.

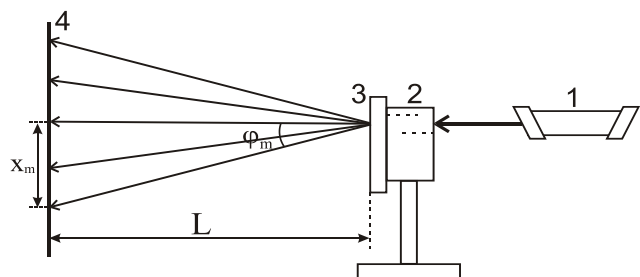


Рисунок 8 - Схема установки: 1 – гелий-неоновый лазер; 2 – обойма с препятствиями; 3 – поворотный барабан; 4 – экран

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

### ПРЯМОЕ ПОПАДАНИЕ ЛУЧА ЛАЗЕРА В ГЛАЗ ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ !

Включение лазера производится только преподавателем или инженером!

#### Определение длины световой волны при дифракции на щели.

1. Вращением поворотного барабана установить на пути лазерного пучка узкую щель и добиться четкого изображения дифракционной картины на экране. Полученное изображение перенести на лист бумаги, отметив на листе середины темных полос.
2. Определить положения пяти первых видимых на экране темных полос, начиная от центра дифракционной картины. Для этого измерить расстояние  $x_m$  от левой  $m$ -той полосы до соответствующей  $m$ -той правой полосы и разделить полученное расстояние пополам. Порядок дифракции  $m$  указывает на номер дифракционного минимума (темной полосы) и отсчитывается от центра дифракционной картины.
3. Измерить расстояние  $L$  от щели до экрана.
4. Угловые положения темных полос  $\varphi_m$  можно определить по формуле:  $\sin \varphi_m \approx \tan \varphi_m = x_m / L$  (при этом учитывается приближенное равенство для малых углов). По формуле  $\lambda = \frac{b \cdot x_m}{m \cdot L}$  вычислить длину волны  $\lambda$  (ширина щели  $b=0,10$  мм).
5. Определить среднее значение длины волны.
6. Рассчитать погрешность измерений.

Таблица 1

$L$ , мм	$b$ , мм	$m$	$x_m$ , мм	$\lambda$ , мкм	$\lambda_{cp}$ , мкм	$\Delta x$ , мм	$\Delta L$ , мм	$\Delta \lambda$ , мкм	$\varepsilon_\lambda$ , %
	0,10	1							
		2							
		3							
		4							
		5							

#### Определение длины световой волны при дифракции света на нити

7. Установить на пути лазерного излучения нить и добиться четкого изображения дифракционной картины на экране. Полученное изображение перенести на лист бумаги, отметив на листе середины темных полос.
8. Так же, как и в случае дифракции на щели, измерить положения пяти первых темных полос  $x_m$  и расстояние от нити до экрана  $L$ .
9. По формуле  $\lambda = \frac{b \cdot x_m}{m \cdot L}$  вычислить длину волны.
10. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 2, где обозначения величин такие же, как и обозначения в таблице 1,  $b=0,14$  мм – толщина нити.

Таблица 2

$L$ , мм	$b$ , мм	$m$	1	2	3	4	5
	0,14	$x_m$ , мм					
		$\lambda$ , мкм					
$\Delta x=$ мм, $\Delta L=$ мм, $\lambda_{cp}=$ мкм, $\Delta \lambda=$ мкм, $\varepsilon_{\lambda}=$ %							

11. Рассчитать погрешность измерений.

#### Определение длины световой волны при дифракции на круглом отверстии

12. Установить на пути лазерного излучения диафрагму с точечным отверстием диаметра  $D=0,31$  мм. Добиться максимально контрастного изображения дифракционной картины в виде чередующихся светлых и темных концентрических колец радиусами  $r_m$ . Полученное изображение перенести на лист бумаги, отметив на листе середины темных колец в четырех направлениях.
13. Определить радиусы темных колец (при измерениях в качестве радиуса брать половину соответствующего диаметра). Для повышения точности каждый радиус (т.е. соответствующий ему диаметр) измерить 4 раза в разных направлениях и рассчитать среднее арифметическое значение радиуса.



14. Учитывая, что  $\sin \varphi_m \approx \frac{r_{mcp}}{L}$ , длину волны рассчитать по формуле  $\lambda = \frac{0,5 \cdot D}{0,61 + (m-1)/2} \cdot \frac{r_{mcp}}{L}$ .

15. Рассчитать погрешность измерений.

Таблица 3

$D$ , мм	$L$ , мм	$m$	$r_m$ , мм				$r_{m\text{ cp}}$ , мм	$\lambda_m$ , мкм
			1	2	3	4		
0,31		1						
		2						
		3						
		4						
		5						
$\Delta r =$ мм, $\Delta L =$ мм, $\lambda_{\text{cp}} =$ мкм, $\Delta \lambda =$ мкм, $\varepsilon_{\lambda} =$ %								

### Определение периода дифракционной решетки

16. Вращением поворотного барабана поместить дифракционную решетку на пути лазерного пучка. При этом на экране появится изображение в виде далеко отстоящих друг от друга красных пятен. Полученное изображение перенести на лист бумаги, отметив на листе середины красных пятен.

17. Определить угловое положение середин максимумов (красных пятен). Для этого определить расстояние  $x_m$  от центра дифракционной картины до соответствующего максимума в обе стороны и найти среднее значение  $x_m$ . Результаты занести в таблицу.

18. По формуле  $d = \frac{m \cdot \lambda}{\sin \varphi_m} = \frac{m \cdot \lambda}{x_m / L}$  найти период дифракционной решетки. При расчетах использовать

среднее значение длины волны  $\lambda_{ср}$ , полученное в измерениях по заданиям I, II, III.

19. Результаты измерений и вычислений занести в таблицу 4.

20. Рассчитать погрешность измерений периода решетки.

Таблица 4

m	1	2	3	4	5		L= мм	λ <sub>ср</sub> = мкм
x <sub>m</sub> , мм						Δx= мм	ΔL= мм	Δλ= мкм
d, мкм						d <sub>ср</sub> = мкм	Δd= мкм	ε <sub>d</sub> = %

21. Сделать выводы по работе.

### Расчет погрешности измерений

В работе проводятся однократные измерения величин, поэтому оценку погрешности измерений можно провести для одного измерения (например, для спектра третьего порядка). Длина волны является косвенно измеряемой величиной. При этом будем считать, что ширина щели, толщина нити и диаметр круглого отверстия определены точно и не вносят погрешность в результаты измерений. Тогда относительные погрешности измерения длин волн в заданиях I-III определяются следующим образом:

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{ср}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}, \quad \varepsilon_{\lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{ср}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta r}{r_{ср}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}$$

где  $\Delta x = \Delta r$ ,  $\Delta L$  – систематические погрешности измерительных линеек, определяемые их ценой деления. Относительная погрешность измерения периода дифракционной решетки определяется следующим образом:

$$\varepsilon_d = \frac{\Delta d}{d_{ср}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda_{ср}}\right)^2}.$$

Погрешность в определении длины волны  $\Delta \lambda$  принять равной максимальной погрешности по заданиям I, II, III.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется дифракцией света? Условия наблюдения дифракции. Виды дифракции.
2. Сформулировать принцип Гюйгенса, принцип Гюйгенса-Френеля. В чем заключается суть метода зон Френеля?
3. Что такое дифракционная решетка, период дифракционной решетки?
4. Записать условие главных максимумов дифракционной решетки. Описать дифракционную картину при дифракции на дифракционной решетке при освещении ее монохроматическим светом, белым светом.

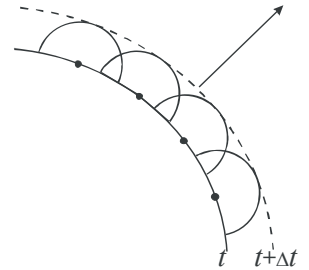
# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 11

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

**Цель работы:** изучить явление дифракции света; определить длины волн спектральных линий в излучении источника с помощью дифракционной решетки.

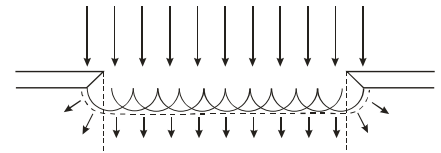
**Приборы и оборудование:** лампа накаливания, регулируемая щель, закрепленная на штативе линейка, дифракционная решетка, измерительная линейка.

**Теоретическое введение.** Под **дифракцией света** понимают огибание световыми волнами препятствий, проникновение света в область геометрической тени. Дифракция наблюдается при условии, что размеры препятствия сравнимы с длиной волны. Качественно проникновение световых волн в область геометрической тени можно объяснить с помощью **принципа Гюйгенса**, согласно которому, каждая точка пространства, до которой доходит волна к моменту времени  $t$ , является источником вторичных волн; огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент времени  $t + \Delta t$  (рис. 1).



**Рисунок 1 - Принцип Гюйгенса**

Пусть на непрозрачную плоскую преграду с отверстием падает перпендикулярно ей свет с плоским волновым фронтом (рис. 2). Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка отверстия служит центром вторичных волн, которые в однородной и изотропной среде будут сферическими. Построив огибающую вторичных волн (пунктирная линия на рис. 2), можно убедиться в том, что за отверстием волна проникает в область геометрической тени, огибая края преграды. Таким образом, принцип Гюйгенса позволяет качественно проанализировать распространение света в среде или вакууме, геометрически построить волновую поверхность и решить задачу о направлении распространения волнового фронта. Однако этот принцип не затрагивает вопроса об амплитуде и интенсивности волн, распространяющихся по различным направлениям.



**Рисунок 2 - Проникновение световой волны в область геометрической тени**

Французский ученый Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей **об интерференции вторичных волн**. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства. Согласно **принципу Гюйгенса-Френеля**, каждый элемент  $dS$  волновой поверхности  $S$  (рис. 3) служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна величине площади элемента  $dS$  и убывает с расстоянием  $r$  от источника по закону  $1/r$ . Поэтому уравнение вторичной волны, приходящей в точку  $P$  от некоторого участка  $dS$ , будет выглядеть следующим образом:

$$dE = K(\varphi) \frac{E_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0), \quad (1)$$

где  $\omega t + \varphi_0$  – фаза колебания в месте расположения элемента волновой поверхности  $dS$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число,  $\lambda$  – длина световой волны,  $r$  – расстояние от элемента поверхности  $dS$  до точки  $P$ ;  $E_0$  – множитель, определяемый амплитудой светового колебания в том месте, где находится элемент поверхности  $dS$ ;  $K(\varphi)$  – коэффициент, зависящий от угла  $\varphi$  между нормалью  $\vec{n}$  к площадке  $dS$  и радиус-вектором  $\vec{r}$  (при  $\varphi = 0$  этот коэффициент максимален, при  $\varphi = \pi/2$  он обращается в нуль),  $dE$  – напряженность электрического поля световой волны в точке  $P$ .

Результирующее колебание в точке  $P$  представляет собой суперпозицию колебаний от всех источников  $dS$ , взятых по всей волновой поверхности  $S$ :

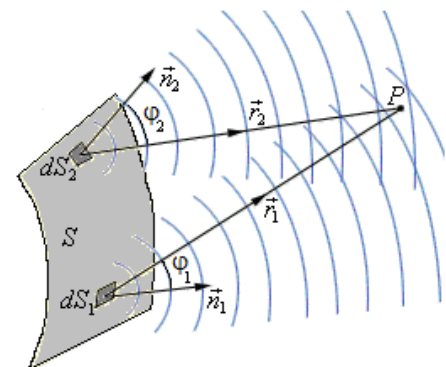
$$E = \int_S K(\varphi) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0) dS. \quad (2)$$

Эта формула является аналитическим выражением **принципа Гюйгенса-Френеля**: результирующее колебание в любой точке пространства представляет собой результат суперпозиции когерентных вторичных волн, излучаемых фиктивными источниками, которыми служат бесконечно малые элементы волновой поверхности  $S$ , причем сложение колебаний производится с учетом амплитуд и фаз вторичных волн.

Зная амплитуду результирующей волны  $E_0$ , нетрудно определить распределение интенсивности  $I$  в любой точке пространства, в том числе и на экране, так как

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu \mu_0}} E_0^2. \quad (3)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\mu$  –



**Рисунок 3 - Интерференция вторичных волн**

магнитная проницаемость среды.

Решение уравнения (2) совместно с (3) позволяет рассчитать интенсивность света, дифрагирующего на любых препятствиях. Однако такое решение является достаточно трудоемкой задачей даже для простых случаев. Поэтому для расчета дифракционных картин были разработаны приближенные методы, одним из которых является метод зон Френеля, рассмотренный ниже.

В качестве волновой поверхности удобно взять сферу, совпадающую со сферическим фронтом волны, излученной точечным источником  $S$ . На рисунке 4 показана часть этого волнового фронта, *укладывающегося в отверстие*. Амплитуды и фазы колебаний вторичных источников на волновой поверхности будут одинаковы. Таким образом, остается учесть только изменение фазы волны из-за разности хода от различных точек волновой поверхности до точки  $P$  на экране. Френель предложил выделять на сферической волновой поверхности участки (зоны) такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до  $P$  отличались на  $\lambda/2$ , т.е.  $O_1P - OP = O_2P - O_1P = \lambda/2$  и т.д. Полученные зоны имеют форму колец и обозначены на рисунке 4 цифрами 1, 2, 3 и т.д. Расстояние от точки  $O_m$  до прямой, соединяющей источник и точку наблюдения, называют *радиусом  $m$ -й зоны Френеля*. Радиус внешней границы  $m$ -й зоны определяется по формуле

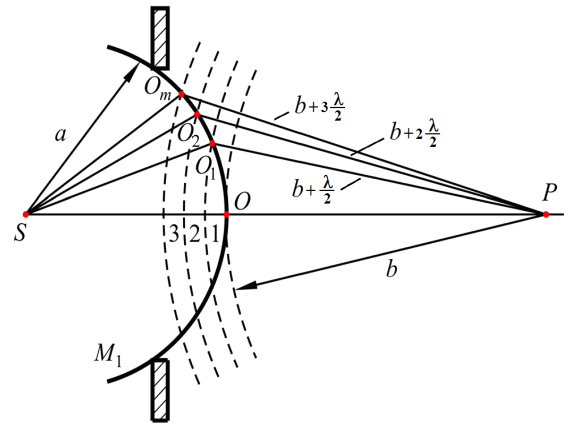


Рисунок 4 - Метод зон Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} \cdot m\lambda}, \quad (4)$$

где  $a$  – радиус волновой поверхности,  $b$  – расстояние от вершины волновой поверхности  $O$  до точки  $P$ .

Можно показать, что площади зон Френеля приблизительно одинаковы, амплитуды колебаний в точке  $P$ , создаваемых 1, 2, ...,  $m$ -й зонами, несколько уменьшаются с ростом номера зоны, а фазы колебаний, создаваемых соседними зонами, отличаются на  $\pi$ . С учетом этого амплитуда результирующего колебания: будет равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (5)$$

С хорошим приближением можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной, равна среднему арифметическому от амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами, то есть

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \quad (6)$$

С учетом этого амплитуда результирующего колебания в точке  $P$  определяется следующим образом

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (7)$$

Так как результат сложения амплитуд в каждой скобке практически равен нулю, амплитуду результирующего колебания в точке  $P$  можно представить в виде

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (8)$$

где знак определяется следующим образом: «плюс» – если отверстие открывает *нечетное* число  $m$  зон Френеля; «минус» – если  $m$  *четное*.

Таким образом, качественный расчет дифракционной картины по методу зон Френеля сводится к подсчету числа зон, перекрытых препятствием (отверстием, диском и т.д.). **Если препятствие перекрывает четное число зон Френеля, то в точке наблюдения  $P$  будет наблюдаться минимум дифракции, если нечетное число – то максимум.**

Различают два вида дифракции. Если дифракционная картина наблюдается на конечном расстоянии от препятствия, то говорят о **дифракции Френеля** (или дифракции сферических волн). Если источник света и точка наблюдения  $P$  расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку  $P$ , образуют практически параллельные пучки, то говорят о **дифракции Фраунгофера** (или дифракции плоских волн).

В данной работе изучается дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке, которая представляет собой систему параллельных щелей, расположенных на равных расстояниях друг от друга и разделенных непрозрачными участками одинаковой ширины (рис. 5). Дифракционная решетка, наряду с призмой, часто используется в спектральных приборах в качестве основного элемента, с помощью которого осуществляется анализ спектрального состава излучения. Основными параметрами дифракционной решетки является ее период  $d=a+b$ , где  $b$  – ширина щели,  $a$  – ширина непрозрачного участка между щелями, и число щелей  $N$ .

Наблюдение дифракционной картины ведется по схеме Фраунгофера (рис. 6). Источник света 1 освещает узкую щель 2. Каждая точка щели 2 дает расходящийся пучок лучей. Линза 3, установленная на фокусном расстоянии от щели 2,

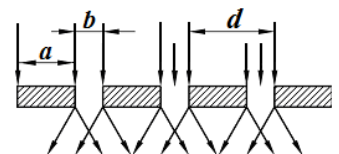
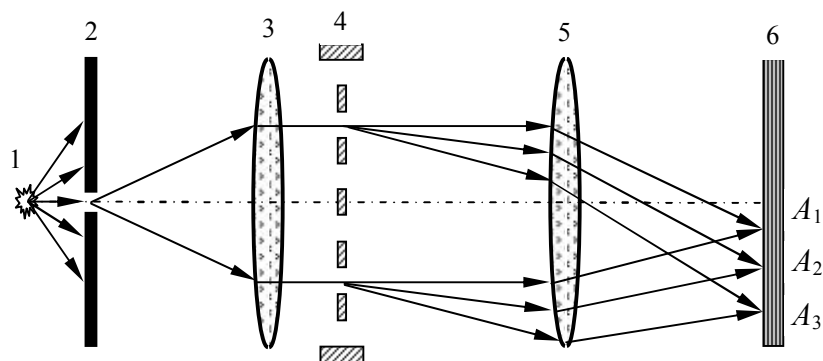


Рисунок 5 - Дифракционная решетка

преобразует расходящиеся пучки в плоскопараллельный пучок, нормально падающий на дифракционную решетку 4. В результате дифракции за решеткой возникают расходящиеся пучки света. Каждую точку щели в плоскости решетки в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля можно рассматривать как точечный источник вторичной сферической волны. Вторичные волны падают на линзу 5, которая собирает каждый параллельный пучок лучей в соответствующей точке на экране 6, установленном в ее фокальной плоскости. Так, например, лучи, отклоненные от первоначального направления на угол  $\varphi_1$  (угол отсчитывается в плоскости, перпендикулярной щели), соберутся в точке  $A_1$ , а лучи, отклоненные на угол  $\varphi_2$ , – в точке  $A_2$ . Интенсивность светового поля в точках  $A_1, A_2, \dots$  определяется результатом интерференции пришедших в эти точки световых волн. На экране возникнет сложная картина. Вид дифракционной картины определяется спектральным составом излучения, шириной щели 2 и параметрами решетки.

Пространственная когерентность светового потока, падающего на решетку, обеспечивается за счет его пропускания через щель. Линза собирает в одном положении на экране все лучи, отклоненные на определенный угол.



- 1 – источник света;  
2 – щель;  
3 – собирающая линза;  
4 – дифракционная решетка;  
5 – собирающая линза;  
6 – экран.

**Рисунок 6** - Оптическая схема для наблюдения дифракции Фраунгофера (дифракции в параллельных лучах) на дифракционной решетке

Этим же углом определяется разность фаз  $\delta$  от двух соседних щелей дифракционной решетки:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta \quad (9)$$

В направлении угла  $\varphi$  каждая из щелей посылает волну с одинаковой амплитудой. Оптическая разность хода между двумя волнами, исходящими от соседних щелей (как видно из рис. 7), равна:

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (10)$$

С учетом этого разность фаз  $\delta$  будет равна

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \sin \varphi \quad (11)$$

Если  $\Delta = 0; \lambda; 2\lambda; 3\lambda \dots$ , то разность фаз между всеми волнами, распространяющимися в направлении  $\varphi$ , окажется кратной  $2\pi$ . Все световые волны в этом направлении, пересекаясь в бесконечно удаленной точке, будут взаимно усиливать друг друга. Таким образом, если мы наблюдаем дифракцию в направлении угла  $\varphi_m$ , удовлетворяющему условию

$$d \sin \varphi_m = m\lambda, \quad (12)$$

где  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$  - **порядок максимума**, то увидим **дифракционный максимум**, амплитуда которого будет равна сумме амплитуд всех волн, исходящих из всех щелей под углом  $\varphi$ . Условие (12) представляет собой условие **главных максимумов** дифракционной решетки.

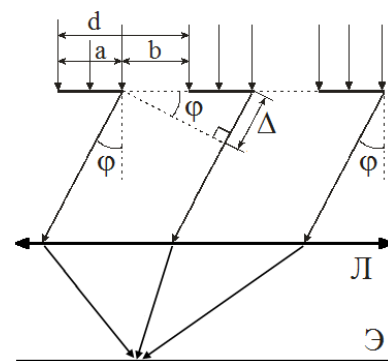
Распределение интенсивности на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, описывается формулой:

$$I_{\text{реи}} = I_0 \cdot I_1 \cdot I_2 \quad (13)$$

где  $I_0$  – интенсивность света, создаваемая одной щелью напротив центра линзы ( $\varphi=0$ ),  $I_1$  – распределение интенсивности, создаваемое одной щелью в направлении угла  $\varphi$ :

$$I_1 = \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left( \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}, \quad (14)$$

$I_2$  – периодическая (от  $\sin \varphi$ ) функция, зависящая от параметров дифракционной решетки:



**Рисунок 7** - Дифракционная решетка

$$I_2 = \frac{\sin^2\left(N \frac{\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{\sin^2\left(\frac{N \cdot \pi \cdot d \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi \cdot d \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)}, \quad (15)$$

где  $N$  – число когерентно освещенных щелей решетки. Вид распределений (13) – (15) при  $I_0=1$  показан на рисунке 8. Для наглядности распределение  $I_1$  показано после умножения на  $N^2$ . При  $\sin \varphi = \pm \frac{m\lambda}{b}$  ( $m=1,2,3,\dots$ ) функция  $I_1$  обращается в нуль, а при  $\sin \varphi = 0$  функция  $I_1=1$  – максимальна. На периодической функции  $I_2$  наблюдаются так называемые «главные» максимумы высотой  $N^2$  при условии:

$$\sin \varphi = \pm \frac{m\lambda}{d} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) . \quad (16)$$

**Главные минимумы** наблюдаются в точках, для которых

$$\sin \varphi = \pm \frac{m\lambda}{b} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) . \quad (17)$$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю. То есть главные минимумы образуются при сложении минимумов от отдельных щелей решетки, их положение не меняется при изменении общего количества щелей.

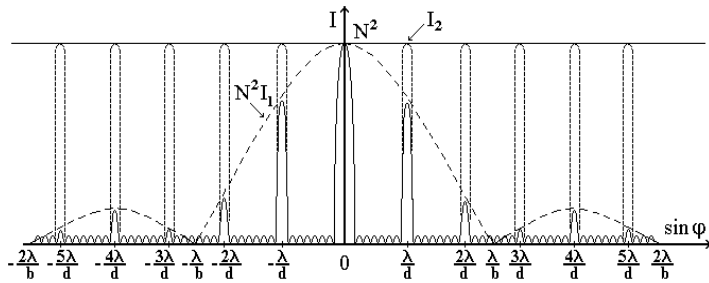


Рисунок 8 - Интенсивность от дифракционной решетки при  $I_0=1$

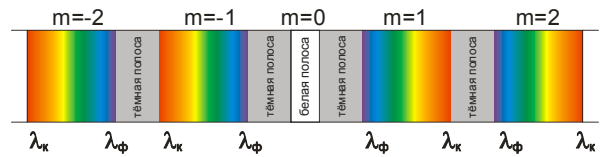


Рисунок 9 - Спектр дифракционной решетки

Результирующее распределение интенсивности за дифракционной решеткой представляет собой распределение  $I_2$ , модулированное распределением  $I_1$  от одной щели. Амплитуда колебаний в фокальной плоскости равна  $A_{\max} = N \cdot A_\varphi$ , где  $A_\varphi$  – амплитуда колебаний от одной щели,  $N$  – число щелей в решетке. Интенсивность колебаний в фокальной плоскости равна  $I_{\max} = N^2 \cdot I_\varphi$ , где  $I_\varphi$  – интенсивность от одной щели. Чем больше число когерентно освещенных щелей решетки, тем меньше угловая ширина главных максимумов, и, следовательно, выше их четкость.

В результате интерференции многих лучей в дифракционной картине появятся **дополнительные** по отношению к дифракции на одной щели **минимумы**, которые сделают главные максимумы достаточно узкими и резкими. При этом появятся также **дополнительные максимумы**, интенсивность которых много меньше интенсивности главных максимумов. Между соседними главными максимумами имеется  $(N-2)$  дополнительных максимумов меньшей интенсивности и  $(N-1)$  дополнительных минимумов. Слабые по интенсивности дополнительные максимумы располагаются между дополнительными минимумами.

Дополнительные минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно «гасят» друг друга. Направления этих минимумов определяются условием

$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda, \text{ где } (k' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots), \quad (18)$$

т.е.  $k'$  принимает все целочисленные значения, кроме  $0, N, 2N, \dots$ , т.е. кроме тех, при которых условие (18) переходит в условие главных максимумов (12).

Если решетка освещается белым светом, то каждой длине волны (цвету) будет соответствовать свое распределение интенсивности. Поэтому при пропускании белого света все максимумы, кроме центрального ( $m=0$ ), разлагаются в **спектр**. При этом упомянутый в соотношении (12) термин «порядок максимума» следует заменить на «порядок спектра». При  $m = 0$  ( $\varphi_0 = 0$ ) наблюдается центральный или нулевой максимум – спектр нулевого порядка, при  $m = \pm 1$  наблюдается первый максимум (которому соответствует угол дифракции  $\varphi_1$ ) – спектр первого порядка, при  $m = \pm 2$  – второй максимум (с углом дифракции  $\varphi_2$ ) – спектр второго порядка и т.д. То есть максимум нулевого порядка наблюдается только один, максимумов 1-го, 2-го и т.д. порядков возникает по два. Распределение цветов в каждом спектре от фиолетового до красного, которое можно наблюдать на экране, показано на рисунке 9. В соответствии с формулой (12) лучи с большей длиной волны – красные, отклоняются решеткой на больший угол, т.е. фиолетовая область спектра будет ближе к центру дифракционной картины, красная – дальше от центра. Поэтому дифракционная решетка может быть использована как **спектральный прибор** для разложения белого света в спектр и определения длин волн монохроматического света.



Максимум наибольшего порядка, даваемый дифракционной решеткой, определяется формулой:

$$m_{\max} \leq \frac{d}{\lambda} \quad (\text{поскольку } |\sin \varphi| \leq 1). \quad (19)$$

Общее число главных максимумов определяется по формуле:

$$M = 2m_{\max} + 1. \quad (20)$$

**Основные характеристики спектрального прибора.** Основными характеристиками всякого спектрального прибора являются дисперсия и разрешающая способность. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу, например, на 1 нм. Различают угловую и линейную дисперсии. *Угловой дисперсией* называют величину, равную отношению разности углов отклонения  $\delta\varphi$  двух спектральных близко расположенных монохроматических линий спектра к разности их длин волн  $\delta\lambda$ :  $D_y = \delta\varphi / \delta\lambda$ . Угловая дисперсия выражается в радианах на нанометр - (рад/нм). *Линейной дисперсией* называют величину  $D_l = \delta l / \delta\lambda$ , где  $\delta l$  – линейное расстояние на экране между двумя спектральными близко расположенными монохроматическими линиями спектра, отличающимися по длине волны на  $\delta\lambda$ . Линейная дисперсия выражается в миллиметрах на нанометр – (мм/нм).

Чтобы определить угловую дисперсию дифракционной решетки, продифференцируем условие главных максимумов (12): слева – по углу  $\varphi$ , а справа – по длине волны  $\lambda$ . Получим, что:  $d \cdot \cos \varphi \cdot \delta\varphi = m \cdot \delta\lambda$ . Отсюда

$$D_y = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \varphi}. \quad (21)$$

Для малых углов ( $\cos \varphi \approx 1$ ), тогда угловая дисперсия будет равна  $D_y \approx m/d$ . Из рисунка 10 видно, что при малых углах  $\varphi$   $\delta l = f \cdot \delta\varphi$ , где  $f$  – фокусное расстояние собирающей линзы. Тогда линейная дисперсия

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta\lambda} = f \cdot \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} \approx f \cdot \frac{m}{d} \quad \text{или} \quad D_l = f \cdot D_y \quad (22)$$

Если с помощью спектрального прибора две волны с длинами  $\lambda$  и  $\lambda + \delta\lambda$  воспринимаются раздельно, то говорят, что эти длины волн (цвета, линии) *разрешены* (разделены для восприятия). Количественной мерой, характеризующей способность прибора разрешать различные цвета, является *разрешающая сила (способность) R*, равная отношению длины волны  $\lambda$  к минимальной разности  $\delta\lambda$  длин волн  $\lambda$  и  $\lambda + \delta\lambda$ , воспринимаемых раздельно:  $R = \lambda / \delta\lambda$ . Разрешающая способность дифракционной решетки равна

$$R = mN. \quad (23)$$

То есть, чем больше число когерентно освещенных щелей, тем более высокой разрешающей силой обладает решетка. Число щелей при постоянной угловой ширине пучка может быть увеличено путем уменьшения периода решетки  $d$ .

Из анализа формул (21) – (23) видно, что угловая и линейная дисперсии решетки не зависят от числа щелей, а разрешающая способность в данном порядке спектра не зависит от периода решетки. Поэтому «хорошие» решетки должны иметь малый период  $d$  и большое число щелей  $N$ . Однако следует отметить, что период решетки нельзя уменьшать бесконечно. Исходя из соотношения (19), получаем, что  $d \geq m\lambda$ , т.е. лучшие решетки имеют не более 1200 щелей на миллиметр. Для такой решетки в видимом диапазоне длин волн (от 400 до 800 нм) главные максимумы первого порядка занимают все пространство углов дифракционной картины.

Релей ввел *критерий разрешения* дифракционных изображений: *если две спектральные линии расположены так, что центральный максимум дифракционной картины от одной линии совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другой линии, то линии будут разрешены, т.е. видны раздельно* (рис. 11). При выполнении критерия интенсивность «провала» между максимумами должна составлять 80 % интенсивности в максимуме, что является достаточным для раздельного визуального наблюдения этих линий.

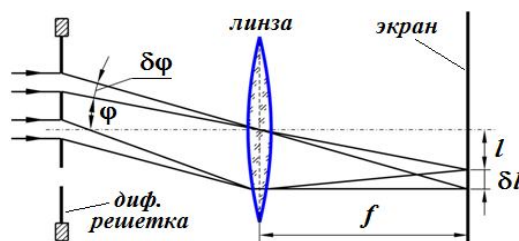


Рисунок 10 - К определению угловой дисперсии решетки

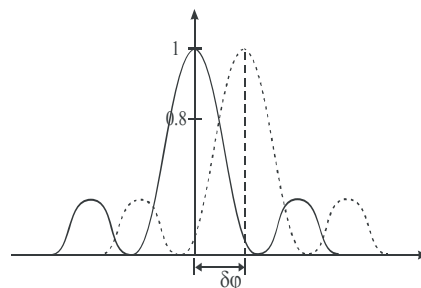


Рисунок 11 - Разрешение спектральных линий

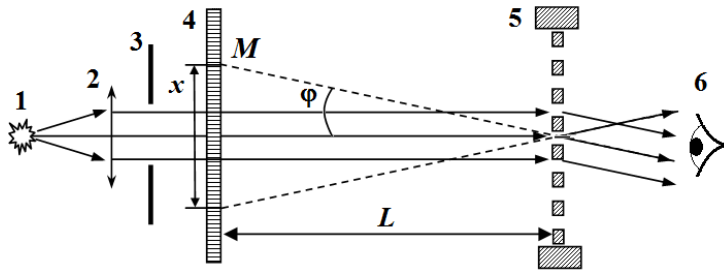
## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рисунке 12 приведена оптическая схема экспериментальной установки. Белый свет от источника **1**, проходя через собирающую линзу **2** и диафрагму **3**, падает нормально на дифракционную решетку. Если смотреть на освещенную щель через дифракционную решетку, то в глаз попадают лучи, отклоненные от нормали на угол  $\varphi$ . Лучи света проходят через хрусталик глаза наблюдателя, который выполняет роль линзы, и фокусируются на сетчатке глаза, которая является экраном. Луч, направленный на максимум дифракции, кажется наблюдателю выходящим из точки **M**. На расстоянии  $L$  от решетки помещена линейка. При этом наблюдатель видит действительное изображение линейки на фоне мнимого изображения спектра. Для определения длины волны необходимо найти угол дифракции  $\varphi$ .

Из рисунка 12 видно, что  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{2L}$ , а так как  $x \ll L$ , то  $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$ . Тогда, учитывая условие (12), получим

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{m} \approx \frac{d \cdot \operatorname{tg} \varphi}{m} \approx \frac{d \cdot x}{2 \cdot m \cdot L}, \quad (24)$$

где  $d = 0,010 \text{ мм}$  – период решетки.



- 1 – источник света;
- 2 – линза;
- 3 – диафрагма;
- 4 – масштабная измерительная линейка;
- 5 – дифракционная решетка;
- 6 – глаз наблюдателя.

Рисунок 12 - Схема лабораторной установки

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

В работе необходимо определить длины волн красного и фиолетового цветов по спектрам первых двух порядков.

1. Установить дифракционную решетку так, чтобы видеть четкое изображение дифракционного спектра на измерительной линейке. Измерить расстояние  $L$  между линейной и дифракционной решеткой. Измерить расстояние  $x$  между фиолетовыми линиями в спектре 1-го порядка. Для этого установить обе метки на измерительной линейке на середины спектральных линий (см. рисунок). Измерения повторить три раза. Причем каждый раз метки устанавливать заново. Результаты измерений занести в таблицу.

Таблица 1

порядок спектра m	Фиолетовый цвет					Красный цвет				
	x <sub>1</sub> , м	x <sub>2</sub> , м	x <sub>3</sub> , м	x <sub>ср</sub> , м	λ <sub>ф</sub> , нм	x <sub>1</sub> , м	x <sub>2</sub> , м	x <sub>3</sub> , м	x <sub>ср</sub> , м	λ <sub>кр</sub> , нм
1										
2										
длина волны	λ <sub>ср</sub> = нм					λ <sub>ср</sub> = нм				
	λ <sub>табл</sub> = нм					λ <sub>табл</sub> = нм				
погрешности	Δx <sub>сист</sub> = м; Δx <sub>сл</sub> = м					Δx <sub>сист</sub> = м; Δx <sub>сл</sub> = м				
	Δx = м					Δx = м				
	Δλ <sub>ф</sub> = нм; ε = %					Δλ <sub>кр</sub> = нм; ε = %				
L = м; ΔL = м; d = м										

Повторить пункт 2 для фиолетовых линий спектра 2-го порядка.

Повторить пункты 2 и 3 для красных линий спектров 1 и 2-го порядка.

Определить средние значения  $x_{\text{ср}}$  отдельно для фиолетовых и красных линий в спектрах 1 и 2-го порядка.

По формуле

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{m} \approx \frac{d \cdot \operatorname{tg} \varphi}{m} \approx \frac{d \cdot x}{2 \cdot m \cdot L},$$

используя средние значения  $x_{cp}$ , определить длины волн для красного и фиолетового цветов ( $d = 0,010 \text{ мм}$  – период решетки.).

2. Определить средние длины волн для фиолетовых и красных линий и сравнить их с табличными значениями.

3. Оценить погрешности по результатам измерений в спектре 1-го порядка. Для этого относительную

погрешность измерения длины волны рассчитать по формуле  $\varepsilon_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}$ , где

$\Delta x = \Delta x_{сист} + \Delta x_{сл}$  – абсолютная погрешность в измерении расстояния между фиолетовыми (красными) линиями в спектре 1 порядка,  $\Delta L$  – систематическая погрешность измерительной линейки, определяемая ее ценой деления.

4. Сделать выводы по работе, сравнив полученные значения длин волн с их табличными значениями.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое дифракция света? Условия наблюдения дифракции. Виды дифракции.
2. Сформулировать принцип Гюйгенса, принцип Гюйгенса-Френеля. В чем заключается суть метода зон Френеля?
3. Что такое дифракционная решетка, период дифракционной решетки?
4. Записать условие главных максимумов дифракционной решетки. Описать дифракционную картину при дифракции на дифракционной решетке при освещении ее монохроматическим светом, белым светом.
5. Что называется угловой и линейной дисперсией?
6. Что значит разрешить две длины волны? Разрешающая способность спектрального прибора, дифракционной решетки.



## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 12

### ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА. ПРОВЕРКА ЗАКОНА МАЛЮСА

**Цель работы:** изучить явление поляризации света; проверить справедливость закона Малюса.

**Приборы и оборудование:** лампа накаливания, конденсор, поляризатор, анализатор, фотоэлемент, микроамперметр.

**Теоретическое введение.** Свет представляет собой электромагнитную волну. Электромагнитная волна характеризуется вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектором напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  расположены во взаимно перпендикулярных плоскостях и колеблются в одинаковых фазах (рис. 1). Колебания этих векторов в однородной среде происходят перпендикулярно вектору скорости  $\vec{v}$  распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому электромагнитные волны относятся к типу *поперечных волн*.

В большинстве случаев воздействие световых волн определяется вектором напряженности  $\vec{E}$  электрического поля (*световым вектором*), так как большинство явлений, наблюдаемых в веществе под действием света, связаны с воздействием на электроны. Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными и равновероятными колебаниями светового вектора. Свет называется *естественным*, если в световой волне колебания вектора напряженности  $\vec{E}$  электрического поля происходят по всевозможным и равновероятным направлениям в плоскости, перпендикулярной его направлению распространения (рис. 2а, луч перпендикулярен плоскости рисунка). Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-либо образом упорядочены, называется *поляризованным*. Свет называется *частично поляризованным* (рис. 2б), если в нем имеется преимущественное, но не единственное направление колебаний вектора  $\vec{E}$ . Существует три типа поляризации света (три типа упорядочения колебаний светового вектора): *плоско поляризованный*, *эллиптически поляризованный* и *циркулярно поляризованный* (поляризованный по кругу) свет. Например, эллиптически поляризованный свет – свет, для которого вектор  $\vec{E}$  изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если колебания вектора  $\vec{E}$  происходят только в одном направлении, перпендикулярном лучу, то свет называют *плоско-(линейно) поляризованным* (рис. 2в).

Таким образом, *поляризацией света* называется упорядочение колебаний светового вектора  $\vec{E}$  по какому – либо закону. Например, плоско поляризованный свет можно получить, пропустив естественный свет через *поляризатор*. Поляризатор пропускает только колебания, параллельные плоскости поляризатора, и полностью задерживает колебания, перпендикулярные плоскости поляризатора (рис. 3). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора  $\vec{E}$ , например, кристаллы. Из природных кристаллов в качестве поляризаторов используется турмалин. Эти же устройства можно использовать и в качестве *анализаторов* (для определения характера и степени поляризации света).

Совершенный (идеальный) поляризатор пропускает световые волны, в которых вектор  $\vec{E}$  колеблется только вдоль одного направления. Это направление называется *осью поляризатора*. На рисунке 3 она показана штрих – пунктирной линией. Плоскость, в которой колеблется световой вектор  $\vec{E}$ , получила название «*плоскости поляризации*». Перпендикулярная ей плоскость, содержащая векторы  $\vec{v}$  и  $\vec{H}$ , называется *плоскостью колебаний*.

Атомы излучают свет прерывисто в виде отдельных коротких импульсов, называемых *волновым цугом*. Луч естественного света возникает в результате испускания различными атомами плоско поляризованных цугов волн. Время испускания цуга  $\sim 10^{-8}$  с, а его длина – около 3 м. Каждый цуг плоско поляризован, но ориентация плоскостей колебаний в цугах различна. Пусть  $A_{0i}$  – амплитуда светового вектора в  $i$ -м цуге. Тогда интенсивность луча естественного света запишется в виде:

$$I_{\text{ест}} = \sum_i A_{0i}^2. \quad (1)$$

После прохождения через поляризатор  $i$ -го цуга ориентация направления светового вектора в нем оказывается

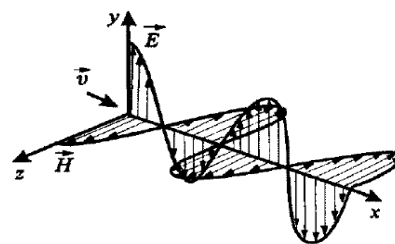


Рисунок 1 - Электромагнитная волна

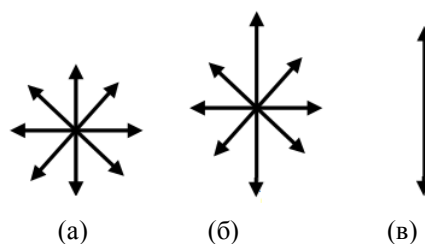


Рисунок 2 - Естественный, частично поляризованный и плоскополяризованный свет

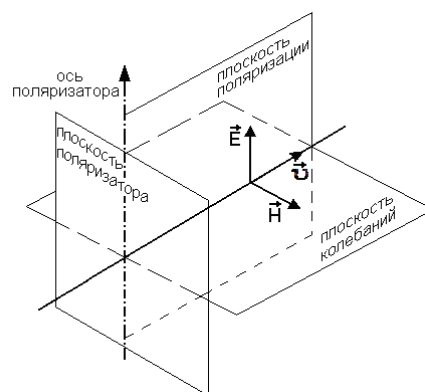


Рисунок 3 - Взаимная ориентация векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{v}$  в электромагнитной волне

параллельной оси поляризатора. Величина амплитуды становится равной  $A_{1i}$  (рис. 4).

$$A_{1i} = A_{0i} \cdot \cos \Theta_i, \quad (2)$$

где  $\Theta_i$  – угол между плоскостью колебаний в  $i$ -ом пучке и осью поляризатора. Интенсивность прошедшего света равна:

$$I_1 = \sum_i A_{1i}^2 = \sum_i A_{0i}^2 \cdot \cos^2 \Theta_i. \quad (3)$$

Прибор (или глаз) воспринимает интенсивность луча, усредненную в течение промежутка времени, намного большего периода колебаний светового вектора. Усреднение по времени интенсивности  $I_1$  эквивалентно усреднению по всем направлениям светового вектора в падающем луче. Среднее значение  $\cos^2 \Theta_i$  по всем направлениям равно 0,5. Поэтому

$$I_1 = \langle \sum_i A_{0i}^2 \cdot \cos^2 \Theta_i \rangle = \frac{1}{2} \sum_i A_{0i}^2 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}. \quad (4)$$

Если угол между осями поляризатора (П) и анализатора (А) составляет  $\Theta$  (рис. 5), то амплитуда светового вектора в  $i$ -ом пучке, прошедшем через поляризатор и анализатор, окажется равной:

$$A_i = A_{1i} \cos \Theta, \quad (5)$$

а интенсивность луча, падающего на регистрирующее устройство,

$$I = \sum_i A_i^2 = \sum_i A_{1i}^2 \cdot \cos^2 \Theta = I_1 \cdot \cos^2 \Theta \quad (6)$$

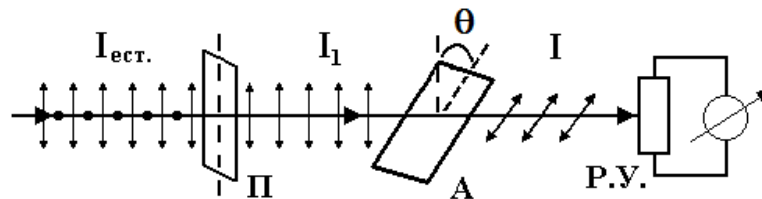
или

$$I = I_1 \cdot \cos^2 \Theta. \quad (7)$$

Последнее соотношение носит название **закона Малюса**.

Подставляя в закон Малюса (7) соотношение (4) для интенсивности  $I_1$ , выраженную через интенсивность луча естественного света  $I_{\text{ест}}$ , получим интенсивность света, прошедшего через **два поляризатора**:

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cdot \cos^2 \Theta. \quad (8)$$



**Рисунок 5** - Схема прохождения луча естественного света через поляризатор П и анализатор А

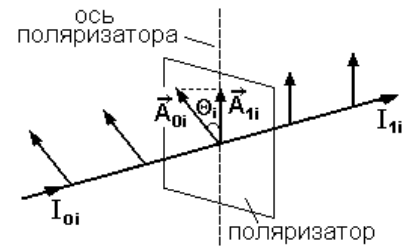
Закон Малюса применим только к совершенным поляризатору и анализатору. Реальные приборы, как правило, пропускают небольшую долю интенсивности луча, поляризованного перпендикулярно их осям. Эффективность работы поляризатора можно оценить с помощью совершенного анализатора. Количественным критерием качества прибора является **степень поляризации P**, определяемая соотношением:

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}, \quad (9)$$

где  $I_{\text{max}}$  и  $I_{\text{min}}$  – максимальная и минимальная интенсивности света, измеренные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для естественного света  $I_{\text{max}} = I_{\text{min}}$  и степень поляризации  $P=0$ . Для плоско поляризованного света  $I_{\text{min}}=0$ , а значит  $P=1$ .

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема лабораторной установки показана на рисунке 5. Источником света служит лампа накаливания. С помощью конденсора формируется пучок света, который затем направляется на поляризатор. Поляризатор и анализатор могут поворачиваться вокруг оси, совпадающей с направлением луча. Угол поворота анализатора регулируется лимбом. Регистрирующим устройством является фотозлемент, подключенный к микроамперметру. Сила фототока  $i$  пропорциональна световому потоку  $\Phi$ , падающему на фотозлемент. Величина светового потока  $\Phi$  пропорциональна интенсивности света  $I$ , прошедшего через поляризатор и анализатор. Следовательно, интенсивность света  $I$  оказывается пропорциональной силе фототока  $i$ , регистрируемого микроамперметром. Вследствие несовершенства поляризатора и анализатора фотозлемент регистрирует минимальную долю интенсивности даже при их взаимно перпендикулярных осях. Эта минимальная интенсивность может служить поправкой, которую следует вычесть из интенсивности прошедшего излучения, чтобы получить интенсивность, наиболее близкую к той, которая создавалась бы совершенными поляризатором и анализатором.



**Рисунок 4** - Соотношение между световыми векторами  $i$ -го пучка в падающем ( $A_{0i}$ ) и прошедшем ( $A_{1i}$ ) через поляризатор лучах

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

В работе необходимо убедиться в прямо-пропорциональной зависимости интенсивности  $I$  прошедшего излучения от  $\cos^2\theta$ . Для этого нужно проделать следующее:

1. Включить установку. Установить лимб анализатора **A** в положение  $0^\circ$ . Придерживая оправу поляризатора **П** и осторожно поворачивая его вокруг луча, добиться максимального отклонения стрелки микроамперметра.
2. Поворачивая анализатор от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  через каждые  $10^\circ$ , снять показания микроамперметра и записать их в таблицу.
3. Для всех углов вычислить приведенные значения силы фототока  $i_{прив}$ . Для этого из всех значений силы фототока  $i$  вычесть поправку – минимальную силу фототока  $i_{min}$ , которая достигается при угле  $\theta = 90^\circ$ .
4. Получить относительную приведенную силу фототока  $i_{отн}$ , для чего разделить все значения приведенной силы фототока  $i_{прив}$  на ее максимальное значение  $i_{прив.мах}$  при  $\theta = 0^\circ$ . (Таким образом, все значения относительной приведенной силы фототока оказываются заключенными в интервале  $0 \div 1$ ).
5. По данным таблицы построить график зависимости  $i_{отн} (\cos^2\theta)$ . Сделать выводы по работе.

Таблица 1

№ изм.	$\theta$ , град	$\cos^2\theta$	$i$ , мкА	$i_{прив} = i - i_{min}$ , мкА	$i_{отн} = \frac{i_{прив}}{i_{прив.мах}}$
1	0	1,00			1
2	10	0,97			
3	20	0,88			
4	30	0,75			
5	40	0,59			
6	50	0,41			
7	60	0,25			
8	70	0,12			
9	80	0,03			
10	90	0,00		0	0

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое электромагнитная волна? Какой свет называется естественным, поляризованным?
2. Типы поляризации света. Описать каждый из них.
3. Записать и объяснить закон Малюса. Охарактеризовать величины, входящие в этот закон.
4. Что такое степень поляризации?
5. Почему построенный график зависимости  $i_{отн} (\cos^2\theta)$  позволяет убедиться в справедливости закона Малюса?

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 13

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ДИЭЛЕКТРИКА.

### ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА БРЮСТЕРА

**Цель работы:** изучить явление поляризации света при отражении от границы диэлектрика. Определить угол Брюстера и показатель преломления стекла.

**Приборы и оборудование:** источник света, стеклянная пластинка, регистратор интенсивности света.

**Теоретическое введение.** Свет представляет собой электромагнитную волну. Электромагнитная волна характеризуется вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектором напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  расположены во взаимно перпендикулярных плоскостях и колеблются в одинаковых фазах (рис. 1). Колебания этих векторов в однородной среде происходят перпендикулярно вектору скорости  $\vec{v}$  распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому электромагнитные волны относятся к типу **поперечных волн**.

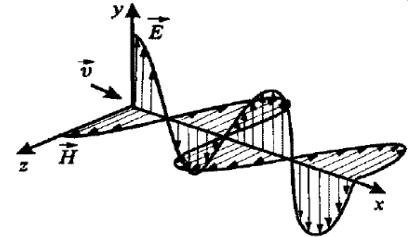


Рисунок 1 - Электромагнитная волна

В большинстве случаев воздействие световых волн определяется вектором напряженности  $\vec{E}$  электрического поля (**световым вектором**), так как большинство явлений, наблюдаемых в веществе под действием света, связаны с воздействием на электроны. Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными и равновероятными колебаниями светового вектора. Свет называется **естественным**, если в световой волне колебания вектора напряженности  $\vec{E}$  электрического поля происходят по всевозможным и равновероятным направлениям в плоскости, перпендикулярной его направлению распространения (рис. 2а, луч перпендикулярен плоскости рисунка). Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-либо образом упорядочены, называется **поляризованным**. Свет называется **частично поляризованным** (рис. 2б), если в нем имеется преимущественное, но не единственное направление колебаний вектора  $\vec{E}$ . Существует три типа поляризации света (три типа упорядочения колебаний светового вектора): **плоско поляризованный**, **эллиптически поляризованный** и **циркулярно поляризованный** (поляризованный по кругу) свет. Например, эллиптически поляризованный свет – свет, для которого вектор  $\vec{E}$  изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если колебания вектора  $\vec{E}$  происходят только в одном направлении, перпендикулярном лучу, то свет называют **плоско-(линейно) поляризованным** (рис. 2в).

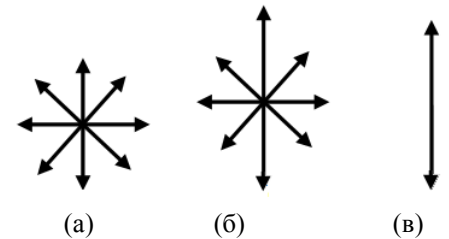


Рисунок 2 - Естественный, частично поляризованный и плоскополяризованный свет

Таким образом, **поляризацией света** называется упорядочение колебаний светового вектора  $\vec{E}$  по какому – либо закону. Например, плоско поляризованный свет можно получить, пропустив естественный свет через **поляризатор**. Поляризатор пропускает только колебания, параллельные плоскости поляризатора, и полностью задерживает колебания, перпендикулярные плоскости поляризатора (рис. 3). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора  $\vec{E}$ , например, кристаллы. Из природных кристаллов в качестве поляризаторов используется турмалин. Эти же устройства можно использовать и в качестве **анализаторов** (для определения характера и степени поляризации света).

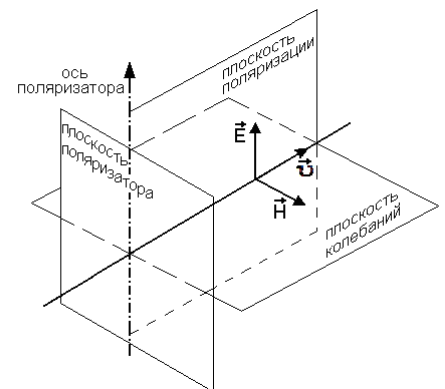


Рисунок 3 - Взаимная ориентация векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{v}$  в электромагнитной волне

Совершенный (идеальный) поляризатор пропускает световые волны, в которых вектор  $\vec{E}$  колеблется только вдоль одного направления. Это направление называется **осью поляризатора**. На рисунке 3 она показана штрих – пунктирной линией. Плоскость, в которой колеблется световой вектор  $\vec{E}$ , получила название «**плоскости поляризации**». Перпендикулярная ей плоскость, содержащая векторы  $\vec{v}$  и  $\vec{H}$ , называется **плоскостью колебаний**.

Атомы излучают свет прерывисто в виде отдельных коротких импульсов, называемых **волновым цугом**. Луч естественного света возникает в результате испускания различными атомами плоско поляризованных цугов волн. Время испускания цуга  $\sim 10^{-8}$  с, а его длина – около 3 м. Каждый цуг плоско поляризован, но ориентация плоскостей колебаний в цугах различна. Пусть  $A_{0i}$  – амплитуда светового вектора в  $i$ -м цуге. Тогда интенсивность луча естественного света запишется в виде:

$$I_{ecm} = \sum_i A_{0i}^2 . \quad (1)$$

После прохождения через поляризатор  $i$ -го цуга ориентация направления светового вектора в нем оказывается параллельной оси поляризатора. Величина амплитуды становится равной  $A_{1i}$  (рис. 4).

$$A_{1i} = A_{0i} \cdot \cos \Theta_i , \quad (2)$$

где  $\Theta_i$  – угол между плоскостью колебаний в  $i$ -ом цуге и осью поляризатора. Интенсивность прошедшего света равна:

$$I_1 = \sum_i A_{1i}^2 = \sum_i A_{0i}^2 \cdot \cos^2 \Theta_i . \quad (3)$$

Прибор (или глаз) воспринимает интенсивность луча, усредненную в течение промежутка времени, намного большего периода колебаний светового вектора. Усреднение по времени интенсивности  $I_1$  эквивалентно усреднению по всем направлениям светового вектора в падающем луче. Среднее значение  $\cos^2 \Theta_i$  по всем направлениям равно 0,5. Поэтому

$$I_1 = \langle \sum_i A_{0i}^2 \cdot \cos^2 \Theta_i \rangle = \frac{1}{2} \sum_i A_{0i}^2 = \frac{1}{2} I_{ecm} . \quad (4)$$

Количественным критерием качества поляризации света является **степень поляризации**  $P$ , определяемая соотношением:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} , \quad (5)$$

где  $I_{max}$  и  $I_{min}$  – максимальная и минимальная интенсивности света, измеренные во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для естественного света  $I_{max} = I_{min}$  и степень поляризации  $P=0$ . Для плоско поляризованного света  $I_{min}=0$ , а значит  $P=1$ .

#### Поляризация света при отражении от поверхности диэлектрика.

Если направить пучок естественного света на границу раздела двух диэлектриков (например, воздух и стекло) под углом, отличным от нуля, то отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными (рис. 5). В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения (на рисунке 5 эти колебания обозначены точками), в преломленном луче – колебания, параллельные плоскости падения (на рисунке 5 они изображены двусторонними стрелками).

Степень поляризации отраженного луча зависит от относительного показателя преломления двух сред  $n_{21}$  и от угла падения  $\alpha$ . При некотором угле падения  $\alpha$ , равном углу Брюстера  $\alpha_{Br}$ , отраженный луч полностью поляризован. Этот закон, согласно которому:

$$\operatorname{tg} \alpha_{Br} = n_{21} \quad (6)$$

установлен **Брюстером**.

Расписав функцию тангенса  $\operatorname{tg} \alpha_{Br} = \frac{\sin \alpha_{Br}}{\cos \alpha_{Br}}$  и воспользовавшись законом

преломления  $\frac{\sin \alpha_{Br}}{\sin \beta} = n_{21}$ , формулу (6) можно переписать в виде:

$$\frac{\sin \alpha_{Br}}{\cos \alpha_{Br}} = \frac{\sin \alpha_{Br}}{\sin \beta} ,$$

отсюда

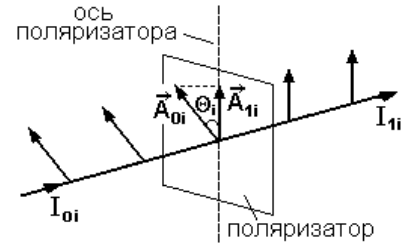
$$\cos \alpha_{Br} = \sin \beta .$$

Следовательно, справедливо выражение

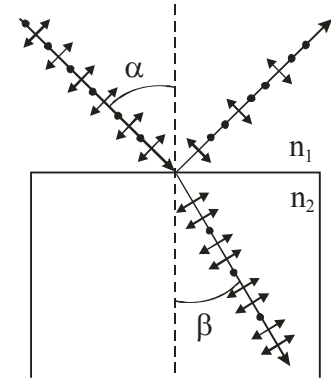
$$\alpha_{Br} + \beta = 90^\circ . \quad (7)$$

Таким образом, *при падении света на границу раздела диэлектриков под углом Брюстера  $\alpha_{Br}$ , отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны*.

Закон Брюстера можно получить из формул Френеля, которые, в свою очередь, выводятся из уравнений Максвелла. Однако этот закон имеет весьма простое физическое толкование, которое состоит в следующем. Отражение и преломление лучей являются результатом взаимодействия падающего света со средой (в данном случае среда – стекло). Падающая световая волна возбуждает в среде колебания электронов, которые становятся источником вторичных волн. Колебания электронов, направление которых совпадает с направлением светового вектора преломленной волны, возбуждают на поверхности раздела диэлектриков с помощью интерференции отраженную волну, распространяющуюся от диэлектрика (от стекла), и преломленную волну, распространяющуюся в диэлектрике



**Рисунок 4** - Соотношение между световыми векторами  $i$ -го цуга в падающем ( $A_{0i}$ ) и прошедшем ( $A_{1i}$ ) через поляризатор лучах



**Рисунок 5** - Поляризации света при отражении от границы диэлектрика



(в стекле). Но линейно колеблющийся электрон не излучает в направлении своих колебаний. Поэтому, учитывая в законе Брюстера взаимную перпендикулярность отраженного и преломленного лучей в отраженной волне, с учетом поперечности плоских волн, колебания электрического поля происходят только в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, и отраженный свет полностью поляризован. Как показали специальные опыты, закон Брюстера выполняется недостаточно строго, а именно: при падении света под углом к поверхности диэлектрика, отраженный свет обнаруживает слабую эллиптическую поляризацию, а это означает, что электрическое поле отраженной волны содержит и перпендикулярную компоненту. Небольшое отклонение от закона Брюстера объясняется существованием очень тонкого переходного слоя на отражающей поверхности раздела двух сред, где  $n_1$  переходит в  $n_2$  плавным непрерывным изменением, а не скачком.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рисунке 6 представлена оптическая схема используемой установки.

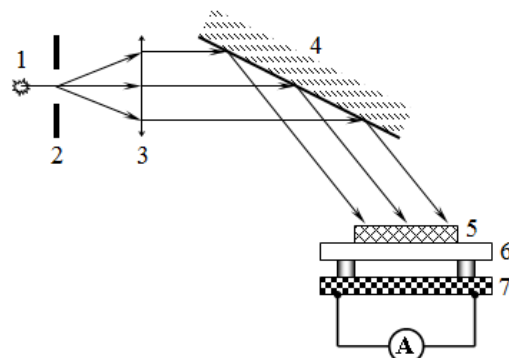
Свет от источника 1 поступает на круглую диафрагму 2, которая находится в фокальной плоскости линзы 3. Так как источником света является лампа накаливания, то падающий параллельным пучком на пластинку 4 свет является естественным. При отражении от пластинки происходит частичная поляризация светового потока. При различных углах падения света на пластинку получаем различную степень поляризации отраженного света. Поворот анализатора 6 будет влиять на величину проходящего через него света и в цепи фотоэлемента будет различный фототок, т.к. величина фототока  $i$  пропорциональна интенсивности падающего луча  $I$ . Поэтому степень поляризации  $P$  можно рассчитать по формуле (5), заменив  $I$  на  $i$ .

Изменение фототока от  $i_{min}$  до  $i_{max}$  в показаниях микроамперметра будет пропорционально изменению интенсивности отраженного света от  $I_{min}$  до  $I_{max}$ .

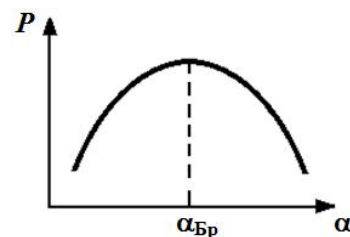
Тогда формула (5) переходит в формулу

$$P = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}}, \quad (8)$$

Для определения угла Брюстера необходимо получить зависимость степени поляризации  $P$  от угла падения луча  $\alpha$  на поверхность стекла и построить график этой зависимости  $P=f(\alpha)$ . Качественный вид графика представлен на рисунке 7. Очевидно, что положение максимума этой кривой соответствует углу Брюстера  $\alpha_{Br}$ . Таким образом, определив по графику угол Брюстера, по формуле (6) можно определить показатель преломления стекла.



**Рисунок 6** - Оптическая схема установки: источник света 1; круглая диафрагма 2; линза 3; стеклянная пластинка 4, укрепленная на лимбе с градусной шкалой, которая может вращаться вокруг вертикальной оси; матовый экран 5; анализатор 6; фотоэлемент 7. Матовый экран 5, анализатор 6 и фотоэлемент 7 соединены вместе на алюминиевом стержне, который может вращаться вокруг вертикальной оси



**Рисунок 7** - График зависимости  $P=f(\alpha)$

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Включить лампу накаливания (тумблер находится на корпусе источника света) и цифровой микроамперметр (для измерения тока нажать кнопки «АВП» и «I – »). Если при измерении силы тока показания микроамперметра будут отрицательными, то надо обнулить микроамперметр. Для этого верхний штекер на передней панели микроамперметра вынуть из гнезда, а затем его снова вставить в гнездо.
2. Установить стеклянную пластинку так, чтобы стрелка указывала на нулевое деление шкалы лимба. При этом световое пятно, отраженное от зеркала, должно попадать в середину линзы 3.
3. Вращая лимб, установить угол отражения света  $50^\circ$ .
4. Алюминиевый стержень вместе с матовым экраном 5, анализатором 6 и фотоэлементом 7 повернуть так, чтобы лучи отраженного света попадали на матовый экран.
5. Вращением анализатора 6 добиться максимального показания микроамперметра  $i_{max}$ . Затем, вращая анализатор 6, получить минимальное значение  $i_{min}$  показаний микроамперметра. Это соответствует углу поворота  $\sim 90^\circ$  между анализатором и плоскостью поляризации света. Повторить измерения три раза. Результаты измерений занести в таблицу.
6. Повторить пункты 3÷5 при углах поворота лимба от  $50^\circ$  до  $60^\circ$  через  $1^\circ$ .

7. Вычислить средние значения  $i_{max}$  и  $i_{min}$ , а также степень поляризации света по формуле  $P = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}}$ .

Полученные значения занести в таблицу.

8. По данным таблицы построить график зависимости  $P = f(\alpha)$ .

9. По графику определить угол Брюстера  $\alpha_{Br}$ . По формуле  $tg \alpha_{Br} = n_{21}$  рассчитать показатель преломления стекла  $n$ .

Таблица 1

Угол падения $\alpha$	$i_{max}$ , мкА				$i_{min}$ , мкА				$P$
	1	2	3	среднее	1	2	3	среднее	
$50^0$									
$51^0$									
$52^0$									
$53^0$									
$54^0$									
$55^0$									
$56^0$									
$57^0$									
$58^0$									
$59^0$									
$60^0$									
угол Брюстера $\alpha_{Br} =$				показатель преломления стекла $n =$					

10. Сравнить рассчитанное и табличное значения показателя преломления стекла  $n$ , оценив величину относительного отклонения по формуле  $\delta_n = \frac{|n_{табл} - n|}{n_{табл}} \cdot 100 \%$ .

11. Сделать выводы по работе.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- Какова природа света?
- Какой свет называется естественным, поляризованным? Чем отличается естественный свет от плоско поляризованного?
- Что называется степенью поляризации?
- Способы получения поляризованного света.
- Сформулировать закон Брюстера. Применяя законы геометрической оптики, показать, что отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.
- Почему при определении степени поляризации света в данной работе можно интенсивность света заменить силой тока?

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 16

## ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

**Цель работы:** изучить явление дисперсии света, проградировать монохроматор.

**Приборы и оборудование:** монохроматор УМ-2, ртутная и неоновая лампы.

**Теоретическое введение.** *Дисперсией света* называется зависимость показателя преломления среды от частоты проходящего через нее света. Зависимость показателя преломления среды от частоты света, вообще говоря, нелинейная и немонотонная. Область частот, в которой показатель преломления увеличивается с возрастанием частоты, носит название области *нормальной дисперсии*. Если показатель преломления с увеличением частоты уменьшается, то наблюдается *аномальная дисперсия*. Нормальную дисперсию можно наблюдать, например, пропуская белый свет через призму из оптически плотного стекла. При этом лучи разных длин волн, входящих в состав белого света, после прохождения призмы окажутся отклоненными на различные углы, т.е. пучок белого света за призмой разлагается в *спектр* (рис. 1). Если на пути пучка света, прошедшего через призму, поставлен экран, то на экране возникают цветные полосы. Зависимость интенсивности того или иного излучения от длины волны называется *спектром*.

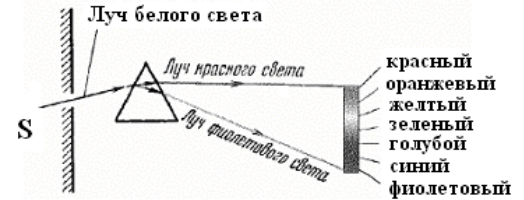


Рисунок 1 - Дисперсия света

Излучения, исходящие от нагретых тел, характеризуются *спектром испускания*. В разреженных газах взаимное влияние атомов друг на друга крайне мало, поэтому спектр испускания разреженных газов в спектральном приборе выглядит, как набор резких узких линий. Такой спектр называют *линейчатым*. При повышении давления в газах силы межатомного взаимодействия возрастают, что приводит к превращению узких линий в полосы. *Спектральной полосой* называется совокупность узких спектральных линий одного цвета. Спектр испускания газов, находящихся под большим давлением, является *полосчатым (полосатым)*. Также полосатый спектр испускают газы в молекулярном состоянии. Нагретые твердые тела и жидкости испускают излучение, в котором присутствуют волны всевозможных длин. Такой спектр называется *сплошным (непрерывным)*.

При пропускании белого света через прозрачные среды, лучи с определенными длинами волн поглощаются. При этом в спектре вместо светлых полос (линий) наблюдаются темные полосы (линии) поглощения. Соответствующий спектр называется спектром *поглощения*. Как правило, поглощаются лучи с теми же самыми длинами волн, которые присутствуют в спектре испускания этого же вещества. Поэтому спектр поглощения газов линейчатый или полосчатый, а жидкостей и твердых тел – сплошной. В областях частот, соответствующих наиболее сильному поглощению света, наблюдается *аномальная дисперсия*. У обычного стекла области интенсивного поглощения приходятся на ультрафиолетовую часть спектра.

Оптически прозрачные среды – немагнитные ( $\mu \approx 1$ ), поэтому для их показателей преломления справедлива формула:

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 + \chi} . \quad (1)$$

Поэтому для выявления причин дисперсии необходимо установить зависимость диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon$  или диэлектрической восприимчивости среды  $\chi$  от частоты.

При прохождении световой волны через прозрачную среду, вследствие смещения электронов из положений равновесия, происходит поляризация среды. Под действием электрического поля световой волны смещаются только, так называемые, *оптические* – слабо связанные с ядром, внешние электроны. Ядра атомов и сильно связанные с ними электроны не успевают реагировать на быстрое изменение напряженности поля в световой волне и поэтому не смещаются.

Пусть  $x$  – смещение электрона из положения равновесия под действием электрического поля световой волны, направленное вдоль оси OX (рис. 2). Тогда дипольный момент, наведенный оптическим электроном, под действием этого поля будет направлен вдоль оси OX, а его модуль равен

$$p_e = e \cdot x , \quad (2)$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный заряд.

Если все оптические электроны находятся в одинаковых состояниях, то поляризованность среды  $P$  – дипольный момент единицы объема, окажется равной по модулю

$$P = n_0 \cdot p_e = n_0 \cdot e \cdot x , \quad (3)$$

где  $n_0$  – концентрация оптических электронов. С другой стороны, мгновенное значение поляризованности является линейной функцией напряженности  $E$  внешнего электрического поля

$$P = \chi \cdot \epsilon_0 \cdot E . \quad (4)$$

В простейшем случае все силы, действующие на оптический электрон со стороны атома в направлении оси, можно аппроксимировать квазиупругой силой, равной  $F_{упр} = -m\omega_0^2 x$ . Со стороны поля волны на электрон действует сила  $F_{эл} = -eE$ . Тогда второй закон Ньютона для электрона запишется в виде:

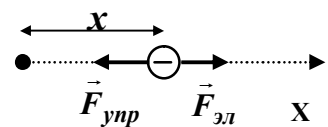


Рисунок 2 - Силы, действующие на оптический электрон



$$m \vec{a} = \vec{F}_{упр} + \vec{F}_{эл} . \quad (5)$$

Отсюда уравнение колебаний электрона, упруго связанного с атомом, имеет вид:

$$ma = m \ddot{x} = -m \omega_0^2 x - e E , \quad (6)$$

где  $\omega_0$  – собственная частота колебаний электрона. В месте нахождения оптического электрона напряженность электрического поля изменяется по гармоническому закону с частотой  $\omega$ :

$$E = E_0 \cos \omega t . \quad (7)$$

Решение уравнения (6) имеет вид:

$$x = - \frac{e E}{m (\omega_0^2 - \omega^2)} . \quad (8)$$

В соответствии с (3) и (4) для модуля поляризованности  $P$  и диэлектрической восприимчивости  $\chi$  получим:

$$P = \frac{n_0 e^2 E}{m (\omega_0^2 - \omega^2)} , \quad (9)$$

$$\chi = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)} , \quad (10)$$

Согласно соотношению (1) имеем:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)} . \quad (11)$$

Это выражение называется *формулой Зельмейера* и дает функциональную зависимость показателя преломления среды от частоты света. Эта зависимость показана на рисунке 3 сплошной линией (области 1 и 3). Величина  $\omega_0$  имеет смысл резонансной частоты – собственной частоты колебаний оптических электронов. По мере приближения частоты света  $\omega$  к резонансной, показатель преломления возрастает до бесконечности и скачкообразно меняется от  $\infty$  до  $-\infty$ . Неограниченное возрастание  $n$  при  $\omega \rightarrow \omega_0$  физически бессмысленно. При резонансной частоте амплитуда колебаний оптических электронов возрастает, что, в свою очередь, приводит к поглощению энергии световой волны и превращению ее в тепловую. Учет поглощения энергии приводит к зависимости  $n(\omega)$ , показанной на рисунке 3 пунктирной линией (область 2). Кроме того, при частоте, превышающей резонансную, смещение электрона происходит в направлении, противоположном направлению вынуждающей силы. Вследствие этого, вектора поляризованности  $P$  и напряженности  $E$  оказываются противоположными, а показатель преломления – меньше 1. Фактически при частотах, близких к резонансной частоте, распространение света не происходит, а наблюдается его интенсивное поглощение.

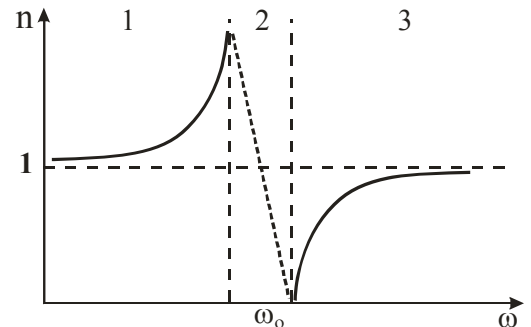


Рисунок 3 - Зависимость показателя преломления от частоты падающего света

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для изучения спектров используются различные спектральные приборы. Принципиальная схема спектрального прибора (монохроматора) представлена на рисунке 4. Прибор состоит из трех основных частей: коллиматора 2-4, служащего для получения параллельного пучка лучей, диспергирующей системы 5 (призмы), разлагающей монохроматический свет в спектр, зрительной трубы 6-8 для наблюдения спектра. Свет от источника 1 проходит через конденсор 2 и освещает щель 3, которая расположена в фокальной плоскости объектива коллиматора 4. Из объектива параллельный пучок лучей направляется на диспергирующую систему 5. Если источник испускает монохроматический свет, то вследствие того, что волны различных длин по-разному преломляются в призме из-за дисперсии показателя преломления, произойдет разложение света на монохроматические составляющие. Из призмы параллельные лучи, соответствующие волнам определенной длины, будут выходить под разными углами. Эти параллельные пучки лучей собираются в фокальной плоскости 7 объектива 6 зрительной трубы в виде спектрального изображения щели 3. Спектр можно наблюдать визуально через окуляр 8, при этом спектральные линии выводятся на выходную щель зрительной трубы, расположенную в плоскости 7. В ряде приборов спектр может фотографироваться фотокамерой или регистрироваться

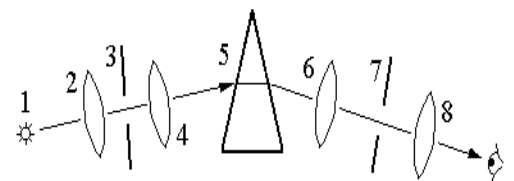


Рисунок 4 - Ход лучей в монохроматоре

каким-либо специальным регистрирующим устройством.

### Основные характеристики спектрального прибора.

**Угловая дисперсия**  $D_y$  определяется как отношение разностей углов отклонения  $\delta\varphi$  двух спектральных близко расположенных монохроматических пучков лучей к разности их длин волн  $\delta\lambda$ :

$$D_y = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} . \quad (12)$$

Угловая дисперсия выражается в радианах на нанометр - (рад/нм).

Если угловому расстоянию соответствует линейное расстояние  $\delta l$  в плоскости изображения 7 объектива зрительной трубы прибора (рис. 4), то **линейная дисперсия**  $D_l$  будет равна:

$$D_l = \frac{\delta S}{\delta\lambda} . \quad (13)$$

При малых углах  $\delta l = f \cdot \delta\varphi$ , где  $f$  – фокусное расстояние объектива зрительной трубы. Тогда

$$D_l = f \cdot D_y . \quad (14)$$

Линейная дисперсия выражается в миллиметрах на нанометр – (мм/нм).

**Разрешающая способность.** Релей ввел критерий разрешения дифракционных изображений: *если две спектральные линии расположены так, что центральный максимум дифракционной картины от одной линии совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другой линии, то линии будут разрешены, т.е. видны раздельно* (рис. 5). При выполнении критерия интенсивность «провала» между максимумами составляет 80 % интенсивности в максимуме, что является достаточным для раздельного визуального наблюдения этих линий.

**Разрешающей способностью спектрального прибора** называется безразмерная величина:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = D_y \cdot x . \quad (15)$$

где  $\delta\lambda$  - абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются раздельно,  $x$  – нормальная ширина щели.

**Нормальная ширина щели** – это дифракционный предел уменьшения ширины щели, дальнейшее уменьшение ширины щели не приводит к уменьшению ее изображения в фокальной плоскости. Разрешающая способность зависит от устройства диспергирующей системы и ширины входной щели.

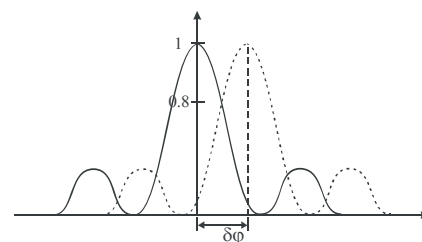


Рисунок 5 - Разрешение спектральных линий

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

**ВНИМАНИЕ:** Вращать микроскопические винты входной щели и других деталей прибора не разрешается!!!

**ПОВТОРНОЕ ВКЛЮЧЕНИЕ** ртутной лампы допускается не менее через 15 минут после ее выключения!!!

Ртутная лампа зажигается только в холодном состоянии, поэтому ее можно выключать только по окончании работы.

### Градуировка шкалы монохроматора.

1. Включить вилку шнура пульта в сеть 220 В. На пульте включить все тумблеры: сети, ртутной лампы. Если ртутная лампа не горит, то нажать кратковременно на пусковую кнопку. **Без разрешения преподавателя или инженера включать пульт запрещено!**
2. Плавным поворачивая барабан и придерживая бегунок, просмотреть через окуляр весь спектр линий (от фиолетового до красного). При правильном положении ртутной лампы линии должны быть ровными и ярко освещенными.

Таблица 1

Цвет линии	$\lambda$ , нм	Показания барабана			
		$N_1$	$N_2$	$N_3$	$N_{cp}$
фиолетовый	404,7				
синий	436,0				
сине-зеленый	482,0				
желто-зеленый	546,0				
желтый дуплет	578,0				
красно-оранжевый	730,2				

3. Вращая барабан по часовой стрелке до упора, установить бегунок в положение, соответствующее минимальному значению по шкале барабана. Последовательно совмещая середины линий ртутного спектра с расположенным внутри зрительной трубы флажком, снимать отсчеты  $N$  по шкале барабана монохроматора. Для каждой линии спектра измерения произвести 3 раза и найти среднее значение отсчета. Результаты измерений занести в таблицу 1. Выключить ртутную лампу.

4. Построить градуировочный график  $N_{cp}(\lambda)$ . По оси ординат откладывать деления, отсчитываемые по барабану; по оси абсцисс – соответствующие длины волн  $\lambda$  в нанометрах (нм). За начало отсчета взять **400 нм** по оси абсцисс. Масштаб надо выбрать так, чтобы график был достаточно большим и позволял определить длины волн до 10 нм. Градуировочный график должен представлять собой *плавную кривую*.

**Определение длин волн спектральных линий газонаполненной электролампы по градуировочному графику.**

5. Поместить газонаполненную лампу на рельс между конденсором и ртутной лампой. Включить лампу в сеть.

6. Просмотреть через окуляр монохроматора весь спектр этой лампы. Если линии не четкие, то аккуратно передвигайте лампу до тех пор, пока не получите их четкий вид.

7. Последовательно совмещая с флажком зрительной трубы **наиболее яркие спектральные линии** этой лампы (от зеленой линии до ярко-красного дублета), записать в таблицу 2 показания барабана монохроматора.

8. Используя градуировочный график монохроматора, определить длины волн спектральных линий, соответствующих спектру газонаполненной лампы, и занести их в таблицу 2.

9. Сделать выводы по работе.

Таблица 2

Цвет линии	Показания барабана				$\lambda$ , нм
	$N_1$	$N_2$	$N_3$	$N_{cp}$	
зеленая					
светло-зеленая					
желтая					
оранжевая					
красно-оранжевый дуплет					
ярко-красный дуплет					

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое дисперсия света (нормальная, аномальная)?
2. Записать формулу Зельмейера, дать пояснения.
3. Что называется призматическим спектром? Типы спектров. В каких случаях они наблюдаются?
4. Перечислить отличия дифракционного спектра от дисперсионного (призматического) спектра.
5. Основные характеристики спектральных приборов.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 18

### ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

**Цель работы:** изучить законы теплового излучения, определить постоянную Стефана-Больцмана.

**Приборы и оборудование:** регулируемый источник питания с индикацией тока и напряжения, нагреваемый объект (лампа накаливания), пирометр визуальный «Проминь-М» с исчезающей нитью.

**Теоретическое введение.** Нагретые тела в той или иной степени излучают электромагнитные волны. Электромагнитное излучение, обусловленное тепловым движением частиц тела, называется **тепловым излучением**. Тепловое излучение совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение характеризуется **сплошным спектром**, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких – преимущественно длинные (инфракрасные). Тепловое излучение **равновесно**, т.е. тело в единицу времени поглощает столько же энергии, сколько и излучает.

Поток энергии  $dW_{\nu,T}$ , испускаемый единицей площади поверхности тела в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu+d\nu$ , пропорционален величине этого интервала:

$$dW_{\nu,T} = R_{\nu,T} \cdot d\nu. \quad (1)$$

Аналогичное соотношение справедливо и для интервала длин волн

$$dW_{\lambda,T} = R_{\lambda,T} \cdot d\lambda. \quad (2)$$

Количественной характеристикой теплового излучения является **спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) тела**  $R_{\nu,T}$  (или  $R_{\lambda,T}$ ) – мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот (длин волн) единичной ширины.

$$R_{\nu,T} = - \frac{dP}{S \cdot d\nu}. \quad (3)$$

Так как скорость света в вакууме связана с длиной волны и частотой соотношением  $c = \lambda \cdot \nu$ , то  $\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$ ,

где знак минус указывает на то, что с возрастанием одной из величин ( $\nu$  или  $\lambda$ ) другая величина убывает (в дальнейшем знак минус будем опускать). Тогда:

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (4)$$

С помощью этой формулы можно перейти от  $R_{\nu,T}$  к  $R_{\lambda,T}$  и наоборот.

Зная испускательную способность  $R_{\nu,T}$ , можно вычислить **интегральную энергетическую светимость (энергетическую светимость) тела**, просуммировав испускательную способность по всем частотам:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu. \quad (5)$$

Тогда, используя (5), получим:

$$R_T = \frac{P}{S}. \quad (6)$$

Если количество энергии, поглощенной и испущенной телом за один и тот же промежуток времени, постоянно и изменения состояния тела не происходит, то внутренняя энергия тела и его температура также останутся неизменными. В этом случае тело находится в **тепловом равновесии** с окружающей средой.

Пусть  $dW_{\nu,T \text{ пад}}$  – поток лучистой энергии, падающий на единичную площадку в интервале частот от  $\nu$  до  $\nu+d\nu$  при температуре  $T$ , а  $dW_{\nu,T \text{ погл}}$  – поток энергии, поглощаемый этой площадкой. Доля поглощенной энергии в указанном интервале частот, равная

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,T \text{ погл}}}{dW_{\nu,T \text{ пад}}}, \quad (7)$$

называется **спектральной поглощательной способностью тела**.

Интегральная характеристика называется **поглощательной способностью**:

$$A_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} d\nu. \quad (8)$$

**Абсолютно черным телом (АЧТ)** называется такое тело, которое поглощает весь падающий на него поток энергии излучения. Спектральная поглощательная способность АЧТ равна единице ( $A_{\nu,T}^{\text{АЧТ}} \equiv 1$ ). Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как сажа и черный бархат в определенном интервале частот, близки к ним.

**Идеальной моделью черного тела** является замкнутая полость с небольшим отверстием  $O$ , внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 1). Луч, проникнув в отверстие, претерпевает многократные поглощения и отражения, что приводит к его практически полному поглощению.



Рисунок 1 - Модель АЧТ

**Серым телом** называется тело, поглощательная способность которого меньше единицы, но одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности тела, т.е.  $A_{\nu,T}^c = A_T = \text{const} < 1$ . Очевидно, что чем выше температура тела, тем выше мощность его излучения с единицы площади поверхности. Для тела, находящегося в равновесии с окружающей средой, с увеличением температуры возрастает и мощность поглощаемого излучения. Отношение же испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела и является для всех тел *одной и той же функцией частоты и температуры*:

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r(\nu, T) \quad \text{или} \quad \frac{R_{\lambda,T}}{A_{\lambda,T}} = r(\lambda, T) . \quad (9)$$

Это соотношение носит название **закона Кирхгофа**, а функция  $r(\nu, T)$  (или  $r(\lambda, T)$ ) называется **универсальной функцией Кирхгофа**.

Для абсолютно черного тела  $A_{\lambda,T}^c \equiv 1$ , следовательно

$$R_{\lambda,T} = r(\lambda, T) . \quad (10)$$

Таким образом, **универсальная функция Кирхгофа представляет собой функцию испускательной способности абсолютно черного тела**. Испускательная способность АЧТ и, следовательно, функция Кирхгофа может быть экспериментально измерена путем разложения в спектр излучения, выходящего из отверстия в зачерненной полости, находящейся при температуре  $T$ . Зависимость функции Кирхгофа от длины волны и температуры представлена на рисунке 2. Используя закон Кирхгофа, выражение (5) для энергетической светимости тела можно переписать в виде:

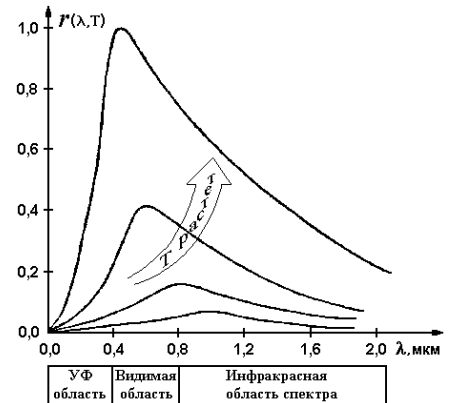


Рисунок 2 - Зависимость функции Кирхгофа от длины волны при различных температурах

$$R_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu . \quad (11)$$

Для серого тела 
$$R_T^c = A_T \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T R_e , \quad (12)$$

где 
$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \quad (13)$$

**энергетическая светимость черного тела** (зависит только от температуры).

Зависимость энергетической светимости  $R_e$  от температуры описывается **законом Стефана-Больцмана**: энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени его термодинамической температуры:

$$R_e = \sigma \cdot T^4 , \quad (14)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – постоянная Стефана-Больцмана.

Для серого тела: 
$$R_T^c = A_T \cdot \sigma \cdot T^4 . \quad (15)$$

Если излучение происходит в среде с температурой  $T_0$ , то поток энергии, излучаемый телом в единицу времени с единицы поверхности, будет равен:

$$R_T^c = A_T \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4) . \quad (16)$$

В качестве источника теплового излучения в данной работе взята лампа накаливания с вольфрамовой нитью. Электрическая мощность лампы, затрачиваемая на тепловое излучение, равна:

$$P = A \cdot U \cdot I , \quad (17)$$

здесь,  $A$  – коэффициент, характеризующий теплопотери ( $A < 1$ );  $U$  – напряжение на лампе,  $I$  – ток.

Выразив  $P$  из (6) и приравняв с (17), получим:

$$A \cdot U \cdot I = \sigma \cdot S \cdot A_T \cdot (T^4 - T_0^4) . \quad (18)$$

Как показывает опыт,  $A \approx A_T$ , тогда, для постоянной Стефана-Больцмана получаем:

$$\sigma = \frac{U \cdot I}{S \cdot (T^4 - T_0^4)} . \quad (19)$$

Теоретически вид функции Кирхгофа, совпадающий с экспериментальным, был получен М. Планком в предположении, что излучение *испускается и поглощается квантами*, энергия каждого из которых  $h\nu$ . Эта функция имеет максимум при некотором значении длины волны  $\lambda_{max}$ . Площадь под кривой  $r(\lambda, T)$  численно равна интегральной интенсивности излучения АЧТ и резко возрастает при увеличении температуры излучения, при этом положение максимума функции Кирхгофа смещается в сторону более коротких длин волн.

Длина волны, соответствующая максимуму функции Кирхгофа  $r(\lambda, T)$ , определяется *законом смещения Вина*: длина волны  $\lambda_{max}$ , при которой излучательная способность  $r_{\lambda, T}$  черного тела максимальна, обратно пропорциональна его термодинамической температуре:

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} , \quad (20)$$

где  $b=2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$  – постоянная Вина.

Соотношения (14) - (16) могут быть положены в основу определения температуры нагретых тел. Так длина волны  $\lambda_{max}$  может быть определена с помощью дифрактометрических измерений, а энергетическая светимость – с помощью специальных приборов – оптических пирометров.

**Оптическая пирометрия.** Для измерения высоких температур широко используются оптические методы, основанные на применении законов теплового излучения нагретых тел. Приборы, служащие для определения температуры на основе измерения теплового излучения в оптическом диапазоне спектра, называются *оптическими пирометрами*. Область экспериментальной физики, разрабатывающая принципы измерения температуры оптическими методами, называется *оптической пирометрией*. В зависимости от того, какой закон теплового излучения используется при измерении температуры тел, различают *радиационную, цветовую и яркостную температуры*.

**Радиационная температура** – это такая температура черного тела, при которой его энергетическая светимость  $R_e$  равна энергетической светимости  $R_T$  исследуемого тела. Радиационная температура  $T_p$  тела всегда меньше его истинной температуры  $T_u$  и связана с ней соотношением:  $T_p = T_u \sqrt[4]{A_T}$ .

**Цветовая температура** – это температура черного тела, при которой распределение энергии в спектре излучения АЧТ такое же, как и в спектре исследуемого тела, имеющего ту же температуру. Температура, вычисленная по формуле Вина с использованием экспериментально найденной  $\lambda_{max}$ , будет являться цветовой, поскольку данной длине волны соответствует вполне определенный цвет излучения. Для серых тел цветовая температура совпадает с истинной.

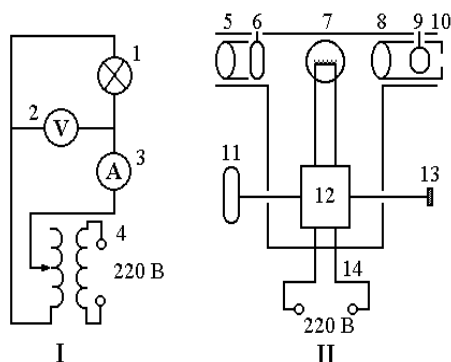
**Яркостная температура** – это температура черного тела, при которой для определенной длины волны его излучательная способность равна излучательной способности исследуемого тела, т.е.  $r_{\lambda, T_p} = R_{\lambda, T_u}$ . Обычно

температура светящихся тел измеряется *при длине волны 656 нм*. Температура, найденная по формуле Стефана-Больцмана, является яркостной, поскольку для изотропно излучающего (ламбертовского) источника его энергетическая светимость пропорциональна яркости. Так как для серых тел поглощательная способность  $A_T < 1$ , то  $T_p < T_u$ , т.е. истинная температура тела всегда больше яркостной. Это связано с тем, что любое серое тело излучает меньше, чем АЧТ при той же температуре. Следовательно, у серого тела, яркость которого в данный момент равна яркости АЧТ, истинная термодинамическая температура выше температуры АЧТ, т.е. выше той яркостной температуры, которая определяется с помощью пирометра. В данной работе будем считать, что различия между яркостной и истинной температурами незначительны. В работе предлагается убедиться в справедливости закона Стефана-Больцмана и определить значение постоянной Стефана-Больцмана.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка состоит из двух независимых частей – блока питания измеряемой лампы (I) и оптического пирометра "Проминь" (II) с исчезающей нитью (рис. 3). В качестве исследуемого нагретого тела используется нить лампы накаливания 1. Вольтметр 2 и амперметр 3, присоединенные к лампе, позволяют контролировать мощность тока, выделяющуюся с поверхности нити лампы в виде излучения.

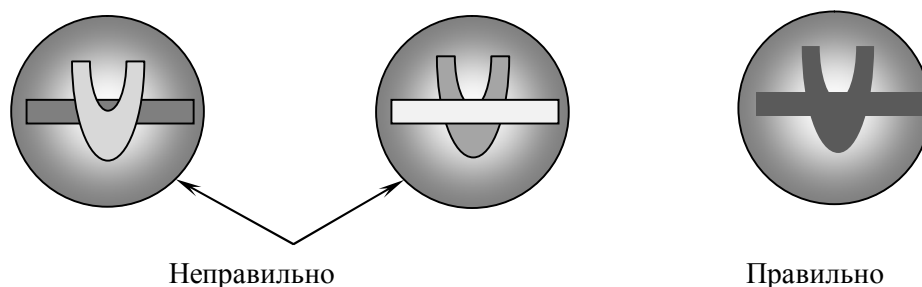
Действие пирометра II основано на сравнении светимостей от исследуемого объекта и от нити эталонной лампы накаливания 7, которая располагается внутри пирометра. Вначале с помощью окуляра 8 производится наводка на резкость нити эталонной лампы, находящейся внутри пирометра. Затем с помощью объектива 5 наводится на резкость изображение объекта – в данном случае лампы накаливания 1. Таким образом, в окуляре настроенного прибора одновременно видны изображения нагретого объекта и нити накала эталонной лампы.



**Рисунок 3** - Схема лабораторной установки.

1 – источник излучения (лампа накаливания), 2 – вольтметр, 3 – амперметр, 4 – источник питания лампы с регулятором тока, 5 – объектив, 6 – дымчатый светофильтр, 7 – пирометрическая лампа, 8 – окуляр, 9 – красный светофильтр, 10 – диафрагма, 11 – регулятор накала нити и шкала измеряемых температур, 12 – электронный блок питания нити пирометрической лампы, 13 – кнопка включения пирометра, 14 – источник питания пирометра.

Рукояткой реостата **11** регулируется ток накала нити эталонной лампы до тех пор, пока яркости нитей обеих ламп не станут одинаковыми. То есть, **нужно добиться, чтобы изображение нити пирометра «исчезло» на фоне нити исследуемой лампы** (рис. 4).



**Рисунок 4** - Настройка пирометра на измерение температур

Так как между током, протекающим через эталонную лампу, и температурой накала её нити существует монотонная зависимость, то шкала ручки регулировки тока **11** проградуирована не в амперах, а в градусах Цельсия. Конструкцией предусмотрена работа пирометра в трех диапазонах измерения температур (**I – от 800 до 1400 °С**, **II – от 1200 до 2000 °С** и **III – от 1800 до 5000 °С**) без применения и с применением дымчатого светофильтра **6**. Для того, чтобы выровнять яркости объекта и эталонной лампы **при наличии** дымчатого светофильтра необходима меньшая температура нити эталонной лампы, чем без него. Поэтому при работе с дымчатым светофильтром пользуются дополнительной шкалой с повышенными значениями температур. Для обеспечения четкости наблюдения проводится в узком интервале длин волн вблизи длины волны  $\lambda=656$  нм. Это достигается введением дополнительного красного светофильтра **9**.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Включить в сеть источник питания лампы накаливания и ручкой регулировки тока установить ток накала лампы равный **1,4 А**. Записать в таблицу показания вольтметра.
2. Включить в сеть оптический пирометр «Проминь». Для тока накала лампы  $I=1,4$  А выбрать диапазон **II** измерения температур.
3. Ручку реостата, регулирующего накал эталонной лампы пирометра, перевести в положение, соответствующее минимальной температуре. Нажать кнопку **11** включения накала эталонной лампы и, слегка поворачивая окуляр, добиться резкого изображения нити накала пирометра в окуляре.
4. Направить объектив пирометра на светящуюся нить исследуемой лампы таким образом, чтобы нить лампы пирометра максимально пересекала поле изображения нити исследуемой лампы. Вращением тубуса объектива пирометра добиться резкого изображения нити исследуемой лампы.
5. Ручкой регулировки тока пирометрической лампы, расположенной с правой стороны прибора, добиться выравнивания яркости её нити накала с яркостью нити исследуемой лампы (рис.4). Измерения следует проводить, приближаясь к яркости исследуемой лампы с двух сторон: от меньшей яркости к большей ( $t_{min}$ ) и наоборот ( $t_{max}$ ).
6. По шкале, соответствующей выбранному режиму работы, снять показания температуры нити накала исследуемой лампы и найти ее среднее значение по формуле:  $t_{cp} = (t_{min} + t_{max})/2$ . Записать это значение в таблицу.
7. Повторить подобные измерения, увеличивая каждый раз ток накала на **0,4 А**. Первые два опыта провести на **II диапазоне** измерения температур. Начиная с тока **2,2 А** выбрать **III диапазон** измерения температур.

Таблица 1

№ изм.	$I$ , А	$U$ , В	$P$ , Вт	$R_T$ , Вт/м <sup>2</sup>	$t_{cp}$ , °С	$T_{cp}$ , °К	$lg R_T$	$lg T_{cp}$	$\sigma \cdot 10^{-8}$ , Вт/(м <sup>2</sup> К <sup>4</sup> )
1	1,4								
2	1,8								
3	2,2								
4	2,8								
5	3,2								
Данные установки : $S=5 \cdot 10^{-6}$ м <sup>2</sup> , $T_0=300$ К					$n =$	Отн. погрешность $\epsilon_\sigma =$			$\sigma_{cp} =$

8. Вычислить для каждого опыта мощность излучения  $P=I \cdot U$ , интегральную светимость  $R_T=P/S$ , где  $S$  – площадь нити накала исследуемой лампы, температуру  $T$  излучателя в Кельвинах, а также десятичные логарифмы светимости и температуры.

9. Построить по данным таблицы график зависимости  $lg(R_T)=f(lg T_{cp})$ . Аппроксимируя полученную зависимость, провести **прямую**, имеющую наименьшие отклонения от экспериментальных точек.

10. Убедиться в том, что между указанными величинами существует зависимость  $lg R_T = lg \sigma + 4lg T$ , где  $\sigma = const$ . Для этого **по графику** определить приращение  $\Delta lg R_T$  и  $\Delta lg T_{cp}$  для любых двух точек графика и найти отношение  $n = \frac{\Delta(lg R_T)}{\Delta(lg T_{cp})}$ , которое должно быть близко к 4.

11. Вычислить постоянную Стефана-Больцмана по формуле  $\sigma = \frac{U \cdot I}{S \cdot (T^4 - T_0^4)}$ .

12. Найти среднее значение  $\sigma$ .

13. Рассчитать относительное отклонение экспериментального значения постоянной Стефана-Больцмана от

табличного значения по формуле:  $\delta = \left| \frac{\sigma_{\text{экс}} - \sigma_{\text{табл}}}{\sigma_{\text{табл}}} \right| \cdot 100\%$ .  $\sigma_{\text{табл}} = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>)

14. Сделать вывод по работе.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое тепловое излучение? Каковы его основные свойства?
2. Дать определение испускательной и поглощательной способностей, энергетической светимости тела.
3. Что называется абсолютно черным телом, серым телом? Модель АЧТ.
4. Сформулировать и объяснить законы Кирхгофа, Вина, Стефана-Больцмана.
5. Сформулировать квантовую гипотезу Планка.
6. Что называется оптической пирометрией? Какая температура называется радиационной, цветовой и яркостной?



## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №19

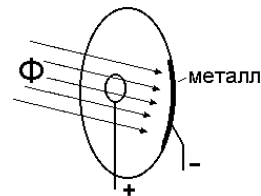
### ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ФОТОЭФФЕКТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

**Цель работы:** изучить законы фотоэффекта, определить работу выхода фотоэлектронов.

**Приборы и оборудование:** лабораторный стенд для изучения законов фотоэффекта, настольная лампа.

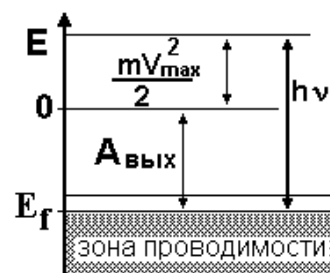
**Теоретическое введение.** *Фотоэлектрическим эффектом (фотоэффектом)* называется высвобождение электронов под действием электромагнитного излучения. Принято различать три типа фотоэффекта – внешний, внутренний и вентильный.

**Внешний фотоэффект** заключается в испускании электронов поверхностью металла под действием света в окружающее пространство. Испускание электронов при освещении поверхности металла светом с достаточно короткой длиной волны происходит всегда, однако наблюдать это явление можно только с помощью специальных приборов – **фотоэлементов** (ФЭ). Простейший фотоэлемент (рис. 1) представляет собой вакуумированный прозрачный стеклянный баллон, одна половина которого покрыта изнутри металлом, и выполняет роль катода. Анод часто выполняется в виде кольца. Поток фотонов (световой поток  $\Phi$ ), проникая внутрь фотоэлемента, выбивает электроны из металлического покрытия. Под действием электрического поля электроны попадают на анод. В результате в цепи с включенным в ней последовательно фотоэлементом возникает электрический ток.



**Рисунок 1 -**  
Устройство  
фотоэлемента

Для того чтобы понять причину возникновения фотоэффекта, необходимо знать структуру энергетических зон металла (рис. 2). Электрон, находящийся вне металла вдали от электрических полей, обладает только кинетической, и, следовательно, положительной полной энергией. Полная энергия электрона, находящегося внутри металла, – отрицательна. Это означает, что электрон захвачен ядром и находится в «потенциальной яме». Не все уровни энергии электрона в металле являются допустимыми. Разрешенные уровни энергии ограничены определенными интервалами и образуют так называемые **энергетические зоны**. Верхняя зона, содержащая уровни с наиболее высокими энергиями, называется **зоной проводимости**; в металлах она заполнена электронами частично. Обычно занятыми оказываются только нижние уровни зоны проводимости, хотя не исключена вероятность того, что электрон может оказаться и на одном из верхних, или даже на самом верхнем уровне. Фотон, сталкиваясь с электроном зоны проводимости, передает ему свою энергию, равную  $h\nu$ , где  $\nu$  – частота падающего света,  $h$  – постоянная Планка. Эта энергия расходуется на отрыв электрона от металла и на сообщение ему кинетической энергии. Энергия отрыва электрона с самого верхнего, заполненного электронами уровня зоны проводимости при абсолютном нуле (уровня Ферми), – наименьшая. Эта энергия численно равна **работе выхода** ( $A_{\text{вых}}$ ). Работа выхода является одной из важнейших характеристик материала и не зависит от внешних параметров схемы наблюдения фотоэффекта: частоты падающего света, светового потока, приложенного напряжения. При минимальной энергии отрыва электрона от металла его кинетическая энергия оказывается максимальной. Соответствующий энергетический баланс выражается уравнением Эйнштейна:



**Рисунок 2 -** Структура  
энергетических зон в металле

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2} . \quad (1)$$

Русским физиком А.Г. Столетовым опытным путем установлены следующие **законы внешнего фотоэффекта**:

- 1). Число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, прямо пропорционально интенсивности света и не зависит от его частоты (сила фототока насыщения прямо пропорциональна энергетической освещенности катода).
- 2). Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов пропорциональна частоте падающего света  $\nu$  и не зависит от его интенсивности.
- 3). Для каждого вещества существует «**красная граница**» фотоэффекта, т.е. минимальная частота  $\nu_{\text{min}}$  света (или максимальная длина волны  $\lambda_{\text{max}}$ ), при которой еще наблюдается фотоэффект:

$$h\nu_{\text{min}} = h \frac{c}{\lambda_{\text{max}}} = A_{\text{вых}} . \quad (2)$$

Красная граница фотоэффекта зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности.

Для объяснения механизма фотоэффекта **Эйнштейн предположил**, что свет частотой  $\nu$  не только **испускается** отдельными квантами (согласно гипотезе Планка), но и **распространяется** в пространстве, и **поглощается** веществом отдельными порциями (квантами), энергия которых  $\epsilon_0 = h\nu$ . Кванты электромагнитного излучения, движущиеся со скоростью распространения света в вакууме, называются **фотонами**.

Величина фототока  $I_{\text{ф}}$ , протекающего через фотоэлемент, пропорциональна количеству электронов, попавших на анод. Количество же выбитых с катода электронов пропорционально световому потоку, падающему на фотоэлемент. Поэтому фототок оказывается пропорциональным световому потоку  $\Phi$ , падающему на фотоэлемент (рис. 3). Однако не все выбитые с катода электроны долетают до анода. Часть их возвращается на катод. Чем выше напряжение между

катодом и анодом, тем большая доля электронов в единицу времени попадет на анод. Очевидно, что до анода в единицу времени не может долететь более 100% выбитых светом электронов. Поэтому зависимость фототока от величины приложенного напряжения выходит на насыщение при больших напряжениях  $U$  (рис. 3). Фототок оказывается отличным от нуля даже в том случае, если к электродам приложить небольшое напряжение, препятствующее вылету электронов. Тогда на анод смогут попасть только те электроны, кинетическая энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера, создаваемого электрическим полем:

$$\frac{m v^2}{2} > e U, \quad (3)$$

где  $e$  – заряд электрона.

При некотором *задерживающем напряжении*  $U_3$  фототок полностью прекращается. То есть, при  $U=U_3$  ни один из электронов, даже обладающий при вылете из катода максимальной скоростью  $v_{max}$ , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно,

$$\frac{m v_{max}^2}{2} = e U_3, \quad (4)$$

На основании (1) и (4), работа выхода может быть определена из соотношения

$$A_{вых} = h\nu - e U_3. \quad (5)$$

Подставив (4) в уравнение Эйнштейна (1), получим зависимость задерживающего напряжения  $U_3$  от частоты света  $\nu$

$$U_3 = \frac{h}{e} \nu - \frac{A_{вых}}{e}. \quad (6)$$

Зависимость  $U_3=f(\nu)$  является линейной (рис. 4). Тангенс угла наклона графика

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{e}. \quad (7)$$

Задерживающее напряжение  $U_3$  и частоту падающего света легко измерить.

Работу выхода можно определить и другим способом. По величине отрезка, отсекаемого графиком на оси абсцисс (рис. 4), определить «красную границу» фотоэффекта  $\nu_{min}$ . Затем рассчитать работу выхода по формуле

$$A_{вых} = h \nu_{min}. \quad (8)$$

**Внутренний фотоэффект** – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника из валентной зоны в зону проводимости, в результате чего удельное сопротивление полупроводника уменьшается. Объяснение внутреннего фотоэффекта также основывается на энергетической зонной структуре (рис. 5). В энергетическом спектре полупроводников имеются валентная зона и зона проводимости, разделенные запрещенной зоной. В невозбужденном полупроводнике все энергетические состояния валентной зоны полностью заняты электронами, а все состояния зоны проводимости – свободны. Под действием света часть электронов из валентной зоны переходит в зону проводимости. За счет электронов, попавших в зону проводимости, обеспечивается электронная проводимость, а за счет освободившихся состояний в валентной зоне – дырочная проводимость. При этом энергетический баланс может быть записан в виде:

$$h\nu = \Delta W + \frac{m v^2}{2}. \quad (9)$$

Наименьшая энергия, необходимая для переброски электронов из валентной зоны в зону проводимости, называется *шириной запрещенной зоны* ( $\Delta W$ ). В полупроводниках эта зона достаточно узкая, порядка 1 эВ. Полупроводниковые фотоэлементы, принцип действия которых основан на явлении внутреннего фотоэффекта, называются **фотосопротивлениями** (ФС). Конструктивно ФС выполняются в виде обычного омического сопротивления, состоящего из слоя полупроводника, нанесенного на изолирующую подкладку и заключенного между двумя токопроводящими электродами.

**Вентильный фотоэффект** является разновидностью внутреннего фотоэффекта, – это возникновение Э.Д.С. (фото-Э.Д.С.) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Такой контакт имеет проводимость, связанную с обеднением слоев полупроводников, прилегающих к поверхности контакта, носителями тока. При освещении области контакта происходит нарушение равновесного распределения носителей тока, что приводит к изменению контактной разности потенциалов, по сравнению с равновесной, и, следовательно, возникновению фото-Э.Д.С. Вентильные фотоэлементы позволяют

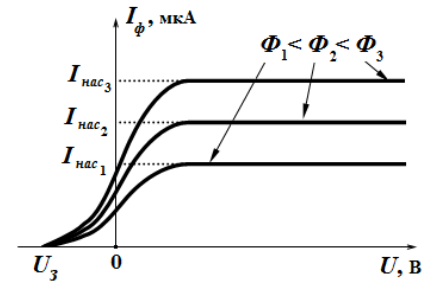


Рисунок 3 - Вид зависимости фототока  $I_\phi$  от напряжения при различных значениях светового потока  $\Phi$

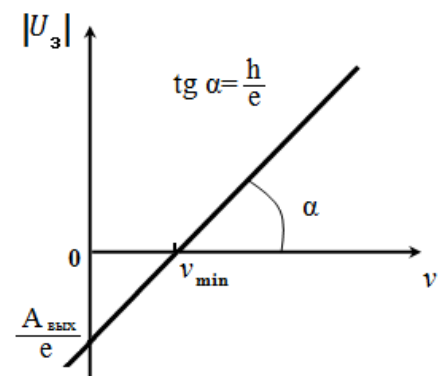


Рисунок 4 - Вид зависимости задерживающего напряжения  $U_3$  от частоты  $\nu$

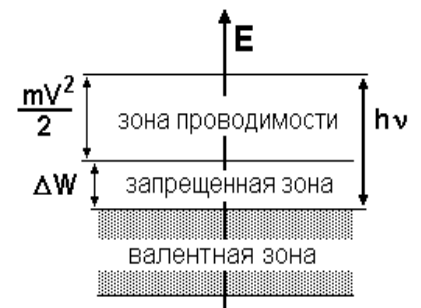
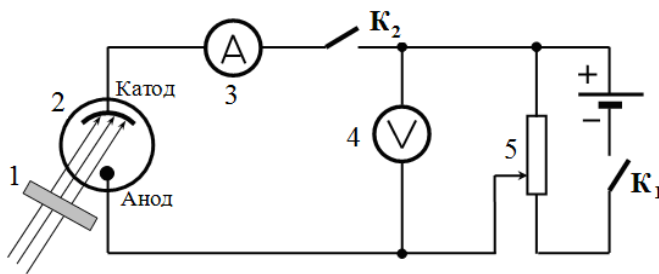


Рисунок 5 - Структура энергетических зон в полупроводнике

осуществить непосредственное превращение лучистой энергии в электрическую энергию. Поэтому их также называют **фотогальваническими элементами**.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема наблюдения внешнего фотоэффекта приведена на рисунке 6. На фотоэлемент 2 направляется через сменный светофильтр 1 постоянный световой поток от осветителя. При замкнутом ключе  $K_2$ , но разомкнутом ключе  $K_1$ , напряжение между катодом и анодом фотоэлемента отсутствует, и перенос электронов между ними происходит только за счет кинетической энергии электронов, выбитых светом. При этом микроамперметр 3 отмечает в цепи некоторый ток. Его можно сделать нулевым, если подать на фотоэлемент запирающее напряжение. При этом микроамперметр 3 отмечает в цепи некоторый ток. Его можно сделать нулевым, если подать на фотоэлемент запирающее напряжение.



**Рисунок 6** - Схема наблюдения фотоэффекта: сменный светофильтр – 1; фотоэлемент – 2; микроамперметр – 3; вольтметр – 4; реостат – 5; источник напряжения – 6

### ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

1. Включить установку в сеть. Установить движок реостата 5 в положение «мин» (крайнее правое положение).
2. Установить над отверстием фотоэлемента оранжевый светофильтр. С помощью настольной лампы направить световой поток на фотоэлемент и переключить ключ  $K_2$  в положение «включено».
3. Замкнуть ключ  $K_1$  и наблюдать отклонение стрелки микроамперметра от положения равновесия, после чего с помощью движка реостата добиться нулевого значения тока в цепи.
4. Разомкнуть ключ  $K_1$ , снять показания вольтметра 4. Повторить эту процедуру три раза. Записать результаты измерения запирающего напряжения  $U_z$  в таблицу 1.
5. Провести измерения по пунктам 1-5 для зеленого и синего светофильтров, используемых в работе.
6. По результатам измерений найти среднее значение  $U_{z\text{ ср}}$  и по формуле  $A_{\text{вых}} = h\nu - eU_z$  вычислить работу выхода  $A_{\text{вых}}$ . Записать в таблицу рассчитанное значение работы выхода в электрон – вольтах (эВ).

Таблица 1

Светофильтр	$\lambda$ , нм	$\nu \cdot 10^{14}$ , Гц	$U_3$ , В	$U_{3\text{ ср}}$ , В	$A_{\text{вых}}$ , эВ	$A_{\text{эсп}}$ , эВ
оранжевый	610					
зеленый	580					
синий	490					
$\Delta U_3 =$		В,	$\Delta A_{\text{вых}} =$		эВ,	$\varepsilon =$ %
Табличные данные: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж						

7. Для одного из светофильтров рассчитать относительную и абсолютную погрешности определения работы выхода  $A_{\text{вых}}$  по формуле

$$\varepsilon = \frac{\Delta A_{\text{вых}}}{A_{\text{вых}}} \cdot 100\% = \frac{\Delta U_z}{U_{z\text{ ср}}} \cdot 100\%.$$

8. Построить график зависимости  $U_{z\text{ ср}} = f(\nu)$ .
9. По величине отрезка, отсекаемого графиком на оси абсцисс, определить «красную границу» фотоэффекта  $\nu_{\text{мин}}$ . Затем рассчитать экспериментальное значение работы выхода по формуле  $A_{\text{вых}} = h\nu_{\text{мин}}$ .

10. Рассчитать для зеленого светофильтра относительное отклонение экспериментального значения работы выхода от его теоретического значения, рассчитанного в п.6, по формуле:  $\delta = \left| \frac{A_{\text{эк}} - A_{\text{вых}}}{A_{\text{вых}}} \right| \cdot 100\%$ .
11. Сравнить полученные значения работы выхода с табличными данными (см. таблицу 2) и определить материал катода фотоэлемента. Сделать вывод по работе.

Таблица 2

Металл	W	W+Cs	W+Th	Pt	Pt+Cs	Ag	Na	K	Cs
$A_{\text{вых}}, \text{эВ}$	4,5	1,6	2,63	5,3	1,4	4,74	2,3	2,0	1,9

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое фотоэффект? Виды фотоэффекта.
2. Сформулировать законы внешнего фотоэффекта. Что такое «красная граница» фотоэффекта?
3. Что такое работа выхода с точки зрения энергетической зонной теории твердых тел? От чего она зависит?
4. Что такое вольтамперная характеристика фотоэффекта? Что такое ток насыщения, запирающее напряжение?
5. Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 20

### ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ РИДБЕРГА И ПЛАНКА

**Цель работы:** изучить основы квантовой оптики, спектр атомарного водорода в видимой области спектра; экспериментально определить постоянную Ридберга и постоянную Планка.

**Приборы и оборудование:** монохроматор УМ-2, водородная лампа.

**Теоретическое введение.** Первая попытка создания на основе накопленных экспериментальных данных модели атома принадлежит Томсону (1903 г.). Согласно этой модели, атом представляет собой непрерывно заряженный положительным зарядом шар радиусом порядка  $10^{-10}$  м, внутри которого около своих положений равновесия колеблются электроны. Суммарный отрицательный заряд электронов равен положительному заряду шара, поэтому атом в целом нейтрален. Через несколько лет Резерфордом было доказано, что представление о непрерывно распределенном внутри атома положительном заряде ошибочно. Опытами Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц в 1911 г. было установлено, что атом любого химического элемента состоит из положительно заряженного ядра и вращающихся вокруг него электронов. Масса атома почти полностью сосредоточена в его ядре, однако, размеры ядра ничтожно малы по сравнению с радиусом атома, который, в свою очередь, может быть оценен как среднее расстояние от ядра до электронов.

Классическая электродинамика не в состоянии объяснить стационарное состояние атома, потому что электроны, испытывая непрерывные ускорения, должны излучать в пространство электромагнитные волны и, следовательно, терять энергию. При этом излучаемый атомом спектр должен быть непрерывным. В результате потери энергии электрон должен упасть на ядро, а атом прекратить свое существование. Однако этого не происходит, и атом может находиться в стационарном состоянии неограниченно долго. Кроме этого, экспериментальные исследования показали линейчатость спектров излучения атомов (у газов и паров металлов). Для устранения данных противоречий в 1913 г. датский физик Нильс Бор выдвинул постулат (**первый постулат Бора**) согласно которому *атом может находиться в стационарном состоянии неограниченно долго. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Атомы, находящиеся в стационарном состоянии, не излучают электромагнитных волн.* Изучая энергетический спектр атома водорода, Бор пришел к выводу, что собственный момент импульса атома водорода  $L_n$ , который почти полностью совпадает с моментом импульса электрона относительно ядра, кратен  $\hbar = h/2\pi$  где,  $h=6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка.

$$L_n = m \cdot v \cdot r = n \cdot \hbar, \quad (1)$$

где  $n=1, 2, 3, \dots$  – целое положительное число, называемое **главным квантовым числом** – определяет номер орбиты, на которой вращается электрон;  $m$  – масса электрона,  $v$  – его скорость, а  $r$  – радиус орбиты. Соотношение (1) называется **правилом квантования круговых орбит**.

Полная энергия атома водорода складывается из кинетической энергии электрона относительно ядра (протона)

$$T = \frac{mv^2}{2} \quad (2)$$

и потенциальной, равной энергии кулоновского взаимодействия электрона и протона

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (3)$$

где  $e=1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл – модуль элементарного заряда;  $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная.

Для электрона, вращающегося под действием кулоновской силы вокруг ядра, можно записать второй закон Ньютона:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (4)$$

Из сопоставления (2) и (4) видно, что  $T = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (5)$

А полная энергия  $E = T + U = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (6)$

Уравнения (1) и (4) полностью описывают движение электрона в атоме Бора.

Возведем соотношение (1) в квадрат, а соотношение (4) умножим на  $m \cdot r^3$

$$\left. \begin{aligned} m^2 \cdot v^2 \cdot r^2 &= n^2 \cdot \hbar^2 \\ m^2 \cdot v^2 \cdot r^2 &= \frac{m \cdot e^2 \cdot r}{4\pi\epsilon_0} \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Левые части системы (7) одинаковы, а значит, правые равны друг другу:

$$n^2 \cdot \hbar^2 = \frac{m \cdot e^2 \cdot r}{4\pi\epsilon_0} \quad (8)$$

Из (8) можно найти радиусы стационарных орбит электрона:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0}{me^2} \cdot \hbar^2 \cdot n^2 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2} \cdot n^2 = a_0 \cdot n^2, \quad (9)$$

где  $a_0 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,529 \text{ \AA}$  ( $\text{\AA}$  – ангстрем) – радиус первой орбиты электрона в атоме водорода.

Подставляя (9) в (6), получим выражение для стационарных уровней энергии:

$$E_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0 n^2} = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{R_d}{n^2}, \quad (10)$$

где  $R_d = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} = 2,17 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} = 13,6 \text{ эВ}$  – ридберг – атомная единица измерения энергии.

Из соотношений (9) и (10) видно, что радиусы электронных орбит в атоме водорода и энергии электрона на этих орбитах полностью определяются **главным квантовым числом  $n$** . Причем, радиус орбиты  $r$  пропорционален  $n^2$ , а уровни энергии находятся в интервале от  $-13,6 \text{ эВ}$  до нуля. На схеме (рис. 1) в соответствующем масштабе отложены уровни энергий с  $n=1,2,3,\dots$ . Видно, что энергия электрона возрастает с увеличением номера орбиты. Энергетическое состояние с  $n=1$  является **основным (нормальным) состоянием**; состояния с  $n > 1$  являются **возбужденными**. Энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома, называется **основным (нормальным) уровнем**; все остальные уровни называются **возбужденными**.

Согласно **второму постулату Бора**, при переходе электрона с более удаленной от ядра (высокой)  $k$ -ой орбиты на более близкую к нему (низкую)  $n$ -ую орбиту происходит испускание кванта излучения:

$$h\nu = E_k - E_n, \quad (12)$$

где  $E_k$  и  $E_n$  – соответственно энергии стационарных состояний атома до излучения и после излучения.

Наоборот, для того, чтобы перейти с низкой  $n$ -ой орбиты (более близкой к ядру) на более высокую  $k$ -ую орбиту, электрону необходимо поглотить квант энергии  $h\nu$ .

Если каким-либо образом возбуждать атомы разряженного газа (с помощью электрического разряда, воздействием жесткого внешнего излучения, бомбардировкой пучком ускоренных частиц), то с помощью спектрального прибора можно наблюдать **спектр излучения** – узкие цветные линии на темном фоне. Цвет линии определяется частотой испускаемого излучения. Наоборот, если луч белого света пропускать через разряженный газ, то будет наблюдаться **спектр поглощения** – узкие темные полосы на сплошном спектре, причем веществом поглощаются те же длины волн, что и излучаются. Возникновение спектра поглощения объясняется тем, что атомы газа способны поглощать только кванты света вполне определенной частоты.

Подставим выражение для энергии (10) в формулу (12). Тогда частота фотона, излученного атомом водорода при переходе электрона с  $k$ -ой орбиты на  $n$ -ую ( $k > n$ ), может быть найдена по формуле:

$$\nu_{kn} = \frac{E_k - E_n}{h} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (13)$$

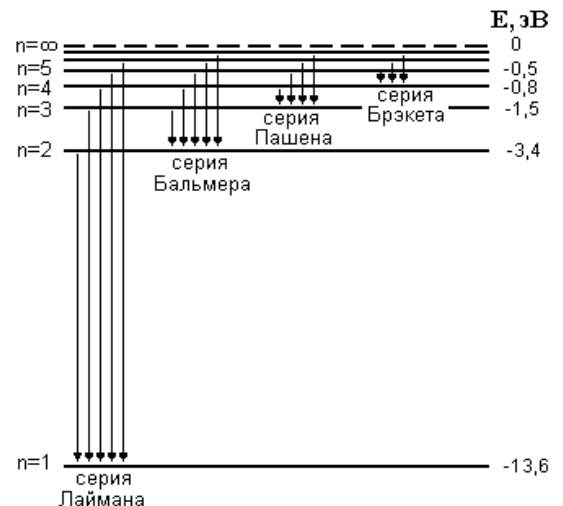
а соответствующая ей длина волны из соотношения:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3 c} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

или 
$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (14)$$

где  $R = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3 c}$  – постоянная Ридберга.

Соотношение (14) носит название **обобщенной формулы Бальмера**, полученной эмпирически в 1885 г. Энергии квантов излучения и соответствующие им частоты объединяются в серии по номеру уровня, на который происходит



**Рисунок 1** - Схема переходов, соответствующих спектру испускания атомов водорода

переход электрона.

**Серия Лаймана**  $n=1$ ,  $k=2,3,4,5, \dots$  – ультрафиолетовая область –  $\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2} \right)$ .

**Серия Бальмера**  $n=2$ ,  $k=3, 4, 5, \dots$  – видимая область спектра –  $\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right)$ .

**Серия Пашена**  $n=3$ ,  $k=4, 5, 6, \dots$  – инфракрасная область спектра –  $\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2} \right)$ .

**Серия Брэкета**  $n=4$ ,  $k=5, 6, 7, \dots$  – инфракрасная область спектра –  $\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{k^2} \right)$  и другие (см. рис. 1).

На схеме (рис. 1) стрелками показаны переходы электрона с верхних уровней на нижние. Длина стрелок пропорциональна частотам излучений. Первые три частоты в серии Бальмера соответствуют **видимому свету** (красный, сине-голубой, фиолетовый). Более высокие частоты попадают в ультрафиолетовую область. Легко видеть, что самая малая частота в серии Лаймана (переход со второго уровня на первый) больше самой большой частоты в серии Бальмера (переход с уровня  $n=\infty$  на второй), поэтому все переходы в серии Лаймана соответствуют ультрафиолетовому излучению. Точно также самая малая частота в серии Бальмера, соответствующая красному свету и переходу с 3-го уровня на 2-ой, больше самой большой частоты в серии Пашена ( $n=3$ ,  $k=\infty$ ), поэтому в серии Пашена, Брэкета и др. имеет место только инфракрасное излучение.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для измерения длин волн спектральных линий в работе используется призмный монохроматор УМ-2 (рис. 2). Перед входной щелью монохроматора на оптическом рельсе перемещаются на рейтерах водородная лампа **S** и конденсор **K**. Конденсор служит для концентрации света на входной щели **1** монохроматора.

Входная щель **1** снабжена микрометрическим винтом **9**, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Коллиматорный объектив **2** формирует параллельный пучок света, падающий далее на диспергирующую призму **3**. Микрометрический винт **8** позволяет смещать объектив **2** относительно щели **1** и служит для фокусировки монохроматора.

Призма **3** установлена на поворотном столике **6**, который вращается вокруг вертикальной оси при помощи винта **7** с отсчетным барабаном. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана (бегунок) **11**. При вращении барабана призма поворачивается, и в центре поля зрения зрительной трубы, состоящей из объектива **4** и окуляра **5**, появляются различные участки спектра. Объектив **4** дает изображение входной щели **1** в своей фокальной плоскости. В этой плоскости расположен флажок **10**. Изображения щели, создаваемые различными длинами волн света, представляют собой спектральные линии.

Источником света, в видимом участке спектра которого преобладают линии атомарного водорода, служит лампа тлеющего разряда **H**-образной формы. Наибольшая яркость спектра достигается в том случае, когда источником света служит торец горизонтальной части трубки (капилляра).

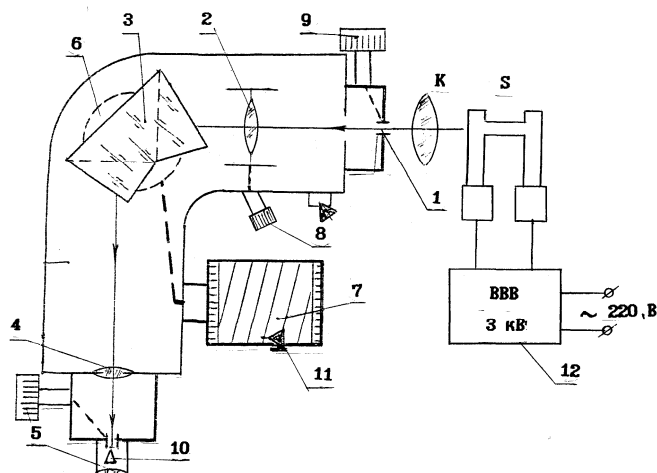


Рисунок 2 - Схема лабораторной установки

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ЗАДАНИЯ

В данной работе наблюдаются три наиболее яркие линии серии Бальмера ( $n=2$ ): красная линия  $H_\alpha$  ( $k=3$ ); сине-голубая  $H_\beta$  ( $k=4$ ); сине-фиолетовая  $H_\gamma$  ( $k=5$ ).

1. Включить питание газоразрядной трубки. Если нажать на пусковую кнопку, лампа должна светиться розовым светом.
2. Плавное вращение барабана 7 монохроматора, и придерживая бегунок, просмотреть в окуляр 5 весь спектр.
3. Вывести в поле зрения красную линию спектра  $H_\alpha$  и совместить ее с расположенным внутри зрительной трубы флажком 10, видимым в окуляре монохроматора. Если изображение флажка размыто, необходимо вращением кольца окуляра 5 добиться его максимальной резкости.
4. Снять отсчет по барабану монохроматора, измерения повторить еще два раза (всего три замера). Найти среднее значение, полученные данные занести в таблицу.

Таблица 1

Цвет линии	$n_1$	$n_2$	Показания барабана				$\lambda$ , нм	$R \cdot 10^7$ , м <sup>-1</sup>	$R_{cp} \cdot 10^7$ , м <sup>-1</sup>	$h \cdot 10^{-34}$ , Дж·с
			1	2	3	среднее				
красный ( $H_\alpha$ )	2	3								
сине-голубой ( $H_\beta$ )	2	4								
сине-фиолетовый ( $H_\gamma$ )	2	5								
$R_{табл} =$			$\delta_R =$			$h_{табл} =$			$\delta_h =$	
			%						%	

5. Повторить пункты 3 и 4 для сине-голубой и сине-фиолетовой линий.

6. По градуировочному графику (рис. 2) монохроматора определить длины волн  $\lambda$  трех линий спектра водорода.

7. Рассчитать постоянную Ридберга по формуле  $R = \frac{1}{\lambda \cdot \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right)}$  для каждой линии серии Бальмера и

найти ее среднее значение.

8. Сравнить рассчитанное и табличное значения постоянной Ридберга, оценив величину относительного

отклонения по формуле  $\delta_R = \frac{|R_{табл} - R_{cp}|}{R_{табл}} \cdot 100 \%$ .

9. По найденному значению постоянной Ридберга рассчитать постоянную Планка по формуле

$$h = \sqrt[3]{\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 c R}}$$

10. Сравнить рассчитанное и табличное значения постоянной Планка, оценив величину относительного

отклонения по формуле  $\delta_h = \frac{|h_{табл} - h|}{h_{табл}} \cdot 100 \%$ .

11. Сделать выводы по работе.

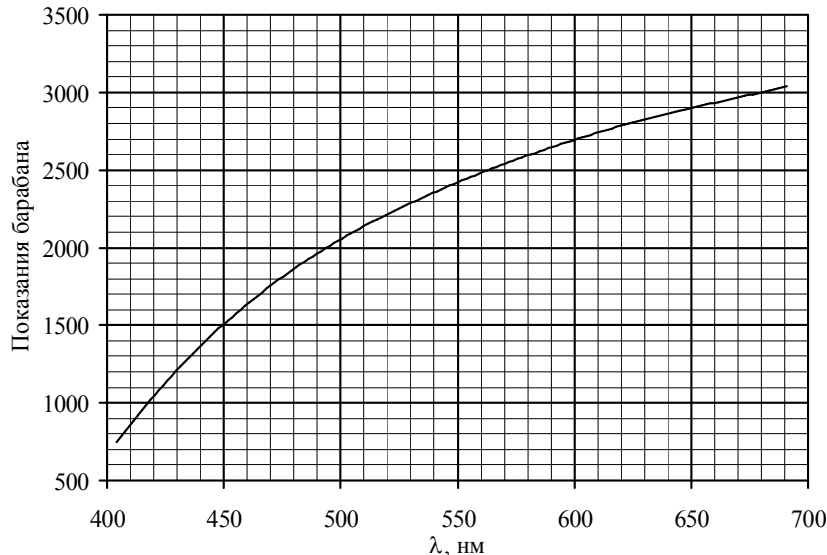


Рисунок 3 - Градуировочный график монохроматора

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Строение атома Томсона, Резерфорда. Математическое описание и недостатки этих моделей.
2. На каких экспериментальных фактах основана модель Бора атома водорода?
3. Сформулировать постулаты Бора. Почему возникла необходимость принятия этих постулатов? Недостатки теории Бора.
4. Написать уравнения движения электрона, лежащие в основе модели Бора.
5. Что называется главным квантовым числом?
6. Что собой представляют спектры излучения и поглощения?
7. Что называется серией линий, и как они возникают? Назовите серии спектральных линий для атома водорода.
8. Почему для экспериментального наблюдения выбрана серия Бальмера?



## ПРИЛОЖЕНИЕ. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

**Основная задача физического эксперимента** – измерение **физических величин**  $X$  для дальнейшего их анализа и установления взаимосвязей между ними – физических законов.

**Измерение  $X$**  – это процесс определения значения физической величины с помощью технических средств измерений (измерительных устройств). Результаты измерения физических величин всегда являются не абсолютно точными, а приближенными. Точность измерения зависит от чувствительности приборов и восприимчивости органов чувств экспериментатора.

**Абсолютной погрешностью** измерения  $\Delta X$  называют модуль разности между измеренным значением  $X$  и ее истинным значением  $X_{ист}$

$$\Delta X = |X - X_{ист}|.$$

Истинное значение  $X_{ист}$ , вообще говоря, неизвестно. За истинное значение величины  $X$  принимают ее среднее значение  $X_{cp}$ . Для этого проводят несколько измерений  $X_1, X_2, \dots, X_n$  и рассчитывают  $X_{cp}$  как

$$X_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i,$$

где  $n$  – число измерений.

Чем больше проведено измерений  $X_i$ , тем больше вероятность того, что ошибки разных знаков компенсируют друг друга, и тем ближе будет  $X_{cp}$  к истинному значению  $X_{ист}$ .

Абсолютная погрешность измерения определяет количественное отклонение измеряемой величины от истинного значения. Однако она не всегда оказывается наглядной. Допустим, что  $\Delta X = 5$  см. Много это или мало? Если измеряется длина  $X$  подошвы обуви, то это много. Если  $X$  – длина комнаты, то это мало. Если же  $X$  – расстояние между автобусными остановками, то это ничтожно мало.

Критерием качества проводимых измерений является отношение абсолютной погрешности измеряемой величины  $\Delta X$  к её среднему значению  $X_{cp}$ , так называемая **относительная погрешность**

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta X}{X_{cp}},$$

которую можно выразить в процентах, умножив на 100%. Относительная ошибка, указанная в процентах, **округляется до целого числа**.

Измерения любых величин делятся на два вида: **прямые и косвенные**.

1) При **прямых измерениях** искомая физическая величина  $X$  считывается непосредственно со шкалы прибора, предназначенного для измерения. Так, массу тела можно измерить с помощью весов, длину – с помощью линейки и т. д.

2) При **косвенных измерениях** искомая величина  $Y$  не измеряется, а вычисляется по формуле с использованием величин прямых измерений  $X_i$ , входящих в расчетную формулу. Например, определение скорости тела по пройденному пути, измеренному линейкой, и времени, определенному по часам; или определение плотности тела по массе, измеренной на весах, и объему тела, определенному с помощью мензурки с водой.

Остановимся подробнее на методах расчета погрешностей (ошибок) при проведении прямых и косвенных измерений.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Различают две основных группы погрешностей: **систематические и случайные**. В этой классификации **не учитываются грубые ошибки (промахи)**, вызванные невнимательностью при снятии показаний со шкалы измерительных приборов, неправильной записью этих данных, а также просто неумением экспериментатора. Такие ошибки не подчиняются никакому закону.

**Систематические погрешности** – появляются систематически при повторных измерениях одним и тем же прибором. Возникают они чаще всего ввиду неточности измерительных приборов или самого метода измерений и остаются постоянными при повторных измерениях одной и той же величины. Например, длина линейки в действительности может отличаться от того значения, которое написано на ней. Тем не менее, прибор считается исправным, если его показания отличаются от истинного значения не более чем на величину абсолютной систематической погрешности. **Абсолютная систематическая погрешность имеет размерность измеряемой величины**.

Абсолютную систематическую погрешность прибора (инструментальную погрешность) можно определить тремя способами:

- а) по классу точности прибора;
- б) по прибору, как число с наименованием единиц измерений;
- в) по цене наименьшего деления шкалы прибора.

а) **Определение абсолютной систематической ошибки  $\Delta X_{сист}$  по классу точности прибора**. Этот способ применяется, если класс точности прибора известен заранее. Например, для электроизмерительных приборов:

**вольтметра и амперметра.** Класс точности  $E_x$  прибора указан на шкале прибора (обычно нижний левый угол) как число в десятичном формате. Систематическая ошибка определяется по формуле:

$$\Delta X_{\text{сист}} = \frac{E_x \cdot X_{\text{пред}}}{100\%},$$

где  $X_{\text{пред}}$  – предельное значение шкалы прибора.

Например, класс точности амперметра равен 1,5, а наибольший ток, который можно измерить этим амперметром при конкретном режиме настройки, составляет 5 А. Тогда систематическая погрешность

$$\Delta I_{\text{сист}} = \frac{1,5\% \cdot 5\text{А}}{100\%} = 0,075\text{А}.$$

**б) Определение абсолютной систематической ошибки  $\Delta X_{\text{сист}}$  как числа с наименованием единиц измерений.** Применяется для точных измерительных приборов, имеющих шкалу нониуса или микрометрическую шкалу (**штангенциркуль, микрометр**). В этом случае цена деления шкалы нониуса (микрометрической шкалы) указывается непосредственно на корпусе прибора **как число с наименованием единиц измерения** (в некоторых случаях указывается безразмерная величина в десятичном формате). Абсолютная систематическая погрешность такого измерительного прибора равна **наименьшему делению шкалы нониуса** (микрометрической шкалы). Например, цена деления шкалы нониуса штангенциркуля **0,1 мм**, абсолютная систематическая погрешность штангенциркуля равна **0,1 мм**.

**в) Определение абсолютной систематической ошибки  $\Delta X_{\text{сист}}$  по цене наименьшего деления шкалы прибора.** Для приборов, показания которых изменяются плавно, и нет возможности определить их погрешность указанными выше методами, систематическая погрешность может быть оценена как **половина минимального деления** измерительной шкалы. Например, для миллиметровой измерительной линейки систематическая погрешность  $\Delta l_{\text{сист}} = 0,5 \text{ мм}$ . Исключения составляют измерения кварцевыми часами (стрелки передвигаются дискретно), приборами с неравномерными шкалами и электронными приборами. В этом случае систематическая погрешность принимается равной **минимальному делению шкалы**.

**Случайные погрешности** – изменяются при повторных измерениях случайным образом. Случайные факторы, обуславливающие разброс измеряемой величины  $X$ , могут быть вызваны различными причинами. С одной стороны, это могут быть причины, не зависящие от измеряемой величины, например, состояние организма человека, наблюдающего за прибором, вибрация, действие внешних электромагнитных полей, высокая влажность воздуха, отклонение температуры и давления от нормальных условий. С другой – сама измеряемая величина может носить случайный характер. Ошибки такого типа подчиняются законам теории вероятности, установленным для случайных величин.

Абсолютная случайная погрешность определяется всегда одинаково:

$$\Delta X_{\text{сл}} = t_{n,\alpha} \cdot \sigma,$$

где  $t_{n,\alpha}$  – коэффициент Стьюдента,  $\sigma$  – стандартный доверительный интервал (среднеквадратичное отклонение результата измерения).

**Коэффициент Стьюдента  $t_{n,\alpha}$**  зависит от **доверительной вероятности (надежности)  $\alpha$**  и количества опытов  $n$ .

**Надежность ( $\alpha$ )** – это вероятность того, что значение измеренной величины окажется в интервале от  $X - \Delta X$  до  $X + \Delta X$ . При построении техники всегда задается определенная надежность изделия. Каждая деталь должна соответствовать надежности не ниже той, которая предъявляется ко всему изделию в целом. Если техника сложная, то отклонение параметров деталей от заданных значений должно быть очень малым. При лабораторных измерениях обычно полагают  $\alpha = 0,95$  и ограничиваются 3–5 измерениями. Коэффициент Стьюдента  $t_{n,\alpha}$  можно определить по специальной таблице.

Таблица 1 - Значения коэффициентов Стьюдента

Число измерений $n$	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Надежность $\alpha = 0,95$	12,7	4,3	3,2	2,8	2,6	2,4	2,4	2,3	2,3

**Стандартный доверительный интервал  $\sigma$**  можно вычислить по формуле:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - X_{cp})^2}{n(n-1)}},$$

где  $X_{cp}$  – среднее арифметическое значение всех измерений, рассчитываемое по формуле:

$$X_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i.$$

Полная абсолютная погрешность  $\Delta X$  прямых измерений определяется как:

$$\Delta X = \Delta X_{\text{сист}} + \Delta X_{\text{сл}},$$

где  $\Delta X_{\text{сист}}$  – абсолютная систематическая погрешность,  $\Delta X_{\text{сл}}$  – абсолютная случайная погрешность.

**Окончательный результат** измерения представляется в виде:  
 $X = (X_{\text{cp}} \pm \Delta X)$  <единицы измерения>; относительная погрешность  $\varepsilon = \dots \%$ ; надежность  $\alpha =$   
 <значение  $\alpha$ >.

Например,  $a = (2,9 \pm 0,3) \text{ м/с}^2$ ;  $\varepsilon_a = 10 \%$  с надежностью  $\alpha = 0,95$ .

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТИ КОСВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим методы определения погрешностей косвенных измерений.

Следует учитывать, что, если в расчетах используются **табличные данные (без указания погрешностей)**, то обычно считается, что **погрешность этой величины составляет  $\pm 0,5$  разряда последней значащей цифры**. Например,  $\pi = 3,14 \pm 0,005$  или ускорение свободного падения  $g = 9,8 \pm 0,05$ .

**1 метод.** Пусть величина  $f$  является функцией нескольких переменных и ее можно представить в виде **степенной функции** вида  $f(x, y, z, \dots) = (x)^n \cdot (y)^k \cdot (z)^m \dots$ . Тогда для расчета ошибки косвенного измерения  $\Delta f$  можно использовать формулу (**постоянные сомножители отбрасываются**):

$$\Delta f = f_{\text{cp}} \sqrt{\left(\frac{n \cdot \Delta x}{x_{\text{cp}}}\right)^2 + \left(\frac{k \cdot \Delta y}{y_{\text{cp}}}\right)^2 + \dots + \left(\frac{m \cdot \Delta z}{z_{\text{cp}}}\right)^2},$$

где  $x_{\text{cp}}, y_{\text{cp}}, z_{\text{cp}} \dots$  – средние значения величин прямых измерений,  $\Delta x, \Delta y, \Delta z \dots$  – абсолютные ошибки этих измерений,  
 $f_{\text{cp}} = (x_{\text{cp}})^n \cdot (y_{\text{cp}})^k \cdot (z_{\text{cp}})^m \dots$  – среднее значение величины  $f$ .

Описанную выше методику рассмотрим на примере формулы для расчета ускорения тела.

$$a(h, t) = \frac{2h}{t^2}$$

Преобразуем формулу следующим образом:  $a(h, t) = \frac{2h}{t^2} = 2h^1 t^{-2}$ .

Отбрасываем постоянный сомножитель 2.

Используя формулу метода, получаем абсолютную погрешность:

$$\Delta a = a_{\text{cp}} \sqrt{\left(\frac{1 \cdot \Delta h}{h_{\text{cp}}}\right)^2 + \left(\frac{-2 \cdot \Delta t}{t_{\text{cp}}}\right)^2} = a_{\text{cp}} \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h_{\text{cp}}}\right)^2 + \left(\frac{-2 \cdot \Delta t}{t_{\text{cp}}}\right)^2}.$$

Относительная погрешность:

$$\varepsilon_a = \frac{\Delta a}{a_{\text{cp}}}.$$

**2 метод. Нахождение погрешности путем логарифмирования и последующего дифференцирования расчетной формулы.**

Пусть величина косвенных измерений является функцией нескольких переменных и определяется по формуле, включающей в себя сумму (разность) величин прямых измерений. Например, площадь трапеции определяется по

формуле  $S = \frac{1}{2} h(a + b)$ , где  $h$  – высота,  $a, b$  – длины оснований трапеции.

Для нахождения абсолютной погрешности в определении площади трапеции выполним следующую последовательность действий.

а) Логарифмируем расчетную формулу  $\ln S = \ln \frac{1}{2} + \ln h + \ln(a + b)$ .

При логарифмировании используем следующие свойства логарифмов:

$$\ln(a \cdot b) = \ln a + \ln b$$

$$\ln \frac{a}{b} = \ln a - \ln b$$

$$\ln(a^n) = n \cdot \ln a.$$

б) Дифференцируем полученное выражение, учитывая, что последнее слагаемое является функцией двух переменных:

$$\frac{dS}{S} = \frac{dh}{h} + \frac{da}{a+b} + \frac{db}{a+b}.$$

в) Заменяя дифференциалы соответствующими абсолютными погрешностями величин прямых измерений, возводя каждое слагаемое в квадрат и извлекая из каждой части квадратный корень, получим:

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S_{cp}}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a_{cp} + b_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{a_{cp} + b_{cp}}\right)^2}.$$

Относительная погрешность измерений:

$$\varepsilon_s = \frac{\Delta S}{S_{cp}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a_{cp} + b_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{a_{cp} + b_{cp}}\right)^2}.$$

Абсолютная погрешность измерений:

$$\Delta S = S_{cp} \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a_{cp} + b_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{a_{cp} + b_{cp}}\right)^2}.$$

**3 метод. Определение погрешности косвенных измерений через полный дифференциал функции многих переменных с последующей заменой дифференциалов соответствующими погрешностями.**

Метод удобно использовать, если искомая величина является тригонометрической функцией нескольких (одной) переменных. Абсолютную ошибку косвенного измерения  $\Delta f$  можно вычислить по формуле:

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \cdot \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \cdot \Delta y\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \cdot \Delta z\right)^2}.$$

Здесь  $\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \dots, \frac{\partial f}{\partial z}$  – частные производные функции  $f=f(x, y, \dots, z)$ .

Например, интенсивность света, прошедшего через поляризатор, определяется  $I = I_0 \cos^2 \alpha$ .

Тогда

$$\frac{dI}{d\alpha} = 2I_0 \cos \alpha \cdot (-\sin \alpha) = -I_0 \sin(2\alpha).$$

Абсолютная погрешность измерений:

$$\Delta I = \sqrt{(-I_0 \sin(2\alpha) \cdot \Delta \alpha)^2}.$$

Погрешность в определении углов следует подставлять в радианах:  $[\Delta \alpha] = [rad]$ .

Относительная погрешность измерений:

$$\varepsilon_I = \frac{\Delta I}{I_{cp}}.$$

### ПРАВИЛА ОКРУГЛЕНИЯ ПРИ ЗАПИСИ РЕЗУЛЬТАТА

Измерения всегда приводят к приближенным значениям физических величин. При проведении математических операций часто также получают приближенные значения. Приближенные числа можно округлять, если это не окажет вредного влияния на практический результат. При округлении приближенных чисел необходимо руководствоваться следующими правилами.

**1. Косвенные измерения не могут быть точнее прямых измерений** (количество знаков после запятой в косвенных и прямых измерениях должно быть **одинаковым**). В промежуточных вычислениях можно оставлять одну запасную цифру для уменьшения ошибки округления. В окончательном результате эта запасная цифра отбрасывается.

**2.** Если первая из отбрасываемых цифр больше или равна 5, то последняя цифра увеличивается на единицу. В противном случае последняя сохраняемая цифра не изменяется.

3. При сложении и вычитании, умножении и делении в полученном результате сохраняют столько десятичных знаков, сколько их содержится в числе с наименьшим количеством десятичных знаков.

4. В результате расчета значений функций вида  $x^n$ ,  $\sqrt[n]{x}$ ,  $\ln(x)$  результат должен содержать столько значащих цифр, сколько их имеет число  $x$ .

5. В первую очередь округляют погрешность  $\Delta X$ , только затем округляют саму приближенную величину  $X$ . После округления количество знаков после запятой в погрешности  $\Delta X$  и среднем значении величины  $X_{cp}$  должно быть одинаковым.

## ГРАФИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

При обработке полученного экспериментального материала для того, чтобы получить наглядное представление о зависимости одной физической величины от другой, часто прибегают к построению графиков. Графиками пользуются также для быстрого нахождения значения одной величины по данному значению другой величины. Для построения графиков чаще всего используют декартову систему координат. Графики экспериментальных зависимостей всегда строятся с учетом погрешности измерений.

### Основные требования, предъявляемые к построению графиков

1. Графики строятся **карандашом** на миллиметровой бумаге или белой бумаге, на которую печатным способом нанесена координатная сетка. Допускается построение графиков методами компьютерной графики, но и в этом случае графики должны соответствовать всем изложенным требованиям.

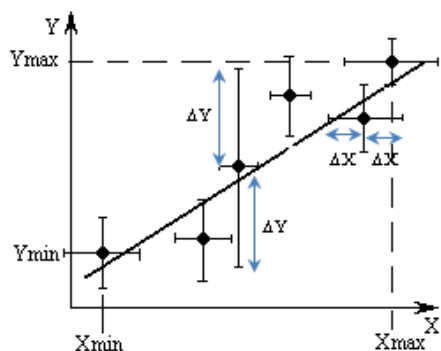
2. На координатных осях должны быть указаны обозначения откладываемых величин и единицы их измерения.

3. Начало координат, если это оговорено особо, может не совпадать с нулевыми значениями величин. Его выбирают таким образом, чтобы площадь чертежа была использована **максимально**.

4. Перед построением графика для каждой из шкал необходимо **выбрать масштаб**. Масштабные деления на координатных осях нужно наносить **равномерно**, то есть через **равные** промежутки. Масштаб выбирают таким образом, чтобы кривая была равномерно растянута вдоль обеих осей. Если график представляет собой прямую, то угол ее наклона к осям должен быть близок к  $40^\circ - 60^\circ$ .

5. После выбора и нанесения на оси масштаба, наносятся значения физических величин. Экспериментальные точки изображаются четко и крупно маркерами (в виде кружков, прямоугольников, крестиков и т. д.). Координаты экспериментальных точек на осях **не указывают**, а линии, определяющие эти координаты, **не проводят**, так как это загромождает график и затрудняет работу с ним. Затем от каждой точки вверх и вниз, вправо и влево откладывают в виде отрезков соответствующие абсолютные погрешности измерений **в масштабе графика** (рис. 1).

6. После нанесения экспериментальных точек строится график, то есть проводится **предсказанная теорией плавная кривая** или **прямая** так, чтобы она пересекала все отложенные на графике отрезки, соответствующие абсолютным погрешностям измерений.



**Рисунок 1** – Нанесение экспериментальных точек и погрешностей на график

При значительном разбросе экспериментальных точек кривую (прямую) следует проводить не по точкам, а между ними. Причем, количество точек по обе стороны от нее должно быть одинаковым. Суммы отклонений величин экспериментальных точек снизу и сверху кривой должны быть близки. Исключение составляют градуировочные графики, которые следует аппроксимировать между точками, нанесенными без погрешностей.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. **Трофимова Т.И.** Курс физики.- М.: Высшая школа, 2002, 2003.- 542 с.
2. **Детлаф А.А.** Курс физики: [учеб. пособие для втузов] / Детлаф А.А., Яворский Б.М. – 4 изд. исправ. М.: Высшая школа, 2002.- 718с.
3. **Савельев И.В.** Курс общей физики: [учеб. пособие для вузов по техн. направлениям и специальностям]: в 4 т./ И.В. Савельев. М.: КНОРУС, 2009 – т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. - 2009. - 570 с.
4. **Савельев И.В.** Курс общей физики: [учеб. пособие для вузов по техн. направлениям и специальностям]: в 4 т./ И.В. Савельев. М.: КНОРУС, 2009 – т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. - 2009. - 359 с.

---

*Людмила Николаевна Агейкова*

*Анатолий Валерьевич Векман*

*Наталья Михайловна Гурова*

*Сергей Леонидович Кустов*

*Вероника Викторовна Романенко*

*Евгения Владимировна Черных*

*Владимир Леонидович Орлов*

*Михаил Афлахович Гумиров*

Лабораторные работы по физике.

Часть II. Электромагнетизм. Колебания и волны. Оптика, атомная физика.

Учебное пособие и методические указания по выполнению лабораторных работ для студентов очной формы обучения.