

**Приложение 4.1. Сборник лабораторных работ,  
утвержденный Учебной частью «НИУ «МЭИ»**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

---

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»

---

**В.А. ПАРШИН, М.В. САПРОНОВ, Н.М. СКОРНЯКОВА, Д.Г. СЫЧЁВ**

**ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ  
ПО ОБЩЕМУ КУРСУ ФИЗИКИ ДЛЯ ШКОЛЬНИКОВ  
Часть 1**

Учебное пособие для школьников старших классов в классах инженерной,  
технической и физико-математической направленностей

Москва  
НИУ «МЭИ»  
2016

УДК 535

*Подготовлено на кафедре физики им. В.А. Фабриканта  
Утверждено Учебной частью «НИУ «МЭИ» в качестве учебного пособия  
для учащихся инженерных классов*

**В.А. Паршин, М.В. Сапронов, Н.М. Скорнякова, Д.Г. Сычёв.**

Лабораторные работы по общему курсу физики для школьников: Учебное пособие для школьников старших классов в классах инженерной, технической и физико-математической направленностей. – М.: МЭИ, 2016.

В учебное пособие включены описания 15 двухчасовых лабораторных работ по общему курсу физики (разделы «Механика и молекулярная физика», «Электричество и магнетизм», «Оптика»), Лабораторные работы предназначены для выполнения школьниками старших классов на кафедре физики национального исследовательского университета «МЭИ».

Учебное пособие может применяться при расширенном изучении разделов общего курса физики в классах инженерной, технической и физико-математической направленностей.

© Национальный исследовательский  
университет «МЭИ», 2016

## Содержание

### Лабораторные работы, рекомендуемые

#### к выполнению с 10-го класса

6

Лабораторная работа № 1 «Определение средней силы сопротивления грунта и изучение неупругого соударения груза и сваи на модели копра»

6

Лабораторная работа № 2 «Определение отношения теплоёмкостей  $C_p/C_V$  газов»

12

Лабораторная работа № 3 «Исследование электрического поля с помощью электролитической ванны»

20

Лабораторная работа № 4 «Определение удельного заряда электрона»

25

### Лабораторные работы, рекомендуемые

#### к выполнению с 11-го класса

35

Лабораторная работа № 5 «Измерение длины световой волны с помощью бипризмы Френеля»

35

Лабораторная работа № 6 «Определение длины волны света методом колец Ньютона»

44

Лабораторная работа № 7 «Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки»

50

Лабораторная работа № 8 «Изучение дифракции в параллельных лучах»

56

Лабораторная работа № 9 «Изучение линейной дисперсии спектрального прибора»

63

Лабораторная работа № 10 «Изучение дифракции света на одной щели. Дифракция Фраунгофера»

69

Лабораторная работа № 11 «Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки»

77

|                                                                                                             |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Лабораторная работа № 12 «Изучение поляризации света. Закон Малюса»                                         | 86  |
| Лабораторная работа № 13 «Измерение длины волны лазерного излучения интерференционным методом (метод Юнга)» | 97  |
| Лабораторная работа № 14 «Измерение длины световой волны с помощью колец Ньютона»                           | 106 |
| Лабораторная работа № 15 «Изучение законов фотоэффекта и определение постоянной Планка»                     | 119 |

## Лабораторная работа № 1

### Определение средней силы сопротивления грунта и изучение неупругого соударения груза и сваи на модели копра

В настоящей работе определяется средняя сила сопротивления грунта при забивании сваи. Кроме того, в работе оценивается доля энергии, затраченная на деформацию тел при их неупругом соударении, и рассчитывается величина внутренней силы, действующей на груз во время соударения. При расчётах используются законы сохранения импульса и механической энергии, а также закон изменения механической энергии. Измерения проводятся на модели копра.

#### 1. Описание установки и метода измерений

Для расчётов измеряют высоту падения груза до удара о сваю и величину последующего перемещения сваи до остановки.

Модель копра схематически представлена на рис. 1. Груз **1** может двигаться по направляющей стальной струне **2**. Падая с некоторой высоты, груз **1** ударяется о сваю **3** и забивает её в «грунт». Сила сопротивления между сваяй и «грунтом» создаётся за счёт силы нормального давления со стороны пружины **4** на втулку, играющую роль грунта. Меняя деформацию пружины с помощью винта **5**, можно изменять силу нормального давления.

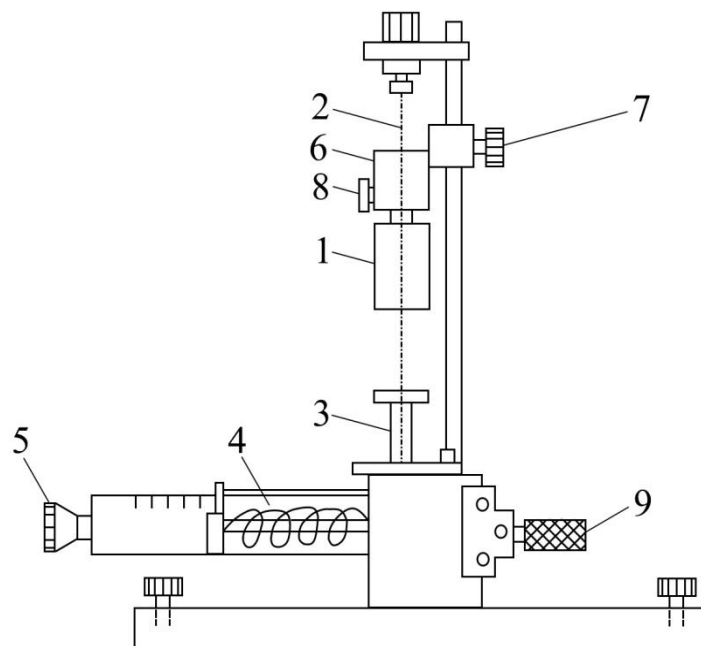


Рис. 1 – Модель копра

Замок 6, удерживающий груз 1 на требуемой высоте, передвигается по направляющей 2 и закрепляется стопорным винтом 7. Освобождение груза происходит нажатием клавиши 8 замка 6.

Нажимая вниз рычаг 9, снимают давление со сваи.

При определении силы сопротивления грунта следует последовательно рассмотреть три этапа процесса забивки сваи:

1. Свободное падение груза до удара (трением между грузом и вертикальной направляющей пренебрегаем).
2. Неупругое соударение между свайей и грузом.
3. Совместное движение сваи и груза после удара до остановки.

При падении груза с высоты  $H$  полная механическая энергия системы груз-земля сохраняется, поэтому можно записать

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} = m_1 g H, \quad (1)$$

где  $m_1$  – масса груза,  $v_1$  – скорость груза непосредственно перед ударом о сваю. Отсюда следует, что

$$v_1 = \sqrt{2gH}. \quad (2)$$

На втором этапе происходит неупругое соударение груза со свайей. При этом в условиях данной работы можно считать, что суммарный импульс системы взаимодействующих тел груз-свая сохраняется, так как сумма внешних сил, действующих на каждое из тел системы, много меньше сил взаимодействия между телами, возникающих при ударе. Действием внешних сил за время удара на рассматриваемую систему тел можно пренебречь. Система тел, в которой выполняется указанное условие, считается приближённо замкнутой. Следовательно,

$$m_1 v_1 = (m_1 + m_2) v_2, \quad (3)$$

где  $m_2$  – масса сваи,  $v_2$  – общая скорость сваи и груза после удара.

Из (2) и (3) получаем

$$v_2 = \frac{m_1 v_1}{(m_1 + m_2)} = \frac{m_1}{(m_1 + m_2)} \sqrt{2gH}. \quad (4)$$

После неупругого удара груз и свая двигаются замедленно до полной остановки. На этом этапе сила сопротивления грунта, являющаяся диссипативной (неконсервативной), совершает работу. Следовательно, полная механическая энергия системы груз-свая-земля не

сохраняется. Изменение полной механической энергии  $W$  равно работе неконсервативных сил – в данном случае работа  $A_{\text{дис}}$  силы сопротивления грунта, т. е.

$$\Delta W = \Delta W_{\text{к}} + \Delta W_{\text{п}} = A_{\text{дис}}, \quad (5)$$

где  $W_{\text{к}}$ ,  $W_{\text{п}}$  – соответственно изменения кинетической и потенциальной энергий сваи и груза от начала их совместного движения до остановки

$$\Delta W_{\text{к}} = W_{\text{к}2} - W_{\text{к}1} = -\frac{(m_1 + m_2)v_2^2}{2}, \quad (6)$$

$$\Delta W_{\text{п}} = W_{\text{п}2} - W_{\text{п}1} = -(m_1 + m_2)gS, \quad (7)$$

где  $S$  – перемещение груза и сваи от начала их совместного движения до остановки.

На участке  $S$  средняя сила сопротивления грунта  $f$  совершает работу

$$A_{\text{дис}} = f \cdot S = f \cdot S \cdot \cos \alpha, \quad (8)$$

где угол  $\alpha = \pi$ , так как направления силы и перемещения взаимно противоположны. Следовательно,

$$A_{\text{дис}} = -f \cdot S.$$

Подставляя (6) – (8) в уравнение (5), получаем

$$-\frac{(m_1 + m_2)v_2^2}{2} - (m_1 + m_2)gS = -f \cdot S. \quad (9)$$

Разделив левую и правую части уравнения (9) на  $S$  и подставив значение  $v_2$  из (4), получим формулу для расчёта средней силы сопротивления грунта:

$$f = \left[ \left( \frac{m_1^2}{m_1 + m_2} \right) \frac{H}{S} + m_1 + m_2 \right] g. \quad (10)$$

Для расчета доли энергии, затраченной на деформацию при неупругом соударении груза и сваи, подсчитаем сначала потерю механической энергии на деформацию

$$\Delta W' = \Delta W'_{\text{к}} + \Delta W'_{\text{п}},$$

где

$$\Delta W'_{\text{к}} = W'_{\text{к}2} - W'_{\text{к}1} = \frac{(m_1 + m_2)v_2^2}{2} - \frac{m_1 v_1^2}{2}, \quad (11)$$

Изменение потенциальной энергии можно считать равным нулю ( $\Delta W'_{\text{п}} = 0$ ), так как смещение груза и сваи за короткое время соударения очень мало. Подставив в (11) значения скоростей из (2) и (4), получим

$$\Delta W' = \Delta W'_{\text{к}} = m_1 g H \left( \frac{m_1}{m_1 + m_2} - 1 \right) = -g H \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (12)$$

Разделив (12) на кинетическую энергию системы до удара  $W'_{\text{к1}}$ , получим формулу для расчёта доли механической энергии, затраченной на деформацию при неупругом ударе

$$\frac{\Delta W'}{W'_{\text{к1}}} = \frac{m_1 g H}{(m_1 + m_2) m_1 g H} \frac{m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2}. \quad (13)$$

Внутреннюю силу  $f^*$ , действующую в системе груз-свая во время неупругого соударения, находим, используя для груза  $m_1$  II закон Ньютона:

$$\frac{m_1 (v_2 - v_1)}{\Delta t} = m_1 g + f^*, \quad (14)$$

где  $t$  – время соударения. Как показали дополнительные измерения,  $t = 2 \cdot 10^{-4}$  с. Подставив значения скоростей из (2) и (4), получаем формулу для расчёта величины внутренней силы

$$f^* = \frac{m_1 \sqrt{2gH} \left( 1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)}{\Delta t}. \quad (15)$$

## 2. Порядок выполнения работы

1. При помощи винта 5 установить указатель пружины на деление  $l_1$ . Рекомендуемые значения  $l_1$  – 4, 5 и 6 делений шкалы пружины.
2. Поднять сваю до предела и подобрать наибольшую высоту  $H_1$  такую, чтобы после удара свая не касалась втулки.
3. Поднять груз на выбранную высоту и закрепить его в замке 6. Записать в ТАБЛ. 1 положения указателя пружины  $l$ , нижнего края груза  $H_1$ , указателя сваи  $H_2$  (РИС. 2).
4. Нажать клавишу 8, освобождая груз. Записать в табл. 2 положение указателя сваи  $H_3$  после удара.
5. Снять давление со сваи и поднять её до положения  $H_2$ . Повторить опыт при тех же значениях  $H_1$ ,  $H_2$  и  $l_1$  5 раз.
6. Вторую серию измерений провести при тех же значениях  $l_1$  и  $H_2$ , но уменьшить высоту падения груза (другое значение  $H_1$ ). Измерения проделать 5 раз, записывая в ТАБЛ. 2 значение  $H_3$ .
7. Провести третью серию измерений при тех же начальных положениях сваи и груза, что и во второй серии (П. 6), но изменить деформацию пружины. Указатель пружины установить на 6, 7 или 8-е деление шкалы,  $l = l_2$ . ТАБЛИЦУ 1 заполнить после заполнения ТАБЛ. 2.

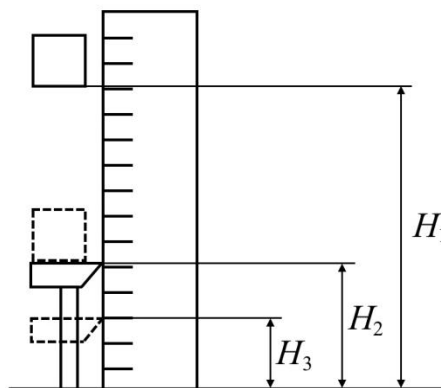


Рис. 2 – Падение груза

### Данные установки

$m_1 = \dots; m_2 = \dots; \Delta m_1 = \dots; \Delta m_2 = \dots$

Таблица 1

Исходные данные и результаты измерений  $H_3$ ,  $S$  и  $f$

| № серии | $l$ , дел. | $H_1$ , мм | $H_2$ , мм | $H = H_1 - H_2$ , мм | $H_3$ , мм | $S = H_2 - H_3$ , мм | $f$ , Н |
|---------|------------|------------|------------|----------------------|------------|----------------------|---------|
| 1       |            |            |            |                      |            |                      |         |
| 2       |            |            |            |                      |            |                      |         |
| 3       |            |            |            |                      |            |                      |         |

Таблица 2

Измерения  $H_3$

| № п/п   | 1-я серия  |                   | 2-я серия  |                   | 3-я серия  |                   |
|---------|------------|-------------------|------------|-------------------|------------|-------------------|
|         | $H_3$ , мм | $\Delta H_3$ , мм | $H_3$ , мм | $\Delta H_3$ , мм | $H_3$ , мм | $\Delta H_3$ , мм |
| 1       |            |                   |            |                   |            |                   |
| 2       |            |                   |            |                   |            |                   |
| 3       |            |                   |            |                   |            |                   |
| 4       |            |                   |            |                   |            |                   |
| 5       |            |                   |            |                   |            |                   |
| Среднее |            | —                 |            | —                 |            | —                 |

### 3. Обработка результатов измерений

- Для каждой серии опытов рассчитать значение  $S = H_2 - H_3$ , где  $H_3$  – среднее значение. Средние значения  $H_3$ ,  $S$  для каждой серии записать в ТАБЛ. 1.
- Рассчитать по формуле (10) значение  $f$  для каждой серии.
- По формуле (13) найти долю энергии, затраченную на неупругую деформацию тел.

4. По формуле (15) найти величину внутренней силы, действующей на груз во время соударения.
5. Сравнить величину внутренних сил с величиной внешних сил, найдя их отношение.

### **Контрольные вопросы**

1. На каких этапах процесса забивки сваи сохраняется механическая энергия системы груз-свая? На каких этапах механическая энергия не сохраняется?
2. Можно ли считать систему груз-свая замкнутой? Какие результаты, полученные в работе, позволяют считать систему груз-свая приближённо замкнутой?
3. При каком отношении между массами груза и сваи при неупругом ударе большая часть механической энергии пойдёт на забивку сваи, а потери энергии на деформацию будут невелики?
4. Зависит ли сила сопротивления от высоты  $H$ , с которой сбрасывается груз?
5. Зависит ли сила сопротивления от величины деформации пружины (т. е. от  $l$ )?

## Лабораторная работа № 2

### ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ $C_p/C_V$ ВОЗДУХА

**Цель работы:** изучение закономерностей изменения параметров газа при быстром сжатии, определение коэффициента Пуассона  $\gamma = C_p/C_V$  для воздуха и оценка применимости уравнения Пуассона  $p \cdot V^\gamma = \text{const}$  к изучаемому процессу.

#### 1. Описание установки и метода измерений

При сжатии постоянной массы газа в зависимости от условий теплообмена и скорости процесса можно получить различные законы, связывающие термодинамические параметры идеального газа. Если молярная теплоёмкость  $C$  идеального газа остается неизменной, процесс называется политропным и описывается уравнением:

$$pV^n = \text{const} \quad (1)$$

где  $p$  – давление газа,  $V$  – его объём,  $n$  – показатель политропы.

Предельными частными случаями политропного процесса являются изотермический процесс ( $n=1$ ,  $C=\pm\infty$ ) и адиабатический процесс ( $\delta Q=0$ ,  $n=\gamma$ ),  $Q$  – количество теплоты,  $T$  – абсолютная температура газа.

Равновесный адиабатный процесс сжатия или расширения газа происходит без теплообмена с окружающей средой и описывается уравнением Пуассона:

$$p \cdot V^\gamma = \text{const}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  – коэффициент Пуассона. Он определяется отношением молярных теплоёмкостей идеального газа при постоянном давлении  $C_p$  и постоянном объеме  $C_V$ :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}, \quad (3)$$

При *быстропротекающих процессах* теплообменом с окружающей средой можно пренебречь.

Общий вид установки и схема представлены на рис 1.

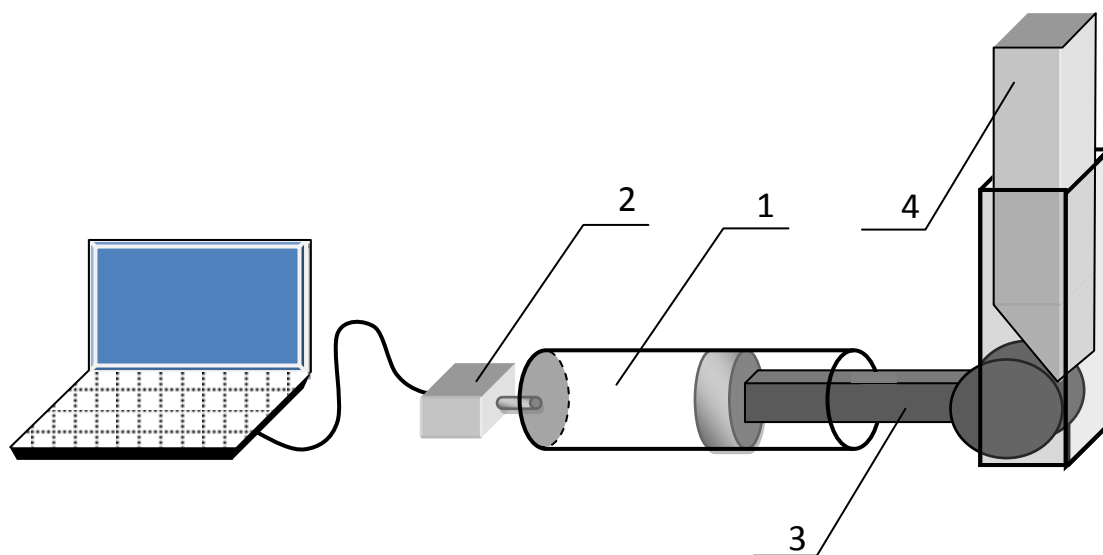
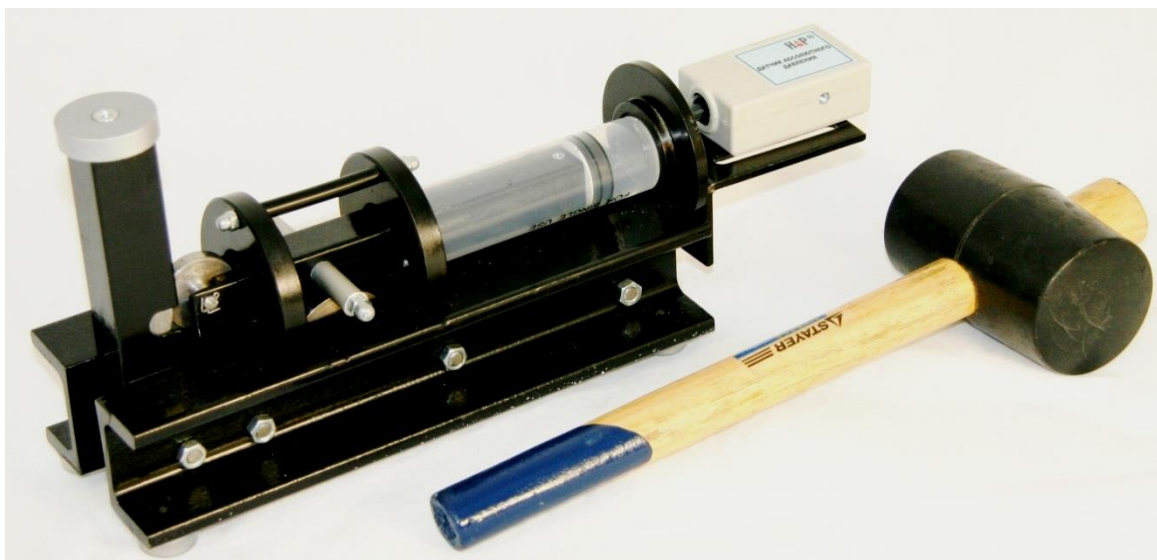


Рис. 1

Установка для изучения адиабатического процесса представляет собой пластиковый шприц объемом 50 мл (1), соединенный короткой трубкой с датчиком абсолютного давления (2). Установка содержит толкатель поршня шприца (3), который приводится в движение в горизонтальном направлении с помощью клина (4), движущегося вертикально. Влияние теплообмена газа со стенками сосуда, поршнем и окружающей средой можно минимизировать, осуществляя сжатие газа максимально быстро. Это достигается при ударе молотком по клину. За счет остановки толкателя в крайнем положении происходит фиксация конечного объема системы. Давление газа в сосуде постоянно регистрируется на протяжении опыта с помощью датчика давления, подключенного к компьютеру.

По полученным экспериментальным данным оценивается скорость теплообмена газа в шприце с окружающим воздухом, скорость движения поршня и делается вывод о возможности применения модели адиабаты для процесса сжатия. Далее рассчитывается значение  $\gamma$ .

В работе над газом проводятся следующие процессы (рис.2).

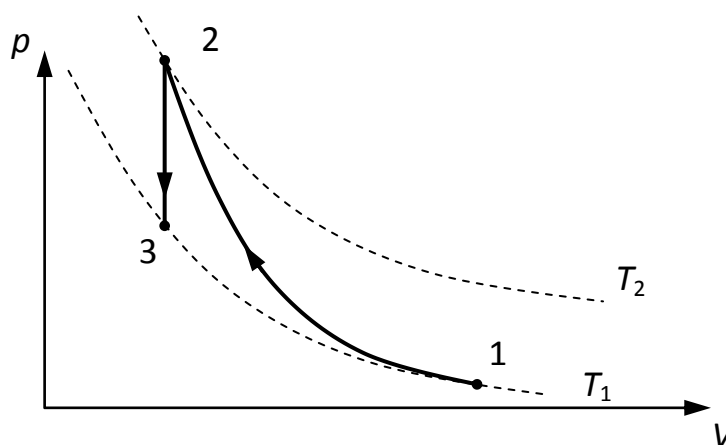


Рис. 2

Находящийся в сосуде при комнатной температуре газ сначала сжимается, переводится из состояния 1 в состояние 2, а затем при неизменном объеме он остывает до комнатной температуры (переводится из состояния 2 в состояние 3). Исходное давление газа ( $p_1$ ) и его объем ( $V_1$ ) связаны с параметрами, характеризующими систему в момент завершения адиабатического процесса ( $p_2$ ,  $V_2$ ), уравнением Пуассона:

$$p_1 \cdot V_1^\gamma = p_2 \cdot V_2^\gamma \quad (4)$$

Так как  $T_1 = T_3$  при неизменной массе газа под поршнем начальные параметры газа связаны с их значениями в состоянии 3 уравнением состояния идеального газа:

$$p_1 \cdot V_1 = p_3 \cdot V_2 \quad (5)$$

Из уравнений (4) и (5) находим коэффициент Пуассона  $\gamma$ .

Для этого возводим уравнение (5) в степень  $\gamma$ , делим на уравнение (4) и логарифмируем:

$$\gamma = \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\ln \frac{p_3}{p_1}}. \quad (6)$$

Результаты измерения давления выводятся на дисплей как функция времени. На первом этапе (время удара) давление резко возрастает, затем (время релаксации) – плавно уменьшается (рис. 3).

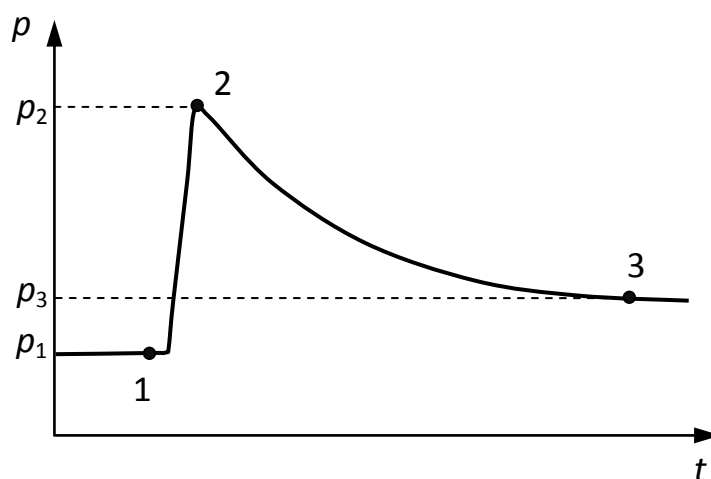


Рис. 3.

Регистрация данных во время сжатия газа производится с высокой скоростью (точки на экране следуют через 0,5 мс). На медленных стадиях процесса программа увеличивает интервал между выводимыми на экран точками до 20 мс. Внутри этого интервала проводится усреднение зарегистрированных значений.

Для участка резкого возрастания давления можно пользоваться уравнением адиабаты, только если этот процесс можно считать равновесным.

Поскольку зона неоднородности давления в газе «рассасывается» со скоростью звука  $v_{зв} \approx 340$  м/с, то необходимо убедиться, что скорость движения поршня в шприце существенно меньше скорости звука или показать, что время регистрации

экспериментальных точек на участке сжатия существенно превышает время  $\ell/v_{зв}$ , где  $\ell$  – размер столба газа в шприце.

## 2. Порядок выполнения работы

1. Разместите установку в удобном положении на столе так, чтобы можно было свободно ударять молотком по клину. С помощью соединительного кабеля подключите датчик давления к USB-порту компьютера.

2. Включите компьютер. Запустите программу «Практикум для вузов» . В окне "Выбор эксперимента" (кнопка ), загрузите сценарий эксперимента «Измерение отношения  $C_p/C_v$  воздуха».

3. Убедитесь, что поршень шприца находится в крайнем положении, соответствующем объему газа в нем примерно  $V_1 = 25 - 30$  мл.

4. Измерьте длину воздушного столба  $\ell_1$ .

5. Вставьте клин в толкатель поршня.

6. Непосредственно перед ударом, включите запись данных (кнопка ), подтвердите очистку таблицы накопления данных. Резко ударьте молотком по клину.

7. Остановите регистрацию данных через 5–10 секунд после выхода давления газа на стационарное значение (кнопка ). Полученный график должен соответствовать графику на рис.3. При необходимости переделайте опыт.

8. Измерьте длину воздушного столба  $\ell_2$ .

9. Извлеките клин из толкателя поршня. Это необходимо для поддержания работоспособности установки на протяжении всего срока службы.

10. Для обработки графика измените его масштаб. Для этого необходимо выделить область экрана (клавиша **Alt** + левая клавиша мыши) и увеличить фрагмент экспериментальной зависимости  $p(t)$  (операцию можно повторить многократно). Вернуть масштаб графика к исходному можно двойным щелчком левой клавиши мыши на поле графика.

## Обработка результатов измерений

1. Результаты измерений занесите в таблицу 1

Таблица 1

| № пп | $\ell_1$ , мм | $\ell_2$ , мм | $t_{сж}$ , с | $p_1$ , кПа | $p_2$ , кПа | $p_3$ , кПа | $\tau$ , с | $\gamma$ |
|------|---------------|---------------|--------------|-------------|-------------|-------------|------------|----------|
| 1    |               |               |              |             |             |             |            |          |
| ...  |               |               |              |             |             |             |            |          |

2. Перенесите нужные значения давления и моментов времени, в которые они зафиксированы, на вкладку **Таблица** окна **Обработка данных** (рис. 4). Для этого желтый вертикальный маркер устанавливается в нужном месте кривой (указатель мыши подводится к нужной точке графика и нажимается левая кнопка мыши). Данные, соответствующие пересечению маркера с зарегистрированной кривой, переносятся в таблицу нажатием на кнопку «Ввод данных в таблицу» (  ), располагающейся в правом верхнем углу графика.

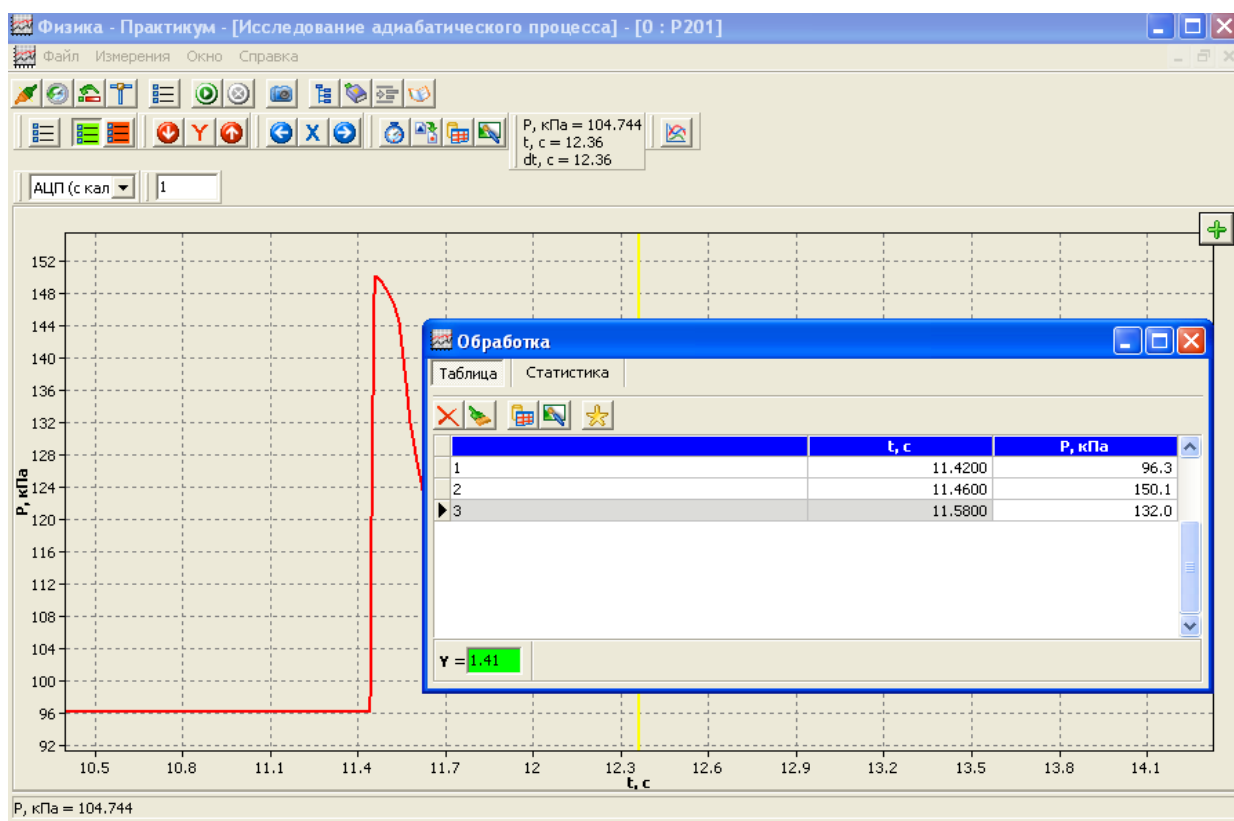
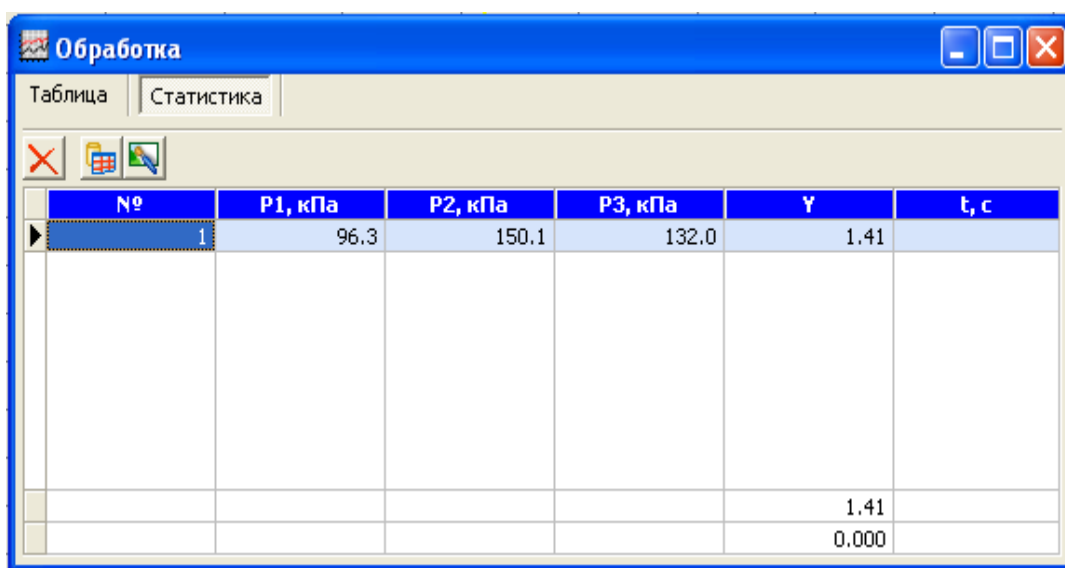


Рис. 4

Регистрацию точек на кривой следует проводить в той последовательности, которая соответствует строкам в Таблице, т.е. 1, 2, 3. Перед записью в таблицу второй и третьей точки необходимо устанавливать маркер строки таблицы в свободную строку, в которую и будет произведена запись.

3. После заполнения всех трех строк на вкладке Таблица требуется вычислить значение  $\gamma$  на калькуляторе по формуле (6), округлить его до сотых и ввести в окно  $\gamma =$  в нижней части вкладки **Таблица** (рис. 4). Если значение  $\gamma$  вычислено в соответствии с данными таблицы верно, то окошко для ввода окрасится в зеленый цвет, станет активной кнопка с изображением звездочки  над таблицей. Нажав эту кнопку, Вы переведете данные с вкладки **Таблица** на вкладку **Статистика** (рис. 5). При повторных попытах значение  $\gamma$  будет вычисляться автоматически на основании вносимых Вами на вкладку Таблица данных после нажатия кнопки .



| № | P1, кПа | P2, кПа | P3, кПа | γ     | t, c |
|---|---------|---------|---------|-------|------|
| 1 | 96.3    | 150.1   | 132.0   | 1.41  |      |
|   |         |         |         |       |      |
|   |         |         |         | 1.41  |      |
|   |         |         |         | 0.000 |      |

Рис. 5

4. Измерьте время сжатия газа  $t_{сж}$  (обозначено как  $dt$  в рабочем окне программы). Для этого установите первый маркер (зеленого цвета) на последнюю точку, соответствующую давлению  $p_1$  (подведите к этой точке указатель и нажмите правую кнопку мыши). Вторым маркер (желтого цвета) устанавливается левой кнопкой мыши в точке, соответствующей максимальному давлению ( $p_2$ ). Занесите результат измерения в последний столбец таблицы **Статистика** (с клавиатуры) и в бумажный отчет. Сохранение этого времени до этапа анализа полученных данных позволяет исключить из рассмотрения результаты, когда сжатие газа осуществилось недостаточно быстро.

5. Рассчитайте среднюю скорость движения поршня:

$$v_{cp} = \frac{l_1 - l_2}{t_{сж}}$$

Сравните ее со скоростью звука. Распространение звука является неравновесным процессом. Скорость распространения звуковой волны в воздухе дает представление о скорости изменения концентрации. Сделайте вывод о равновесности процесса сжатия.

6. Охлаждение газа на второй стадии процесса происходит при постоянном объеме. Для оценки скорости этого процесса в окне регистрации данных (окно с графиком зависимости давления от времени) имеется кнопка с изображениями кривых , позволяющая аппроксимировать выбранный участок графика экспоненциальной зависимостью вида:

$$p = p' + p'' \exp\{-t/\tau\},$$

где  $\tau$  – постоянная времени процесса охлаждения.

С помощью двойного маркера выделите участок графика, соответствующий уменьшению давления в изохорическом процессе (см. рис. 6.) Вывод аппроксимирующей кривой и ее уравнения осуществляется нажатием кнопки с изображением кривых .

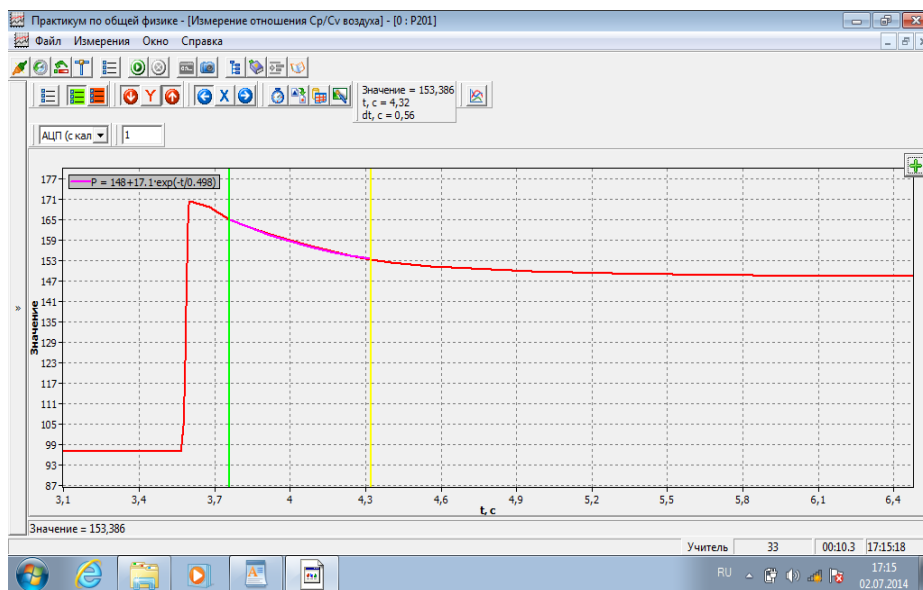


Рис.6

7. Занесите в отчет уравнение кривой и значение постоянной времени. Сопоставьте постоянную времени со временем сжатия. Сделайте вывод о применимости к сжатию модели адиабатического процесса.

8. Повторите эксперимент еще 2 раза, каждый раз заполняя бумажный отчет и ячейки на вкладке **Таблица** и отправляя результаты измерений в таблицу на вкладке **Статистика**. Стереть заполненные строки или очистить всю таблицу для внесения данных нового

эксперимента можно, используя кнопку  или  на вкладке **Таблица**. В нижней части таблицы на вкладке **Статистика** выводится вычисленное автоматически среднее арифметическое значение коэффициента Пуассона.

9. Если при заполнении таблицы на вкладке **Статистика** одно из полученных значений  $\gamma$  заметно отличается от остальных, проверьте значение времени процесса сжатия для этой точки. Если процесс осуществлен за больший по сравнению с остальными интервал времени, то следует повторить опыт, предварительно стерев строку в таблицу **Статистика**.

## Лабораторная работа № 3

### Исследование электрического поля с помощью электролитической ванны

**Цель работы:** экспериментальное исследование электростатического поля заряженных тел различной конфигурации и описание его с помощью эквипотенциальных и силовых линий.

В данной работе требуется опытным путем выявить расположение эквипотенциалей нескольких типов полей и далее перейти к построению картины силовых линий.

#### 1. Введение

Электростатическое поле характеризуется в каждой точке пространства вектором напряжённости поля  $\vec{E}$  и потенциалом  $\varphi$ .

**Напряжённость поля** равна  $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$ , где  $\vec{F}$  – сила, действующая на неподвижный точечный положительный заряд  $q$ , находящийся в данной точке поля.

**Разность потенциалов** равна  $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{1-2}}{q}$ , где  $A_{1-2}$  – работа, совершаемая силами поля при перемещении точечного положительного заряда  $q$  по произвольному пути из точки 1 в точку 2. Если положить потенциал какой-либо точки поля равным нулю, то потенциалы всех прочих точек поля определятся однозначно. Тогда потенциал данной точки поля будет численно равен работе, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного точечного заряда из данной точки в ту, где значение потенциала условно принято за нуль. В общем случае напряженность и потенциал меняются от точки к точке.

Для однородного поля ( $\vec{E} = \text{const}$ ) формула, связывающая его потенциал и напряженность, имеет вид  $\varphi_1 - \varphi_2 = \vec{E}\vec{l}$  ( $\vec{l}$  – перемещение). Если поле неоднородно, то около любой точки  $B$  можно выбрать настолько малые перемещения  $\Delta\vec{l}$ , что поле в пределах этих перемещений можно считать однородным. Тогда

$$-\Delta\varphi = -(\varphi - \varphi_B) = \vec{E}\Delta\vec{l} = E \cdot \cos(\vec{E}\Delta\vec{l})\Delta l = E_l\Delta l,$$

где  $\Delta\varphi$  – изменение потенциала при смещении из точки  $B$  на  $\Delta\vec{l}$ , а  $E_l$  – проекция вектора  $\vec{E}$  на направление смещения  $\Delta\vec{l}$ . Из последнего равенства имеем

$$E_l = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}. \quad (1)$$

Соотношение (1) позволяет находить проекцию напряжённости поля на любые направления в произвольной точке  $B$ , если известны значения потенциалов в окрестности этой точки. Знак минус указывает на то, что в направлении  $\vec{E}$  потенциал убывает.

Графически электростатическое поле изображается силовыми линиями и эквипотенциальными поверхностями. На (рис. 1) представлено поле равномерно заряженных сферы и плоскости. Непрерывными линиями, называемыми *силовыми линиями* поля, показано направление действия кулоновских сил на положительный точечный заряд. В каждой точке поля вектор  $\vec{E}$  направлен по касательной к силовой линии, а его величина пропорциональна густоте силовых линий в окрестности рассматриваемой точки.

**Эквипотенциальная поверхность** является геометрическим местом точек с одинаковым потенциалом. Если заряд перемещается в направлении  $\Delta\vec{l}$ , перпендикулярном силовой линии, т. е. вектору  $\vec{E}$ , то  $E_l = 0$  и  $\varphi = \text{const}$ . Следовательно, во всех точках кривой, расположенной нормально к силовым линиям, потенциал одинаков, т. е. эквипотенциальные поверхности везде нормальны к силовым линиям. Эквипотенциальные поверхности изображаются линиями их пересечения с плоскостью чертежа. Эти линии называются эквипотенциалами. Они представлены на (рис. 1) пунктирными линиями.

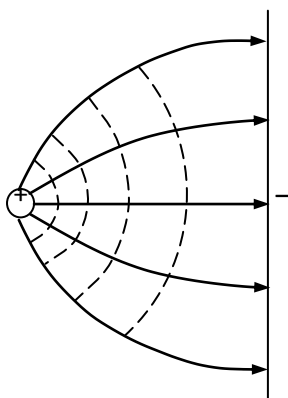


Рис. 1 – Графическое представление электростатического поля равномерно заряженных сферы и плоскости

## 2. Описание установки и метода измерений

Аналитический расчёт электростатических полей при сложной конфигурации электродов представляет большие трудности и для ряда случаев невыполним. В то же время при конструировании электронных, ионных и многих других приборов очень важно знать

характер распределения поля между электродами сложной формы. Поэтому эту задачу решают либо на ЭВМ, либо экспериментально.

В основе данной работы лежит метод моделирования электростатического поля. Сущность этого метода заключается в замене электростатического поля неподвижных зарядов полем стационарного тока в слабопроводящей среде. С этой целью в электролит с малой удельной проводимостью погружают электроды и прикладывают к ним разность потенциалов. Форма и взаимное расположение электродов должны быть такими же, как форма и расположение заряженных тел, создающих изучаемое электростатическое поле. Теоретический анализ показывает, что в этом случае существует аналогия между распределением потенциалов в поле тока в однородной слабопроводящей среде и в электростатическом поле.

При условии, что удельная проводимость электролита много меньше, чем проводимость электродов, то электроды (проводники) будут иметь во всех точках практически один и тот же потенциал, и силовые линии электрического поля внутри проводящей среды будут нормальны к поверхности электродов, как и в электростатическом поле

Для большей простоты эксперимента проводят исследование так называемого плоского поля, не зависящего от одной из трех координат, например,  $z$ . В таком поле потенциал постоянен вдоль любой вертикальной линии. В этом случае для изучения распределения потенциала используют вертикальные тонкие металлические стержни – зонды, вводимые внутрь поля. Такие зонды не искажают плоское поле.

Установка для изучения модели электрического поля представлена на рис. 2. Установка состоит из ванны **1** с электролитом (водопроводной водой), электродов  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$ , зонда **3**, индикаторного прибора **ИП**, переменных сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ , пантографа **2** и источника переменного напряжения  $U$ . Применение переменного напряжения удобно для проведения измерений, а также позволяет избежать поляризации электродов, приводящей к искажению поля. При постоянном токе происходил бы процесс электролиза и на электродах выделялись бы составные части электролита. В результате напряжение между электродами в течении измерений менялось бы и измерения были бы менее точными.

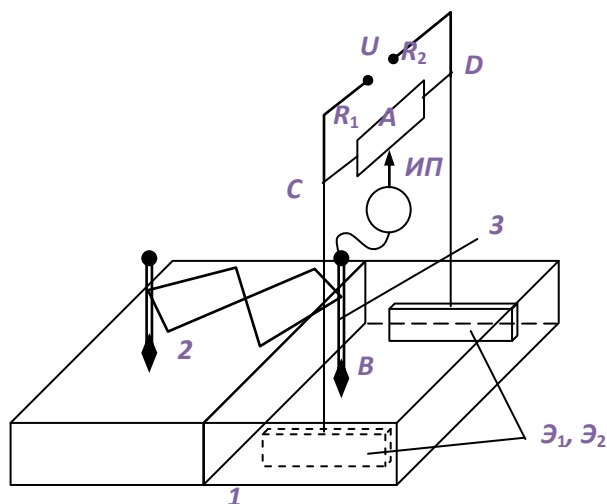


Рис. 2

Источник питания  $U$  оснащен переключателем, который устанавливает потенциал зонда  $З$ , изменяя величины сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ .

Индикаторным прибором **ИП** служит осциллограф. При включении напряжение на его экране появляется эллипс, большая ось которого изменяет свое положение при перемещении зонда в ванне. В том случае, когда ось эллипса ориентирована горизонтально, потенциал зонда совпадает с потенциалом точки ванны, в которой он находится. Если найти достаточное количество точек равного потенциала, их можно соединить эквипотенциальной линией.

Положение точек равного потенциала фиксируют на миллиметровой бумаге с помощью пантографа (см. рис. 2). **Пантограф** – прибор, служащий для копирования рисунков с изменением или без изменения масштаба оригинала. Система рычагов на шарнирах обеспечивает перемещение иглы (карандаша) по бумаге. При движении зонда вдоль эквипотенциали на поверхности воды карандаш отмечает ряд точек, повторяя форму эквипотенциали на бумаге. Масштаб изображения определяют как отношение длин плеч рычагов.

### 3. Порядок выполнения работы

1. Устанавливают электроды в ванне так, чтобы они выступали из воды на 2-3 мм.
2. Укрепив на столе пантографа лист миллиметровки, отмечают на ней положение электродов. Для этого, обязательно отключив напряжение  $U$ , приближают зонд вплотную к электроду и с помощью пантографа отмечают на бумаге несколько точек. По ним проводят линию, изображающую пересечение электрода с поверхностью воды.

3. Включают источник питания, устанавливают напряжение 10-20 В и записывают значение напряжения  $U$ .
4. Наблюдают за изображением эллипса на экране осциллографа. Величину оси эллипса регулируют ручкой «Усиление» осциллографа. Добиваются расположения эллипса в центре экрана с помощью ручек «смещ.  $X$ », «смещ.  $Y$ ». Остальные ручки осциллографа влияния на изображение не оказывают.
5. Снимают картины 2-3 полей (форма и расположение электродов задаются преподавателем). Для этого устанавливают движок потенциометра так, чтобы потенциал зонда составлял  $0,1U$  (или  $0,2U$ ). Перемещая зонд, с помощью пантографа отмечают карандашом на бумаге точки, соответствующие данной, эквипотенциали. Точки отмечают для тех положений зонда, при которых прямая (или большая ось эллипса) занимает горизонтальное положение.
6. Повторяют действия п. 5 для других эквипотенциалей через каждые  $0,1U$  ( $0,2U$ ). Для этого перемещают движок на одно (два) деление вдоль всего потенциометра.

#### 4. Обработка результатов измерений

1. Снимают лист миллиметровки и по найденным точкам прочерчивают эквипотенциали, для каждой из них отмечая соответствующее ей значение потенциала в долях  $U$  [см. формулу (3)].
2. Проводят силовые линии нормально к эквипотенциалам, в том числе и к электродам: поверхность одного из электродов разбивают с равным шагом и далее по нормальям из этих точек проводят искомые силовые линии.
3. По экспериментальным точкам строят график зависимости потенциала от расстояния по произвольному направлению  $\varphi(l)$  для двух случаев: поля двух цилиндров, поля двух плоскостей (или для любой другой формы электродов, указанной преподавателем). За начало отсчета расстояния принять электрод с нулевым потенциалом.

#### 5. Контрольные вопросы

1. Дайте определение напряжённости, разности потенциалов, потенциала электрического поля.
2. Какова интегральная и дифференциальная связь между напряжённостью и потенциалом?
3. Что называется силовой линией, эквипотенциальной поверхностью, эквипотенциалью? Каково их взаимное расположение?

4. Объясните принцип работы установки; чему равен потенциал точки поля, если ось эллипса горизонтальна?
5. Каковы физические условия возможности замены электростатического поля неподвижных зарядов электрическим полем стационарного тока?

## Лабораторная работа № 4

### ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА

**Цель работы:** экспериментальное измерение удельного заряда электрона, расчёт траектории движения заряженной частицы в электрическом и магнитном полях.

#### Введение

Если в пространстве существует электромагнитное поле, характеризующееся напряжённостью электрического поля  $\vec{E}$  и индукцией магнитного поля  $\vec{B}$ , то это поле действует на частицу, имеющую электрический заряд  $q$  и движущуюся со скоростью  $\vec{v}$ , с силой Лоренца

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

Здесь  $\vec{F}_1 = q\vec{E}$  – электрическая составляющая силы Лоренца,  $\vec{F}_2 = q[\vec{v}\vec{B}]$  – её магнитная составляющая.

В данной лабораторной работе заряженная частица – электрон – сначала разгоняется в постоянном электрическом поле, а затем попадает в постоянное магнитное поле.

#### Движение заряженной частицы в электростатическом поле

Пусть частица с зарядом  $-e$  – электрон, движущийся со скоростью  $\vec{v}_0$ , влетает в постоянное электрическое поле и проходит в этом поле область пространства, разность потенциалов между границами которой равна  $U$ .

В данном эксперименте свободные электроны испускаются катодом в результате термоэлектронной эмиссии (см. раздел «Описание экспериментальной установки и метода измерений») со средней кинетической энергией

$$\langle \varepsilon_k \rangle = \frac{m_e v_0^2}{2} \approx \frac{3}{2} kT,$$

где  $T$  – температура катода,  $k$  – постоянная Больцмана. При  $U = 10^2 \div 10^4$  В  $\frac{m_e v_0^2}{2} \approx eU$  и поэтому:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}. \quad (2)$$

### Движение заряженной частицы в однородном магнитном поле

Теперь электрон влетает со скоростью  $\vec{v}$  в область пространства, где имеется однородное магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$  (рис. 1а). Угол между  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$  равен  $\alpha$ . Найдём траекторию электрона.

Запишем II закон Ньютона для электрона

$$m_e \vec{a} = \vec{F}_2, \quad (3)$$

$\vec{F}_2 = -e[\vec{v}\vec{B}]$ . Сила  $\vec{F}_2$  и ускорение  $\vec{a}$  изображены на рис. 1а, б в разных проекциях.

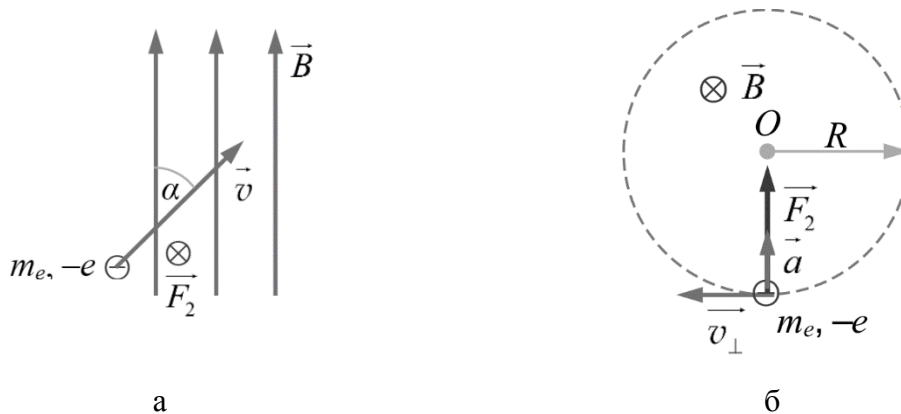


Рис. 1

Сила  $\vec{F}_2$  перпендикулярна скорости электрона, так же направлено и ускорение, т. е.  $a = a_n$  – нормальное ускорение. Следовательно, вдоль оси, параллельной линиям магнитной индукции, электрон будет двигаться равномерно, а в проекции на плоскость, перпендикулярную линиям магнитной индукции (плоскость рисунка 1б) – по окружности. Спроецируем векторное равенство (3) на нормаль к проекции траектории электрона на плоскость, перпендикулярную линиям магнитной индукции:

$$m_e a_n = evB \sin \alpha.$$

Эта проекция представляет собой окружность. По формуле кинематики  $a_n = \frac{v_{\perp}^2}{R}$ , где  $v_{\perp} = v \sin \alpha$ ,  $R$  – радиус траектории. Получим

$$R = \frac{m_e v_{\perp}}{eB}. \quad (4)$$

В направлении линий магнитной индукции электрон движется равномерно со скоростью  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ . Таким образом, траектория электрона представляет собой спираль. Можно найти период обращения электрона и шаг спирали.

Если электрон влетает в магнитное поле в направлении, перпендикулярном линиям магнитной индукции, то радиус его траектории

$$R = \frac{m_e v}{eB}.$$

В итоге получим

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_e U}{e}}. \quad (5)$$

Из формулы (5) получим выражение для *удельного заряда* – отношения заряда частицы к её массе –  $e/m_e$ :

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2U}{R^2 B^2}, \quad (6)$$

откуда

$$\frac{1}{R^2} = \frac{e}{m_e} \frac{B^2}{2U}. \quad (7)$$

Как следует из формулы (7), радиус окружности  $R$ , по которой изгибается электронный пучок в магнитном поле (рис. 14.4), зависит от ускоряющего напряжения  $U$ , магнитной индукции  $B$  поля и удельного заряда электрона  $e/m_e$ . Эта зависимость должна быть линейна.

## 1. Описание установки и метода измерений

### 1.1. Элементы и принцип действия экспериментальной установки

Экспериментальная установка представляет собой заключённые в непрозрачный кожух 1 систему катушек Гельмгольца 2, внутри которой установлена электронная лампа 3 с электронной пушкой. В установку входит блок питания 4 электронной пушки и катушек Гельмгольца. Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 2.

Для получения и обработки результатов измерений служат компьютер с необходимым программным обеспечением, датчик магнитного поля (датчик Холла) 5, веб-камера 6, калибровочная линейка 7, измерительные кабели для подключения датчиков и веб-камеры к компьютеру.

Объектом исследования являются заряженные частицы – электроны. При пропускании электрического тока через катод 8 электронной пушки (рис. 3а), подключённый к источнику питания, накаляется и происходит термоэлектронная эмиссия – испускание электронов при нагревании металла.

Анод 9 электронной пушки (рис. 3б) – металлический конус с узким отверстием. Электрическое поле, создаваемое между катодом и анодом электронной пушки, является ускоряющим полем, действие которого на заряженную частицу описано во введении.

Отверстие анода выделяет тонкий пучок электронов, обладающих практически одинаковыми по величине и направлению скоростями.

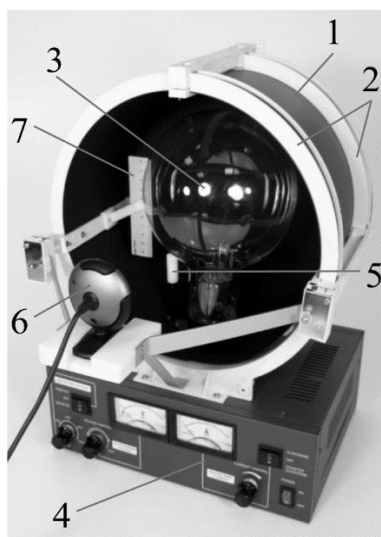
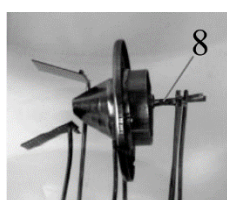
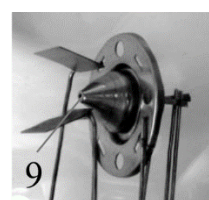


Рис. 2



а



б

Рис. 3

Магнитное поле создаётся катушками Гельмгольца, подключёнными к блоку питания, по которым идёт электрический ток. Помещённая в центр системы катушек Гельмгольца лампа с электронной пушкой находится в области с однородным магнитным полем. Вектор магнитной индукции, ориентированный вдоль оси катушек, направлен перпендикулярно электронному пучку, генерируемому пушкой.

Траектория электронов становится видимой благодаря газу низкого давления, находящемуся в стеклянной колбе лампы (рис. 4), в которой располагается электронная пушка. Газ ионизуется под действием пучка электронов и испускает заметное зеленоватое свечение в месте локализации пучка электронов (рис. 5).



Рис. 4



Рис. 5

Принципиальная электрическая схема приведена на рис. 6. Электронная пушка и катушки Гельмгольца включены в независимые электрические цепи. На схеме  $U_k$  – напряжение питания цепи катушек;  $U_n$  – напряжение, подаваемое на катод; 10 – отклоняющие пластины.

Установка имеет откидывающийся светозащитный экран, позволяющий улучшить условия фотосъемки траектории электронного пучка. Также при достаточно высокой освещённости помещения рекомендуется закрывать установку сверху плотной тёмной тканью.

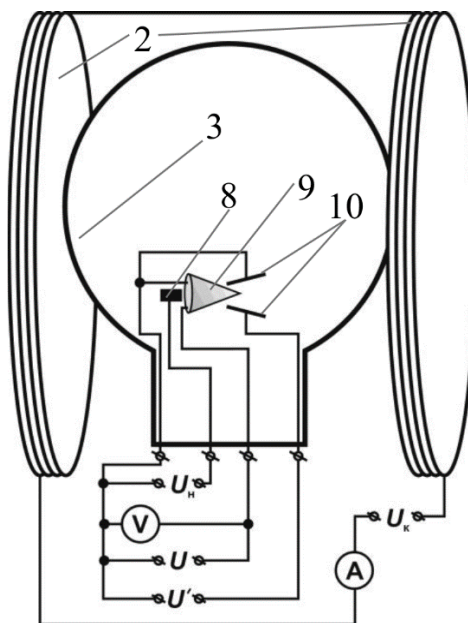


Рис. 6

## 1.2. Метод измерений

### 1.2.1. Прямые измерения

В данной экспериментальной установке проводятся прямые измерения величин, входящих в формулу (7).

1. Магнитная индукция  $B$  изменяется при изменении силы тока в катушках Гельмгольца ручкой “ТОК В КАТУШКАХ” (значение силы тока измеряется по амперметру на блоке питания), а измеряется с помощью датчика Холла 5.

2. Ускоряющее напряжение  $U$  изменяется регулятором “УСКОРЯЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ”, а измеряется по вольтметру на блоке питания 4 (рис. 2).

Отклоняющее напряжение  $U'$  при проведении эксперимента должно быть равно нулю.

3. Радиус окружности  $R$ , по которой изгибается электронный пучок в магнитном поле (рис. 5), измеряется следующим образом.

Изображение окружности, образованной светящимся газом на пути электронного пучка, передаётся на монитор компьютера с помощью веб-камеры. Диаметр окружности определяется с помощью измерительного отрезка в компьютерной программе.

Масштаб изображения устанавливается по калибровочной линейке 7 с миллиметровой шкалой. Веб-камера должна быть установлена так, чтобы в кадр попадала не только сама окружность – траектория электронов, но и калибровочная линейка.

Изображение траектории электронов аппроксимируется окружностью в компьютерной программе. Радиус этой окружности вычисляется программой автоматически.

### 1.2.2. Косвенные измерения

Компьютерная программа строит график экспериментальной зависимости величины

$\frac{1}{R^2}$  от величины  $\frac{B^2}{2U}$  и проводит линейную аппроксимацию

$$\frac{1}{R^2} = k \frac{B^2}{2U}.$$

Коэффициент пропорциональности  $k$  оптимальной прямой равен удельному заряду электрона:

$$\frac{e}{m_e} = k. \quad (8)$$

Отношение  $e/m_e$  по результатам эксперимента вычисляется компьютерной программой автоматически при построении графика.

## 2. Порядок выполнения работы

1. Соберите лабораторную установку, подключив датчики и веб-камеру к USB-входам компьютера.

2. Включите прибор (переключатель «СЕТЬ») и дать ему прогреться в течение 5 минут.
3. Заполните таблицу спецификаций.
4. Установите переключатель направления тока в катушках в нейтральное положение.
5. Включите компьютер и запустите программу «Практикум по физике». На панели устройств выберите соответствующий сценарий проведения эксперимента (Alt+C, кнопка ).
6. Переключитесь в окно «Устройство видеозахвата» и выберите пункт меню «USB-камера».
7. Установите нулевое значение тока в катушках Гельмгольца вращением соответствующей рукоятки против часовой стрелки до упора. В верхней части окна регистрации индукции магнитного поля (вид окна см. на рис. 7) нажмите кнопку  для установки нуля в калибровке датчика.

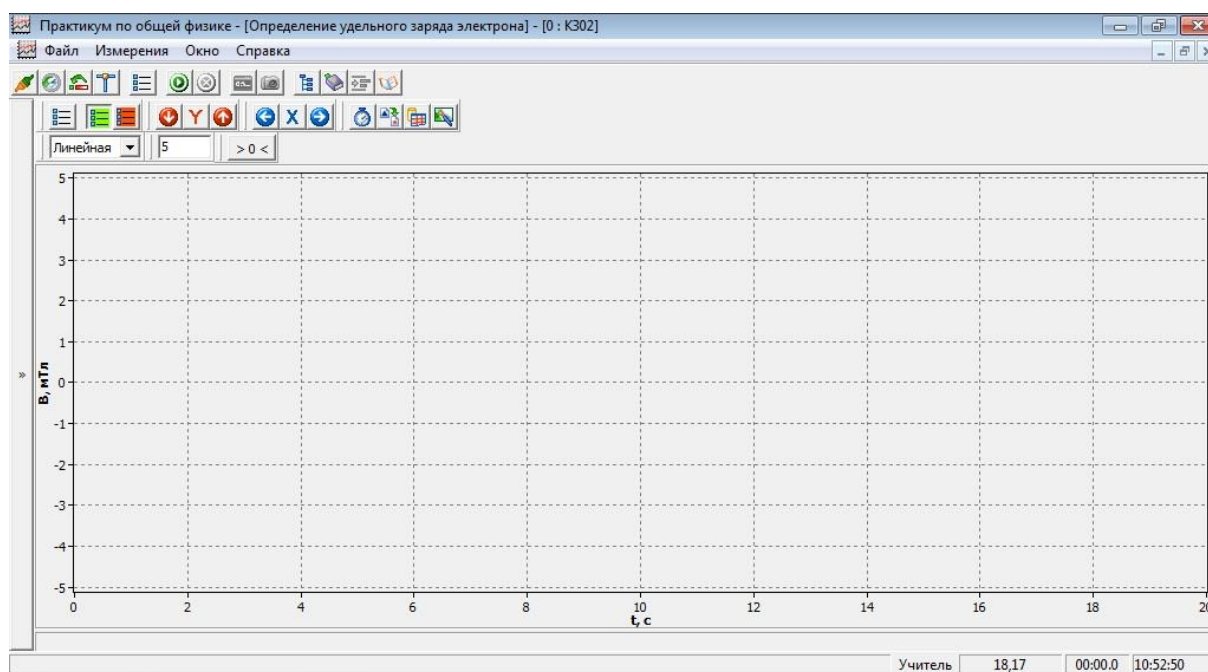


Рис. 7

8. Направьте ток в катушках по часовой стрелке (переключатель направления тока – вверх) и установите максимальный ток в катушках, повернув регулятор тока на передней панели корпуса установки до упора вправо.
9. Приложите максимальное ускоряющее напряжение на электронную пушку, повернув соответствующий регулятор на передней панели корпуса установки. При этом положение переключателя «УСКОРЯЮЩЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ» – нейтральное.
10. Поворачивая электронную лампу вокруг вертикальной оси, получите траекторию электронов в виде спирали, направленной в сторону наблюдателя и в противоположную

сторону. Для проведения измерений установите лампу таким образом, чтобы вектор скорости электронов был направлен перпендикулярно направлению магнитного поля, т. е. траектория электронов должна представлять собой окружность.

**11.** Закройте защитный кожух установки. Запустите измерения, выбрав на панели инструментов кнопку  или быстрые клавиши CTRL+S. На экране появится окно «Обработка».

**12.** Сделайте первую фотографию. При этом линейка должна быть хорошо освещена внешним светом (рис. 8).

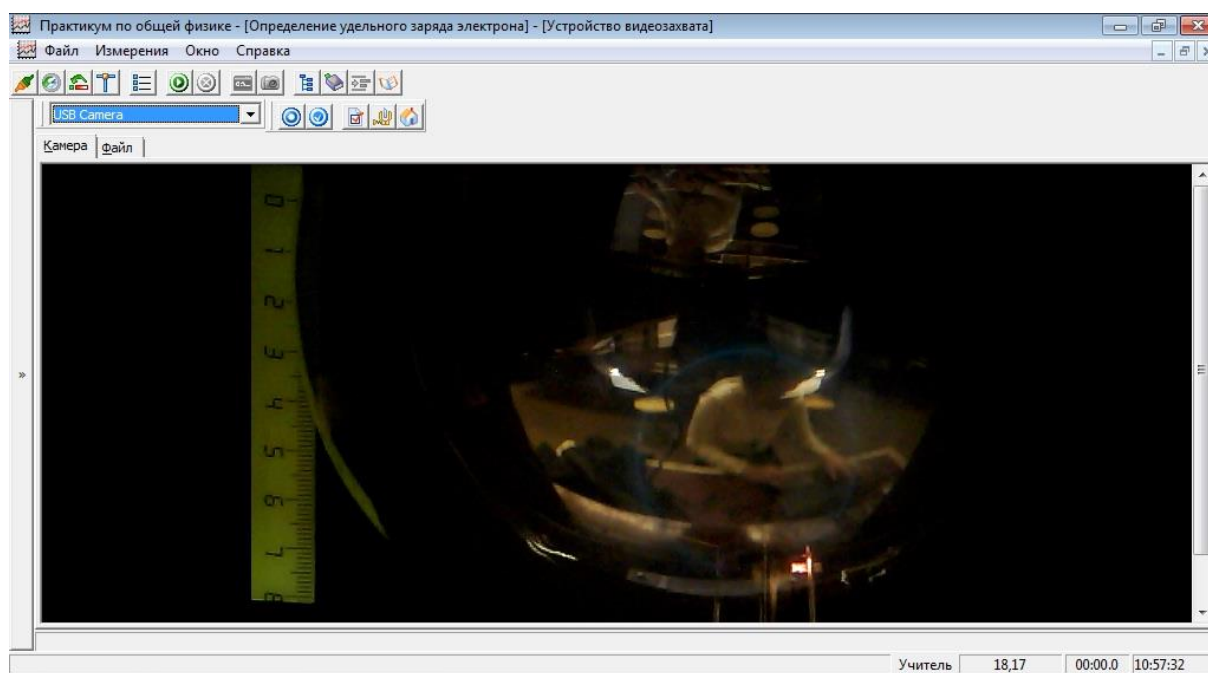


Рис. 8

**13.** Покройте защитный кожух установки тёмной непрозрачной тканью. Проведите серию измерений ускоряющего напряжения и магнитной индукции одновременно с фотографированием траектории электронов и сохранением этих фотографий. Для этого, установив ускоряющее напряжение и ток в катушках, нажимайте на кнопку .

Проведите измерения при трёх значениях ускоряющего напряжения, для каждого из которых регистрируйте радиус траектории движения электронов при 3-4 различных значениях магнитной индукции (тока в катушках). Всего должно быть измерено не менее 10-12 экспериментальных точек.

Ускоряющее напряжение следует изменять от максимального значения примерно до 100 В (при более низком напряжении электронная пушка прекращает работать); ток в

катушках – от максимального значения до 100 делений шкалы амперметра, т. е. так, чтобы вся траектория электронов попадала в объектив камеры.

Все данные будут автоматически записываться в таблицу 1.

**Значения магнитной индукции в таблице 1 не должны быть отрицательными!**

**14.** По окончании эксперимента остановите измерения, нажав на кнопку «Стоп»  или быстрые клавиши CTRL+T.

### 3. Обработка результатов измерений

Таблица 1

#### *Измерение магнитной индукции*

| № измерения | $U$ , В | $B$ , мТл | $R$ , см | Фото |
|-------------|---------|-----------|----------|------|
|             |         |           |          |      |

**1.** Обработайте фотографии, получив значения радиуса траектории движения электронов при различных значениях ускоряющего напряжения и магнитного поля.

Для определения масштаба регистрации траектории электронов войдите в режим работы с фотографией, кликнув *три* раза по ярлыку  в столбце «Фото» таблицы результатов на первой строке таблицы.

Задайте величину масштабного отрезка (отрезок жёлтого цвета), совместив его концы с делениями шкалы на изображении так, чтобы он совпадал с наибольшим расстоянием, которое можно выбрать на линейке (80 мм).

Выберите на панели инструментов окна регистрации данных «Установку длины масштабного отрезка»  и ввести длину масштабного отрезка в сантиметрах (8,0).

**2.** Перейдите к обработке следующей фотографии и, вызвав её на экран, аппроксимируйте траекторию движения электронов окружностью. Для этого выберите на панели инструментов соответствующую кнопку , нарисуйте окружность и подбирая её радиус и положение центра, совместите окружность с траекторией электронов. Изменение параметров окружности проводите, удерживая курсор на окружности, в её центре или на конце обозначенного радиуса.

Подобрав наиболее подходящую окружность, перейдите в таблицу результатов. Для этого нажмите ОК в верхнем правом углу окна «Камера».

**3.** Повторите п. 2 для всех файлов в столбце «Фото» таблицы результатов.

4. Сохраните таблицу результатов как файл JPG под именем *Фамилия\_Таблица.jpg*.

5. Перейдите на вкладку «График» и построить зависимость  $\frac{1}{R^2} = F\left(\frac{B^2}{2U}\right)$ , нажав

кнопку .

6. Выполните аппроксимацию графика *прямой пропорциональной зависимостью*, нажав соответствующую кнопку на панели инструментов в окне «Обработка».

7. На графике появится значение углового коэффициента прямой, автоматически рассчитанное программой. Запишите полученное значение удельного заряда электрона в единицах СИ, умножив рассчитанное программой значение на  $10^{10}$ .

8. Сохраните график как файл JPG под именем *Фамилия\_График.jpg*.

9. Сравните экспериментальное значение удельного заряда электрона с теоретическим:

$$\left(\frac{e}{m_e}\right)' = 1,7588 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$$

– табличное значение удельного заряда электрона. Сделайте вывод.

# Лабораторная работа № 5

## ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

**Цель работы:** изучение явления интерференции света и измерение длины волны света с помощью бипризмы Френеля.

### 1. Введение

В основе представлений о физической природе света лежит дуализм корпускулярной и волновой теорий, порожденный тем, что свет иногда ведет себя как поток направленных квантов энергии – фотонов, а иногда – как распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны. Изучаемое в данной работе явление интерференции является универсальным и присуще всем волновым процессам в природе, поэтому далее для описания световых волн выбран волновой подход.

Электромагнитная волна представляет собой распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле, которое характеризуется векторами напряженности электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей, циклической частотой  $\omega$ , длиной волны  $\lambda$ , скоростью распространения фронта волны  $v$  и волновым числом  $k$ . Часто при описании световых волн рассматривают только вектор  $E$ , а вектор  $H$  не упоминают. Это связано с тем, что поведение магнитного поля волны при известных условиях распространения возможно полностью определить, если известно поведение электрического поля. Большая часть световой энергии сосредоточена именно в электрическом поле. Наиболее простой моделью, описывающей распространение света, является плоская волна, ее уравнение имеет вид:

$$E = E_0 \cos \left[ \omega \left( t - \frac{r}{v} \right) + \varphi_0 \right], \quad (1)$$

где  $E_0$  – амплитуда напряжённости электрического поля волны, фаза волны

$$\varphi = \omega \left( t - \frac{r}{v} \right) + \varphi_0,$$

где  $\varphi_0$  – начальная фаза.

Частота колебаний световой волны весьма велика ( $\sim 10^{15}$  Гц) и в настоящее время не существует достаточно высокоскоростных измерительных приборов для регистрации столь быстрых колебаний, поэтому существует еще одна величина, описывающая световую волну, – средняя интенсивность  $I$ , которая пропорциональна усредненному во времени значению

модуля вектора  $E$  в квадрате,  $I \sim \langle |E|^2 \rangle$ . Средняя интенсивность является энергетической характеристикой света.

Явление интерференции заключается в возникновении устойчивого поля в пространстве и времени при сложении нескольких волновых процессов, в частности, для света оно заключается в возникновении интерференционного поля световой энергии в области пересечения двух или более световых волн. Это поле возможно наблюдать на экране, помещенном в область пересечения волн, в виде устойчивых максимумов и минимумов интенсивности света. Изображение на экране называется интерференционной картиной.

Интерференционное поле возникает тогда, когда формирующие его волны монохроматичны, т.е. имеют одинаковую частоту ( $\omega_1 = \omega_2$ ), и когерентны, т.е. их разность фаз не зависит от времени ( $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$ ).

В этом случае результирующая интенсивность света определяется соотношением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi), \quad (2)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивности плоских волн. Разность фаз когерентных волн  $\Delta\varphi$  зависит от *оптической разности хода*

$$\Delta_{\text{опт}} = n_2 r_2 - n_1 r_1,$$

где  $r_1$  и  $r_2$  – расстояния, которые волны проходят от источника излучения до точки наблюдения, а  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления сред, в которых распространяются волны (рис. 1). Если обе волны распространяются в воздухе (с высокой степенью точности  $n_1 = n_2 = 1$ ), то возможно использование понятия *геометрической разности хода*

$$\Delta_{\text{геом}} = r_2 - r_1.$$

Если начальная разность фаз двух волн равна нулю, то

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta_{\text{опт}}}{\lambda},$$

где  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число.

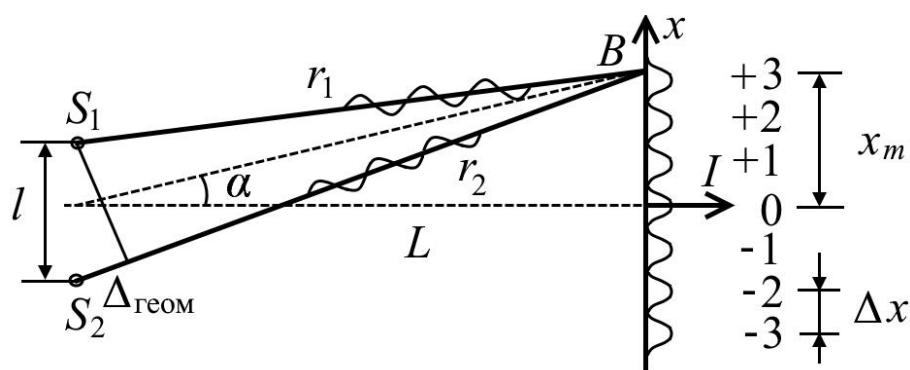


Рис. 1 – Схема интерференции двух плоских волн

Из уравнения (2) следует, что максимум интенсивности света при интерференции двух волн наблюдается при условии:

$$\Delta\varphi = 2\pi m, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3 \dots,$$

что соответствует разности хода, равной чётному числу полуволн:

$$\Delta_{\text{опт}} = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

то есть волны усиливают друг друга в данной точке. Если разность фаз

$$\Delta\varphi = (2m+1)\pi,$$

то разность хода равна нечётному числу полуволн:

$$\Delta_{\text{опт}} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (4)$$

и в этой точке будет наблюдаться минимум интенсивности света.

При сложении двух некогерентных волн результирующая интенсивность света равна сумме их интенсивностей.

Необходимым условием когерентности двух волн является их монохроматичность ( $\omega_1 = \omega_2$ ), что легко выполняется при наличии хороших светофильтров.

Для выполнения условия независимости от времени разности начальных фаз ( $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$ ) необходимы специальные методы. Обычно для этой цели используют метод разделения световой волны от одного источника на две волны путём отражения от зеркал или преломления волн в призме.

Однако, это необходимое, но не достаточное условие. Дело в том, что поверхность любого излучающего тела состоит из множества атомов, автономно и прерывно излучающих кванты света. Время излучения света атомом порядка  $10^{-8}$  с, а протяжённость светового импульса – **цуга волны** – не превышает 3м. Разность начальных фаз цугов волн двух независимых атомов постоянно изменяется. Такие источники света излучают некогерентные

Приложение 4.1

волны. Интерференция будет наблюдаться только в том случае, если разность хода двух когерентных волн, полученных из одного цуга волны, не будет превышать некоторой характерной длины, называемой **длиной когерентности**  $l_{\text{ког}}$ . Если разность хода  $\Delta > l_{\text{ког}}$ , то интерференционная картина исчезает, так как в точку наблюдения  $B$  (рис. 1) придут разные цуги.

Одним из оптических элементов, позволяющих наблюдать интерференционную картину, является бипризма Френеля.

**Бипризма Френеля** – оптическое устройство, которое даёт возможность разделить световую волну от одного источника на две когерентные волны. Бипризма представляет собой две призмы с малым преломляющим углом (около  $30'$ ), соединённые основаниями (рис. 2).

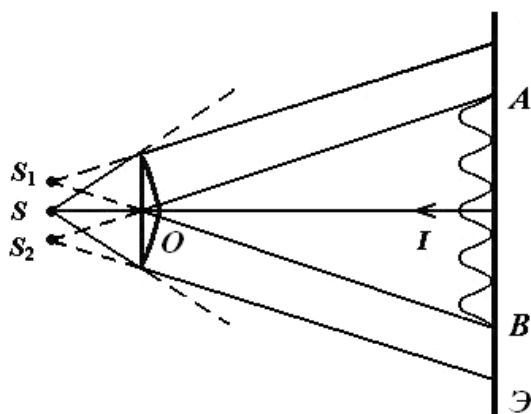


Рис. 2– Схема разделения волны света с помощью бипризмы Френеля

Источник света имеет форму щели  $S$ , расположенной параллельно ребру тупого угла бипризмы. Фронт световой волны делится на две части из-за преломления в бипризме, а затем волны перекрываются в области  $OAB$ , являющейся зоной интерференции. На экране  $\mathcal{E}$  наблюдается интерференционная картина, образованная волнами, испущенными двумя когерентными мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$ .

Определим ширину интерференционной полосы. Из рис. 1, учитывая малость угла  $\alpha$ , следует

$$\frac{\Delta_{\text{геом}}}{l} = \frac{x_m}{L},$$

где  $\Delta_{\text{геом}}$  – геометрическая разность хода волн, приходящих в точку  $B$ ;  $l$  – расстояние между мнимыми источниками;  $x_m$  – расстояние между центральным максимумом (точка  $O$ ) и максимумом интенсивности  $m$ -го порядка. Тогда

$$x_m = \frac{\Delta_{\text{геом}} L}{l}.$$

Из условия максимума интерференции  $\Delta_{\text{геом}} = m\lambda$  получим, что координата максимума интенсивности  $m$ -го порядка  $x_m = \frac{L}{l} m\lambda$ , а ширина полосы

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = (m+1) \frac{L}{l} \lambda - m \frac{L}{l} \lambda = \lambda \frac{L}{l}.$$

Отсюда

$$\lambda = \frac{\Delta x}{L} l. \quad (5)$$

Величины  $l$ ,  $L$  и  $\Delta x$  измеряются опытным путём.

## 2. Описание установки и метода измерений

Приборы, с помощью которых производится измерение длины световой волны, расположены на оптической скамье. Скамья представляет собой массивную направляющую, снабжённую линейкой. На ней установлены рейтеры с приборами (рис. 3).

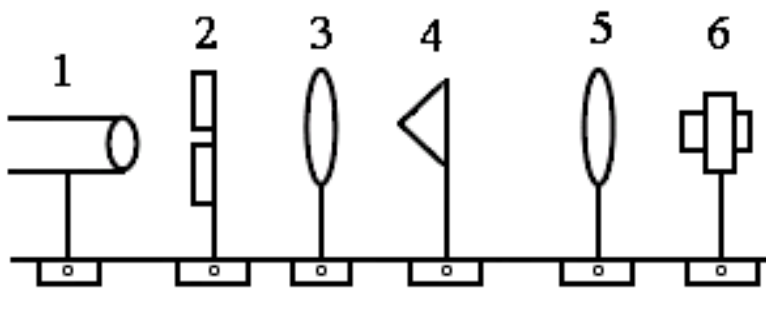


Рис. 3 – Схема установки для определения длины волны света с помощью бипризмы Френеля

Линейным источником света является микрометрическая щель 2, которая освещается лампой накаливания 1. После щели свет падает на оправу 3 со сменными светофильтрами. Светофильтры дают возможность выделять из непрерывного спектра лампы накаливания свет определённой длины волны. Бипризма Френеля 4 укреплена в специальной оправе. На её грани попадает свет от щели. Окулярный микроскоп 6 увеличивает линейные размеры интерференционной картины и служит для измерения ширины интерференционной полосы и расстояния между мнимыми источниками.

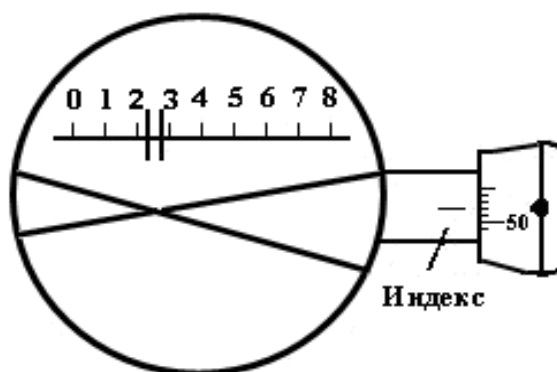


Рис. 4 – Поле зрения окулярного микрометра

В поле зрения окулярного микрометра (рис. 4) имеется неподвижная шкала с ценой деления 1 мм, две визирные линии и биштрих (двойная черта). При повороте микрометрического винта на один оборот биштрих и перекрестие в поле зрения окуляра перемещаются на одно деление шкалы. Таким образом, с помощью неподвижной шкалы отсчитываются целые обороты винта, т. е. целые миллиметры. Микрометрический винт снабжен барабаном, разделённым по окружности на 100 делений. Поворот барабана на одно деление соответствует перемещению перекрестия на 0,01 мм. Полный отсчёт по шкалам окулярного микрометра складывается из отсчёта по неподвижной шкале и отсчёта по барабану винта. Отсчёт по неподвижной шкале в поле зрения определяется положением биштриха, т. е. числом целых делений шкалы слева от биштриха, при этом отсчёт ведётся от нуля шкалы. Отсчёт по барабану микрометрического винта определяется делением шкалы барабана, которое находится против индекса (черты), нанесённого на неподвижный цилиндр барабана. Отсчёт по рис. 4 – 2,52 мм.

### 3. Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с приборами на установке и заполните таблицу спецификации измерительных приборов.

| Название прибора | Пределы измерения | Цена деления | Инструментальная погрешность |
|------------------|-------------------|--------------|------------------------------|
|                  |                   |              |                              |

2. Снимите линзу 5 с оптической скамьи и включите лампу накаливания 1. Установите револьверную головку со светофильтрами в такое положение, чтобы на пути лучей света оказалось отверстие без светофильтров. Рассмотрите в окулярный микрометр

интерференционную картину. В чем её особенность? (Если не наблюдается чёткая интерференционная картина, обратитесь к лаборанту или преподавателю.)

3. Вращая окуляр микрометра, добейтесь чёткого изображения неподвижной шкалы, визирных линий и биштриха.

4. Поворотом револьверной головки со светофильтрами установите на пути лучей красный светофильтр, при этом должны быть чётко видны красные и тёмные полосы. Если необходимо, проведите дополнительную настройку. **До конца измерений не изменяйте положение бипризмы и окулярного микрометра на оптической скамье!**

5. Измерьте расстояние  $L$  от щели до окулярного микрометра и запишите его в протокол.

6. Измерьте ширину интерференционной полосы. Для уменьшения погрешности измеряется расстояние между  $n$  полосами; ширина полосы  $\Delta x$  получается делением измеренного расстояния на  $n$ , где  $n$  – число полос.

Вращая барабан микрометра, подведите перекрестие на середину одной из светлых полос, расположенных в левой части поля зрения, считая полосу началом отсчета. Запишите в таблицу 1 показания окулярного микрометра  $N_1$  как это описано выше. Переместите перекрестие на середину  $n$ -ой светлой полосы в правой части поля зрения, одновременно отсчитывая число пройденных полос;  $n$  должно быть максимально возможным. Запишите в ТАБЛИЦУ 1 отсчёт по окулярному микрометру  $N_2$ . Измерения повторите 5 раз, не меняя начало отсчёта и не изменяя значения  $n$ .

**Во время измерений нельзя облакачиваться на стол, так как даже лёгкий нажим вызывает смещение полос!**

7. Найдите расстояние  $l$  между мнимыми источниками. Непосредственно расстояние  $l$  измерить нельзя. Для его нахождения получите с помощью линзы изображение двух мнимых источников. Измерив расстояние  $l'$  между ними по формуле линзы, рассчитайте расстояние между источниками (рис. 5).

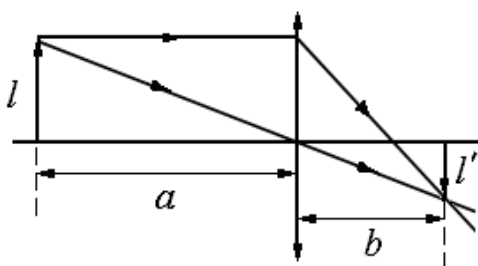


Рис. 5 – Получение изображения мнимых источников в поле зрения окулярного микрометра с помощью линзы

$$l = l' \frac{a}{b} \quad (6)$$

где  $a$  – расстояние между щелью и линзой;  $b$  – расстояние между линзой и окулярным микрометром.

Расположите линзу **5** на оптической скамье между бипризмой **4** и окулярным микрометром **6**. Перемещая линзу по скамье, добейтесь в поле зрения окулярного микрометра чёткого изображения мнимых источников в виде двух вертикальных полосок (интерференционные полосы при этом не видны). Вращая барабан окулярного микрометра, наведите перекрестие на левую полосу, и снимите отсчет по окулярному микрометру. Затем подведите перекрестие к правой полосе и снова снимите отсчёт по окулярному микрометру. По разности отсчётов найдите  $l'$ .

Измерение расстояния между мнимыми источниками повторите 3 раза. Результаты измерений запишите в таблицу 2.

**8.** Измерьте расстояние между щелью и линзой  $a$ , расстояние между линзой и окулярным микрометром  $b$ .

**9.** Произведите те же измерения для другого светофильтра (как указано в пп. 6-8), установив его поворотом револьверной головки со светофильтрами.

#### 4. Обработка результатов измерений

$L =$

Таблица 1

#### *Определение ширины интерференционной полосы*

| Цвет светофильтра | $N_1$ | $N_2$ | $n$ | $\overline{\Delta x}$ |
|-------------------|-------|-------|-----|-----------------------|
| 1                 |       |       |     |                       |
| 2                 |       |       |     |                       |
| 3                 |       |       |     |                       |
| 4                 |       |       |     |                       |
| 5                 |       |       |     |                       |
| Среднее           |       |       |     |                       |

$a =$        $b =$

Таблица 2

#### *Определение расстояния между мнимыми источниками*

| Цвет светофильтра | $N'_1$ | $N'_2$ | $\overline{l'}$ |
|-------------------|--------|--------|-----------------|
|                   |        |        |                 |

|         |  |  |  |
|---------|--|--|--|
| 1       |  |  |  |
| 2       |  |  |  |
| 3       |  |  |  |
| Среднее |  |  |  |

1. Используя таблицу 1, рассчитайте ширину интерференционной полосы по формуле

$$\Delta x = \frac{|\overline{N_2} - \overline{N_1}|}{n}.$$

2. По средним значениям  $N'_1$  и  $N'_2$  из таблицы 2 рассчитайте расстояние  $\bar{l}'$  между изображениями мнимых источников волн по формуле

$$\bar{l}' = |\overline{N'_2} - \overline{N'_1}|.$$

3. Рассчитайте длину волны  $\lambda$  по средним значениям  $\Delta x$  и  $\bar{l}'$ . Формула (6) для расчёта  $\lambda$  с учётом формулы (7) примет вид

$$\lambda = \Delta x \frac{\bar{l}' a}{L b}. \quad (7)$$

Расчёт проведите для каждого светофильтра.

### Контрольные вопросы

1. В чём заключается явление интерференции волн?
2. Напишите уравнение плоской монохроматической электромагнитной волны.
3. Сформулируйте цель работы. Какие величины и каким образом измеряются на опыте?
4. Какие приборы используются в опыте и каково их назначение?
5. Какие волны называются когерентными и как выполняется требование когерентности в работе?
6. Будет ли наблюдаться интерференционная картина при освещении щели немонахроматическим, белым светом?
7. Будет ли наблюдаться интерференционная картина, если одну половину бипризмы осветить красным светофильтром, а вторую – фиолетовым?
8. Выведите расчётную формулу для определения длины волны  $\lambda$  света.
9. Что называется шириной интерференционной полосы?
10. Почему преломляющий угол бипризмы должен быть мал?



## Лабораторная работа № 6

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА МЕТОДОМ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**Цель работы:** изучение явления интерференции на примере колец Ньютона.

### 1. Введение

Явление интерференции наблюдается при наложении когерентных волн. Любые два "естественных" источника света (солнце, свеча, лампа накаливания) не являются когерентными. Для наблюдения интерференции пользуются методом разделения световой волны от одного источника на две волны, идущие разными путями в одну точку. В области наложения волн возникает интерференционная картина. Разделение волн осуществляется различными способами. Одним из них является метод колец Ньютона.

Кольца Ньютона представляют собой так называемые *линии равной толщины* – частный случай интерференции в тонких пленках.

Когерентные волны получаются делением одной волны на две, образующиеся при отражении падающего света от верхней и нижней границ *воздушной* прослойки. Воздушная прослойка *MEN* располагается между поверхностью плоской пластинки и соприкасающейся с ней в точке *E* сферической поверхностью линзы (рис. 1).

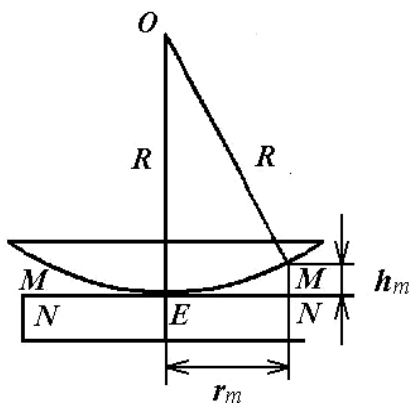


Рис. 1

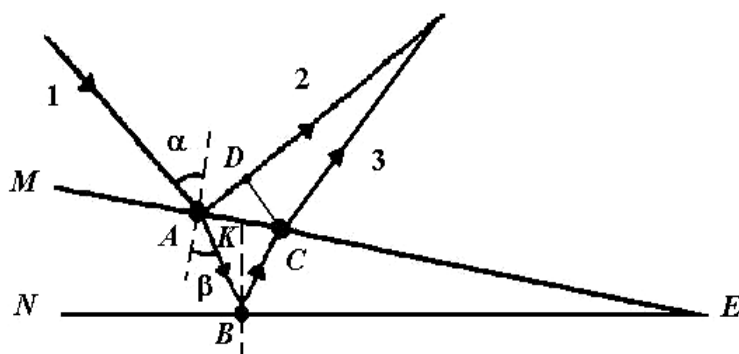


Рис. 2

Кольца Ньютона можно наблюдать как в отражённом, так и в проходящем свете. В данной работе наблюдение ведётся в отражённом свете.

Рассмотрим тонкую воздушную прослойку клиновидной формы между поверхностями *ME* и *NE* (рис. 2). На неё падает почти по нормали плоская

монохроматическая световая волна. На рис. 2 угол падения этой волны  $\alpha$  для наглядности увеличен (реально  $\alpha \approx 0$ ).

Падающая волна, направление распространения которой характеризуется лучом 1, частично отражается от поверхности  $ME$  (луч 2), а частично, преломляясь, проходит через воздушный зазор (луч  $AB$ ). Отразившись от поверхности  $NE$  (луч  $BC$ ) и вновь преломившись на поверхности линзы  $ME$ , эта волна формирует когерентный световой пучок (луч 3). Полученные таким образом две когерентные световые волны (лучи 2 и 3), заполняющие всё пространство выше воздушного клина, перекрываются и, накладываясь друг на друга, дают интерференционный эффект вблизи и выше выпуклой поверхности линзы  $MEM$ . Амплитуды этих волн мало отличаются друг от друга, что важно для получения контрастной интерференционной картины. Локализованные вблизи выпуклой поверхности линзы интерференционные полосы, в виде колец, можно наблюдать непосредственно глазом, фокусируя его на поверхность  $MEM$ . Микроскоп позволяет увеличить наблюдаемую картину.

Оптическую разность хода волн 2 и 3 можно найти по разности хода их лучей (луч – это перпендикуляр к волновой поверхности). Из рис. 2 получим

$$\Delta_{\text{опт}} = (AB + BC) - nAD - \frac{\lambda}{2},$$

здесь  $n$  – показатель преломления стекла линзы.

Так как  $AB \approx BC = h \cos \beta$ ,  $AD = 2h \tan \beta \sin \alpha$  и, кроме того,  $\sin \alpha = n \sin \beta$ , то в результате подстановки получим

$$\Delta = 2h \frac{\cos^2 \alpha}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

здесь  $h = BK$  – толщина клина в данной области.

Слагаемое  $\lambda/2$  появляется в формуле (1) из-за того, что условия отражения волн 2 и 3 на границе раздела двух сред различны. Волна 3 сформирована путём отражения от пластинки (от среды оптически более плотной, чем воздух), в результате чего фаза отражённой волны меняется на  $\pi$  или, как говорят, происходит "потеря" полуволны ( $\pm \lambda/2$ ). Волна 2 формируется при отражении от воздушной среды (оптически менее плотной, чем стекло) без потери полуволны.

В нашем случае одной из границ воздушной прослойки является сферическая поверхность линзы, поэтому интерференционная картина будет представлять собой систему чередующихся темных и светлых колец – колец Ньютона. В условиях эксперимента свет

падает нормально к плоской поверхности линзы (рис. 1). Тогда формула (1) с учётом того, что  $\alpha \rightarrow 0$  и  $\beta \rightarrow 0$ , примет вид

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

С другой стороны, если

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (3)$$

то будет наблюдаться интерференционный максимум ( $m$  – порядок интерференции), при

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (4)$$

будет наблюдаться минимум интенсивности света.

Из (2) и (3) получаем условие интерференционного максимума

$$2h - \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{или} \quad 2h = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

Условие интерференционного минимума

$$2h = m\lambda. \quad (6)$$

Очевидно, что  $m$  одновременно является номером светлого или тёмного кольца.

Толщина прослойки может быть определена по известному радиусу кривизны линзы  $R$  и радиусу кольца  $r_m$  (см. рис. 1):

$$r_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2 \approx 2Rh_m$$

(здесь мы пренебрегаем  $h_m^2$ , учитывая, что  $R \gg h_m$ ). Тогда

$$h_m = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (7)$$

Учитывая (6), получим для тёмного кольца

$$r_m^2 = mR\lambda \quad \text{или} \quad r_m = \sqrt{mR\lambda}. \quad (8)$$

Так как обеспечить идеальный контакт линзы и пластинки в точке  $E$  (рис. 1) невозможно из-за попадания пылинок, то номер кольца, вообще говоря, не соответствует порядку интерференции  $m$ . Дело в том, что если линзу немного приподнять над пластинкой, то кольца стянутся к центру, так как данное значение  $h$  будет реализовано ближе к центру. Поэтому в формуле для расчёта длины волны следует использовать комбинацию из двух значений радиусов интерференционных колец  $r_k$  и  $r_m$ , в которую входит разность  $(m - k)$ , что позволяет исключить влияние зазора на результат расчёта.

$$r_m^2 - r_k^2 = \lambda R(m - k), \quad \text{где } m \neq k$$

или, выражая радиусы колец через их диаметры, получим

$$\lambda = \frac{d_m^2 - d_k^2}{4R(m-k)}, \quad (9)$$

где  $d_m$  и  $d_k$  – диаметр соответствующего тёмного кольца.

Если падающий свет немонохроматичен и имеет спектральный интервал от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda_\phi$ , то количество видимых интерференционных колец будет ограничено величиной  $m = \lambda/\Delta\lambda_\phi$ . Соответственно толщина слоя для области интерференции будет иметь предельное значение

$$h_{\text{пред}} = m \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda_\phi}.$$

Найденное значение  $m$  позволяет также оценить длину когерентности

$$l_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

## 2. Описание установки и метода измерений

Все измерения выполняются с помощью микроскопа с окулярным микрометром (рис. 3).

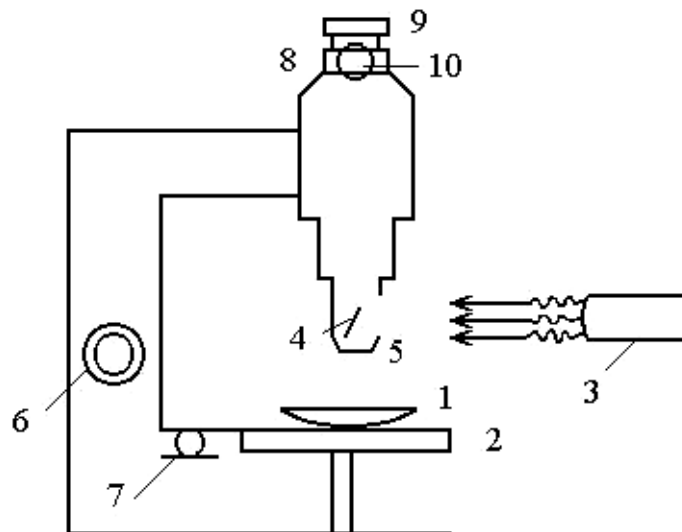


Рис. 3

Линза с плоской пластинкой **1** заключена в специальную оправу и помещается на столике **2** микроскопа. Источником света служит осветитель **3** с набором светофильтров, зафиксированных в револьверной головке, он установлен рядом с микроскопом. Свет от осветителя попадает на полупрозрачное зеркало **4**, закреплённое в специальной насадке **5**. Зеркало **4** установлено так, чтобы лучи падали на систему линза-пластинка по нормали.

Фокусировка колец Ньютона в поле зрения окулярного микрометра **8** осуществляется винтами **6** (грубая наводка) и **7** (тонкая). Измерение радиуса колец Ньютона производится с помощью окулярного микрометра **8**, его окуляр **9** может вращаться для фокусировки перекрестия микрометра. С помощью микрометрического винта **10** перемещается перекрестие окулярного микрометра.

### 3. Порядок выполнения работы

#### Определение длины волны света, пропускаемого светофильтром

1. Ознакомьтесь с приборами на установке и заполните таблицу спецификации измерительных приборов.

| <i>Название прибора</i> | <i>Пределы измерения</i> | <i>Цена деления</i> | <i>Инструментальная погрешность</i> |
|-------------------------|--------------------------|---------------------|-------------------------------------|
|                         |                          |                     |                                     |

2. Включите осветитель (или спектральную лампу).

3. Введите светофильтр, повернув диск со светофильтрами.

4. Измерьте диаметры нескольких колец (номера колец указаны на установке). Целесообразно измерять кольца, удалённые друг от друга (например 3, 6, 9); при таком выборе уменьшается погрешность измерения. Перекрестие окулярного микрометра подвести микрометрическим винтом **10** на середину толщины измеряемого тёмного кольца слева от центрального пятна. Запишите показания окулярного микрометра  $N_1$  в табл. 1

Измерение повторите 3 раза. Для этого микрометрическим винтом **10** сместите перекрестие и снова верните его на то же кольцо.

5. Переместите перекрестие на середину толщины того же кольца, но справа от центрального пятна и запишите отсчёт  $N_2$ . Для устранения ошибок перекрестие следует подводить к кольцу всегда с одной стороны. Данные измерений занесите в табл. 1.

8. Аналогичные измерения проведите для другого светофильтра. Данные измерений занесите в таблицу, аналогичную табл. 1.

Радиус линзы  $R =$   $\alpha =$

Таблица 1

#### Светофильтр (цвет)

| <i>Номер кольца</i> | $N_1$ | $\overline{N_1}$ | $N_2$ | $\overline{N_2}$ | $d_i$ | $d_i^2$ |
|---------------------|-------|------------------|-------|------------------|-------|---------|
| 3                   |       |                  |       |                  |       |         |

|   |  |  |  |  |  |  |
|---|--|--|--|--|--|--|
|   |  |  |  |  |  |  |
|   |  |  |  |  |  |  |
| 6 |  |  |  |  |  |  |
|   |  |  |  |  |  |  |
| 9 |  |  |  |  |  |  |
|   |  |  |  |  |  |  |

Здесь  $d_i = \alpha(\overline{N_2} - \overline{N_1})$ , где  $\alpha$  – коэффициент, заданный на установке.

#### Наблюдение картины в немонахроматическом свете

Поверните оправу осветителя так, чтобы на пути света находилось отверстие без светофильтра. Какой вид имеет наблюдаемая картина при освещении белым светом? Есть ли интерференционная картина? Запишите в отчёт.

### 4. Обработка результатов измерений

#### Вычисление длины волны света, пропускаемого светофильтром

1. По данным табл. 1 рассчитайте диаметры колец по формуле  $d_i = \alpha(\overline{N_2} - \overline{N_1})$ .
2. Найдите  $d_i^2$ . Данные вычислений запишите в табл. 1.
3. Заполните таблицу 2. Рассчитайте длину волны  $\lambda$  по формуле (9).
4. Аналогичные расчёты проведите для второго светофильтра.

Таблица 3

| Номер<br>кольца $m$ | Номер<br>кольца $k$ | $d_m^2$ | $d_k^2$ | $d_m^2 - d_k^2$ | $\lambda$ | $\bar{\lambda}$ |
|---------------------|---------------------|---------|---------|-----------------|-----------|-----------------|
| 3                   | 6                   |         |         |                 |           |                 |
| 3                   | 9                   |         |         |                 |           |                 |
| 6                   | 9                   |         |         |                 |           |                 |

5. Запишите окончательный результат в виде

$$\lambda_1 = \bar{\lambda}_1 \pm \Delta\lambda_1, \quad \lambda_2 = \bar{\lambda}_2 \pm \Delta\lambda_2.$$

## Лабораторная работа № 7

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ

**Цель работы:** наблюдение дифракционного спектра решётки, измерение длин световых волн, излучаемых спектральной лампой, и изучение спектроскопических характеристик дифракционной решётки.

#### 1. Введение

Плоская прозрачная дифракционная решётка представляет собой систему равноотстоящих прозрачных узких щелей, разделённых непрозрачными полосками. Сумма ширины  $b$  щели и непрозрачной полосы  $a$  называется *периодом решётки*  $d$  (рис. 1).

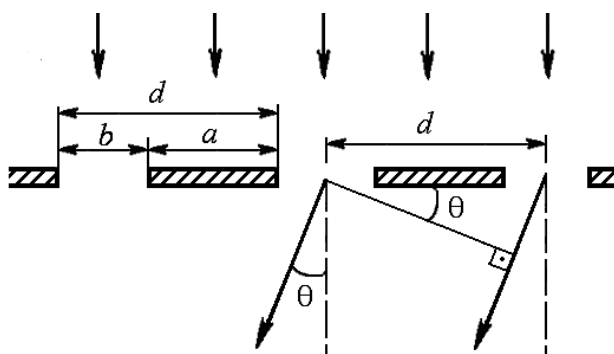


Рис. 1

Пусть на решётку перпендикулярно её поверхности падает плоская монохроматическая волна. После прохождения волной решётки изменяется направление распространения волны, происходит дифракция.

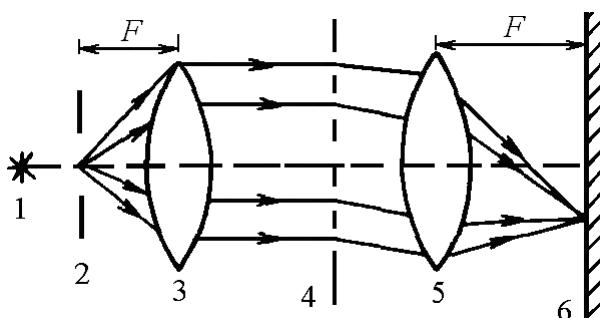


Рис. 2

Дифракцию в параллельных лучах принято называть **дифракцией Фраунгофера**. Для выполнения условий формирования и наблюдения дифракционного спектра решётки используется следующая схема (рис. 2). Монохроматический свет от источника **1** освещает щель **2**, находящуюся в фокальной плоскости собирающей линзы **3**. После линзы **3** параллельный пучок света, падает на дифракционную решётку **4**. Световая волна дифрагирует при прохождении через решётку, образуя вторичные когерентные волны. Они собираются линзой **5** на экране в её фокальной плоскости **6**.

Распределение интенсивности света в дифракционной картине получим, если учтём распределение интенсивности при дифракции на каждой щели и перераспределение энергии в пространстве из-за интерференции волн от всех щелей. В дифракционной решётке имеется  $N$  таких щелей (до тысячи и более). При падении света на решётку каждая из щелей даёт в плоскости экрана картину, представленную на рис. 3, где изображен график зависимости интенсивности излучения  $I$  от  $\sin \theta$  ( $I_0$  – интенсивность в центре картины).

Условие для минимумов интенсивности при дифракции света на одной щели:

$$b \sin \theta_m = \pm m \lambda, m = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  – угол дифракции (под которым наблюдается результат дифракции),  $\lambda$  – длина волны излучения,  $m$  – порядковый номер минимума интенсивности.

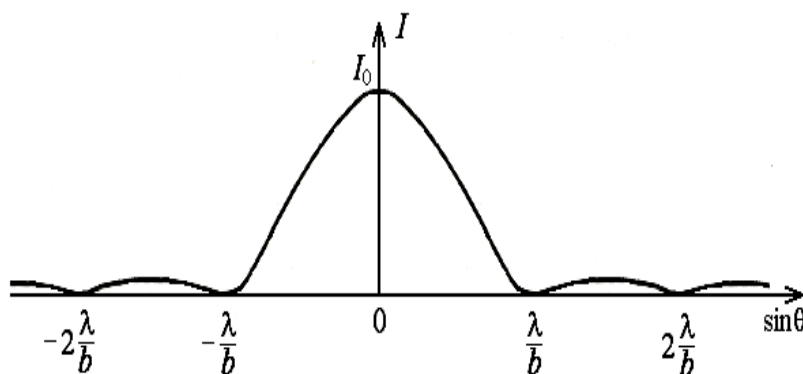


Рис. 3

В дифракционной решётке имеется  $N$  таких щелей (до тысячи и более).

При наложении эти картины совпадут в пространстве, так как их пространственное положение определяется не тем, откуда вышли лучи, а тем, под каким углом  $\theta$  идут эти лучи (на рис. 2 видно, что лучи, вышедшие из разных щелей, но под одним и тем же углом  $\theta$ , попадут в одну точку на экране). Это приводит к новому перераспределению энергии на экране, но уже в пределах каждого из максимумов от одной щели.

Положение так называемых **главных максимумов** определяется формулой

$$d \sin \theta = \pm n \lambda, n = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (2)$$

Углы дифракции, соответствующие **дополнительным минимумам**, можно найти по формуле

$$d \sin \theta = \pm k \frac{\lambda}{N}, k = 1, 2, 3 \dots, \text{но } k \neq N, 2N, 3N \dots \quad (3)$$

Таким образом, между главными максимумами располагается  $N - 1$  дополнительный минимум. Между дополнительными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы. Число этих максимумов, приходящихся на промежуток между соседними главными максимумами, равно  $N - 2$ .

Углам дифракции, в направлении которых ни одна из щелей не посылает свет, соответствуют **главные минимумы**, которые определяются формулой (2).

Результирующая картина распределения интенсивности света на экране при дифракции на решетке представлена на рис. 4. Здесь пунктирная линия повторяет распределение интенсивности света при дифракции на одной щели.

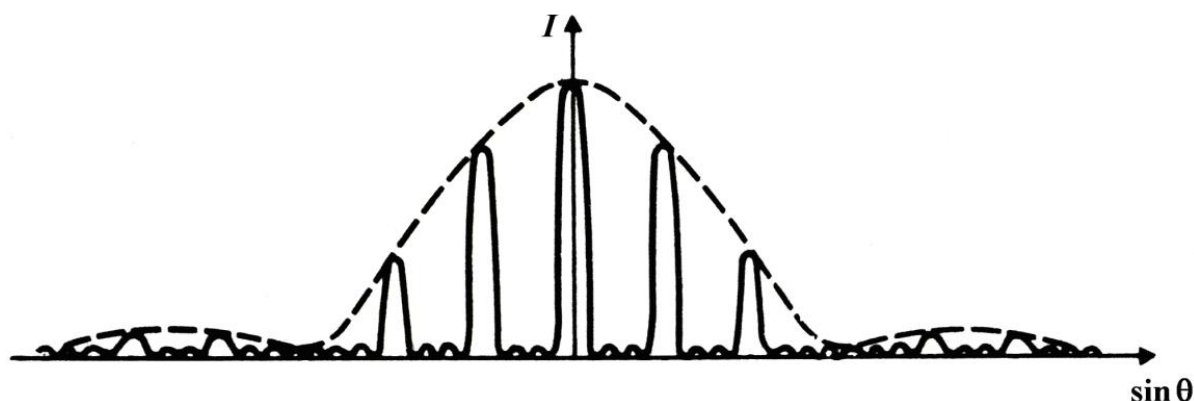


Рис. 4

При освещении решётки некогерентным светом дифракция сопровождается разложением света в спектр. Центральный максимум будет иметь тот же цвет, что и источник, так как при  $\theta = 0$  световые волны любой длины имеют нулевую разность хода. Слева и справа от него будут располагаться максимумы для различных длин волн 1-го, 2-го и т. д. порядков, причём большей длине волны будет соответствовать больший угол дифракции  $\theta$ . Таким образом, дифракционная решётка может служить спектральным прибором (рис. 5). Основное назначение таких приборов — измерение длины волны исследуемого света.

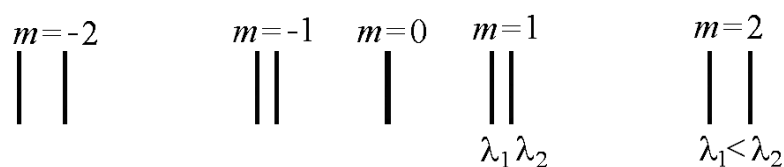


Рис. 5

## 2. Описание установки и метода измерений

Задача измерения длины волны с помощью решётки с известной постоянной  $d$  сводится к измерению углов  $\theta$ , под которыми наблюдаются дифракционные максимумы.

Оптическая схема установки приведена на рис. 6.

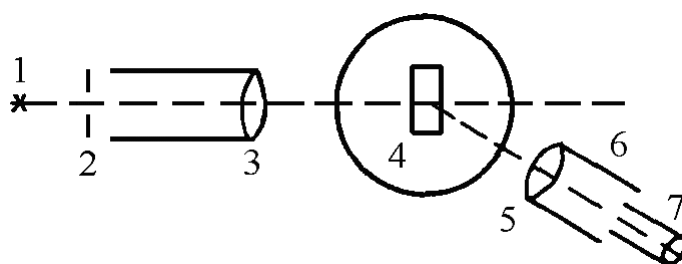


Рис. 6

Источник света **1** освещает щель **2**, находящуюся в фокальной плоскости линзы **3** коллиматора. После коллиматора параллельный пучок света, падает по нормали на дифракционную решётку **4**, установленную на столике прибора. Дифрагированная световая волна попадает в объектив **5** зрительной трубы **6** и наблюдается в окуляр **7**.

Измерения углов дифракции проводятся с помощью оптического прибора – гониометра (рис. 7).

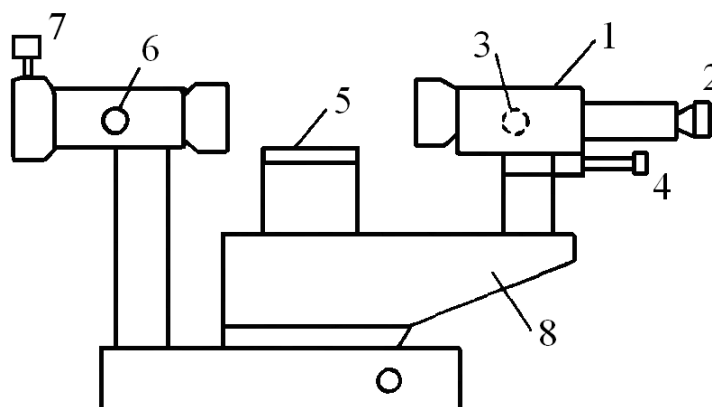


Рис. 7

Основные части гониометра: зрительная труба **1**, её окуляр **2**, винт фокусировки трубы **3**, отсчётный микроскоп **4**, столик **5**, коллиматор **6**, микрометрический винт **7**, регулирующий размер щели коллиматора. Зрительная труба укреплена на вращающемся основании **8**.

Измерение углов, под которыми наблюдается дифракционный максимумы, проводится с помощью отсчётного устройства. Величина угла  $\theta$  определяется по лимбу, который рассматривается через окуляр микроскопа **4** при включённой подсветке. На поверхности стеклянного лимба нанесена шкала с делениями от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ . Оцифровка делений проведена через  $1^\circ$ . Каждый градус разделён на три части. Следовательно, цена деления лимба равна  $20'$ . (При принятом способе измерения не используется обратное изображение и шкала в правом окне поля зрения отсчётного микроскопа.) Поле зрения отсчётного микроскопа изображено на рис. 8.

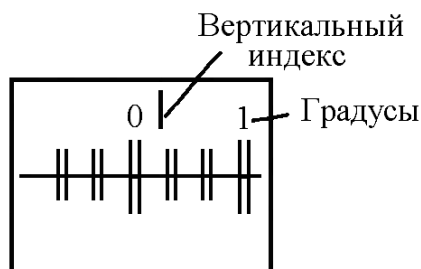


Рис. 8

Отсчёт проводится следующим образом. В левом окне наблюдаются изображения диаметрально противоположных участков лимба и вертикальный индекс для отсчёта градусов. Число градусов равно видимой ближайшей левой от вертикального индекса цифре на верхней шкале. Число минут определяется с точностью до  $5'$  по положению вертикального индекса. Отсчёт на рисунке примерно равен  $0^\circ 15'$ .

### 3. Порядок выполнения работы

1. Включите источник света (спектральную лампу) перед щелью коллиматора. Лампа разгорается в течение 5-7 минут.
2. Ознакомьтесь с приборами на установке по описанию в разделе 2.
3. Поворачивая зрительную трубу, совместите перекрестие окуляра с изображением щели коллиматора. Изображение щели должно быть отчетливо видно и иметь ширину около 1 мм. Если изображение размыто, обратитесь к лаборанту или преподавателю.

4. Вращением оправы окуляра трубы добейтесь чёткого изображения визирного креста в поле зрения окуляра.
5. Установите дифракционную решётку с известной постоянной на столике гониометра так, чтобы её плоскость была перпендикулярна оси коллиматора.
6. Включите подсветку гониометра.
7. Поворачивая зрительную трубу влево и вправо, наблюдайте линии спектра лампы, располагающиеся симметрично от нулевого (неокрашенного) максимума. Зрительную трубу следует поворачивать медленно и плавно. Определите число линий любого одного цвета по одну и другую сторону от центральной белой линии (это и будет числом видимых порядков спектра с каждой стороны от нулевого максимума). Одновременно проследите, чтобы отсчет по шкале лимба при наблюдении линий спектра не выходил за пределы интервала углов от  $20^\circ$  до  $270^\circ$ . В противном случае обратитесь к преподавателю.
8. Проведите измерение углов, при которых наблюдаются различные линии в спектрах  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 3$  и т. д. порядков. Для этого к каждой линии слева и справа от центральной последовательно подведите перекрестие окуляра зрительной трубы. Отсчёт проводите по лимбу с помощью отсчётного микроскопа, как описано выше. В работе необходимо измерить длины волн, цвета которых указаны преподавателем, но не менее двух спектральных линий.
9. Данные измерений занесите в табл. 1. При измерениях через  $\alpha$  обозначено угловое положение линий спектра справа от нулевого максимума, а через  $\beta$  – слева от нулевого максимума.

Таблица 4

Постоянная решётки  $d =$

| Цвет<br>линии | $n$ | Угловое положение<br>линии спектра             |                                              | $\theta$ | $\lambda$ | $\bar{\lambda}$ |
|---------------|-----|------------------------------------------------|----------------------------------------------|----------|-----------|-----------------|
|               |     | $\alpha$<br>справа от<br>нулевого<br>максимума | $\beta$<br>слева от<br>нулевого<br>максимума |          |           |                 |
|               | 1   |                                                |                                              |          |           |                 |
|               | 2   |                                                |                                              |          |           |                 |
|               | 3   |                                                |                                              |          |           |                 |
|               | 1   |                                                |                                              |          |           |                 |
|               | 2   |                                                |                                              |          |           |                 |

|  |   |  |  |  |  |  |
|--|---|--|--|--|--|--|
|  | 3 |  |  |  |  |  |
|--|---|--|--|--|--|--|

#### 4. Обработка результатов измерений

1. Рассчитайте угол дифракции  $\theta$  по формуле

$$\theta = \frac{|\alpha - \beta|}{2}. \quad (4)$$

2. Для каждого значения угла  $\theta$  найдите длину волны по формуле

$$\lambda = \frac{d \sin \theta}{n}. \quad (5)$$

3. Вычислите среднее значение длины волны для линии данного цвета. Результаты вычислений запишите в табл. 1.

## Лабораторная работа № 8

### ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЛУЧАХ

**Цель работы:** изучение дифракции Фраунгофера на различных объектах (щели, дифракционной решётке и др.).

#### 1. Введение

Схема наблюдения дифракции Фраунгофера от одной щели представлена на рис. 1. Параллельный пучок света от гелий-неонового лазера **1** падает нормально на щель **2**, длина которой  $l$  много больше её ширины  $b$ . Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка плоскости щели, до которой дошло световое колебание, становится источником вторичных волн, распространяющихся во все стороны. Вторичные источники когерентны и волны от них могут интерферировать при наложении. Результат интерференции в виде периодического распределения интенсивности света можно наблюдать на экране **3**, находящемся на расстоянии  $L \gg \frac{b^2}{\lambda}$  от щели **2**.

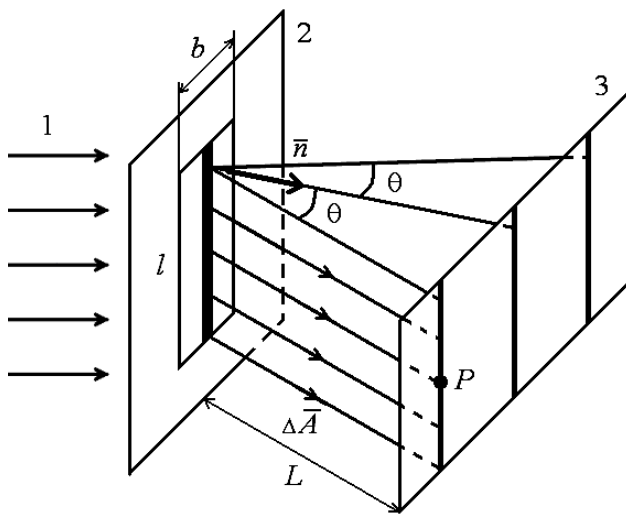


Рис. 2

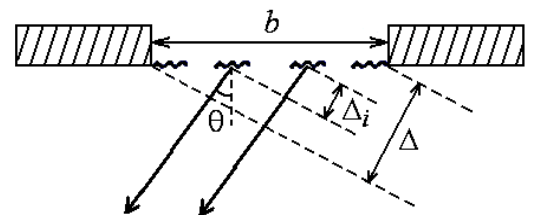


Рис. 3

Распределение интенсивности света в получаемой картине определяется суммированием элементарных волн, пришедших в данную точку  $P$  на экране от всех элементов щели.

Максимум нулевого порядка значительно превосходит по интенсивности остальные максимумы. На его долю приходится около 90% светового потока.

Нулевая интенсивность света соответствует углам дифракции  $\theta_m$ , при которых

$$b \sin \theta_m = \pm m \lambda, \quad (1)$$

где  $m = 1, 2, 3, \dots$  – порядок дифракционного минимума.

Формула (1) позволяет найти угловое положение дифракционных минимумов.

Дифракционные максимумы 1-3-го порядков соответствуют углам  $\theta$ , определённым из условий:

$$b \sin \theta_1 = \pm 1,43\lambda; \quad b \sin \theta_2 = \pm 2,46\lambda; \quad b \sin \theta_3 = \pm 3,47\lambda \dots \quad (2)$$

График распределения интенсивности света на экране при дифракции от одной щели показан на рисунке 3.

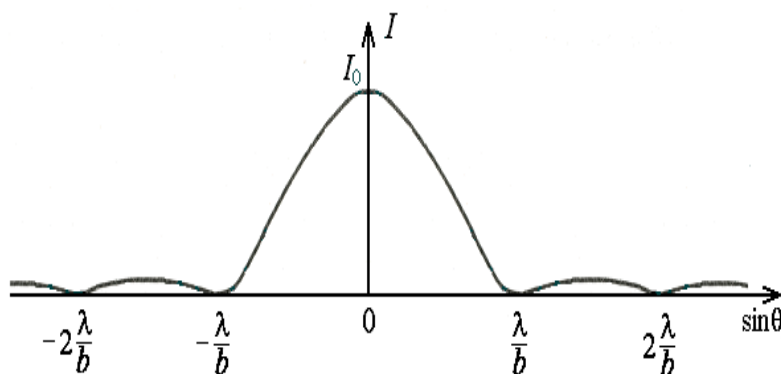


Рис. 3

Если в плоскости непрозрачного экрана сделано  $N$  равностоящих друг от друга узких щелей шириной  $b$ , то такое устройство называют **одномерной дифракционной решёткой**. **Период решётки**  $d$  – расстояние между серединами соседних щелей ( $d = b + a$ , где  $a$  – ширина непрозрачной полосы). Дифракцию Фраунгофера можно там же наблюдать при прохождении параллельного пучка света через дифракционную решётку.

Распределение интенсивности света в дифракционной картине получим, если учтём распределение интенсивности из-за дифракции на каждой щели, а также интерференционный эффект от наложения  $N$  дифракционных картин от каждой из щелей друг на друга. Каждая из щелей в отдельности давала бы на экране дифракционную картину, показанную на рис. 3.

Так как волны, идущие от разных щелей, когерентны, они интерферируют между собой, что приводит к новому перераспределению энергии в пространстве. Результат интерференции будет определяться оптической разностью хода волн, идущих из соседних щелей. Эту разность хода можно найти с помощью лучей, идущих от соответственных точек (это любые точки соседних щелей, расположенные на расстоянии  $d$  друг от друга) в соответствии с рис. 4.

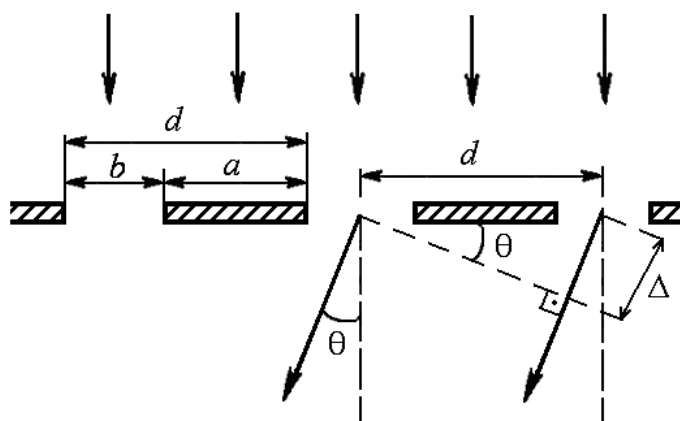


Рис. 4

Положение главных максимумов будет определяться формулой

$$d \sin \theta = \pm m \lambda, \text{ где } m = 0, 1, 2, 3. \quad (3)$$

Новое перераспределение энергии приведет к появлению ряда светлых полос, разделенных тёмными промежутками. Эти полосы лежат в основном в области первого дифракционного максимума от одной щели ( $\sim 90\%$  всей энергии, см. рис. 3).

Между главными максимумами располагается  $(N - 1)$  дополнительный минимум. Условие для этих дополнительных минимумов записывается в следующем виде:

$$d \sin \theta = \pm k \frac{\lambda}{N}, \text{ где } k = 1, 2, 3 \dots, \text{ кроме } k = N, 2N, 3N \dots \quad (4)$$

Главные минимумы дифракционной решётки определяются формулой (1). С учетом формул (1), (3) и (4) картина распределения интенсивности света на экране при дифракции на решётке представлена на рис. 5.

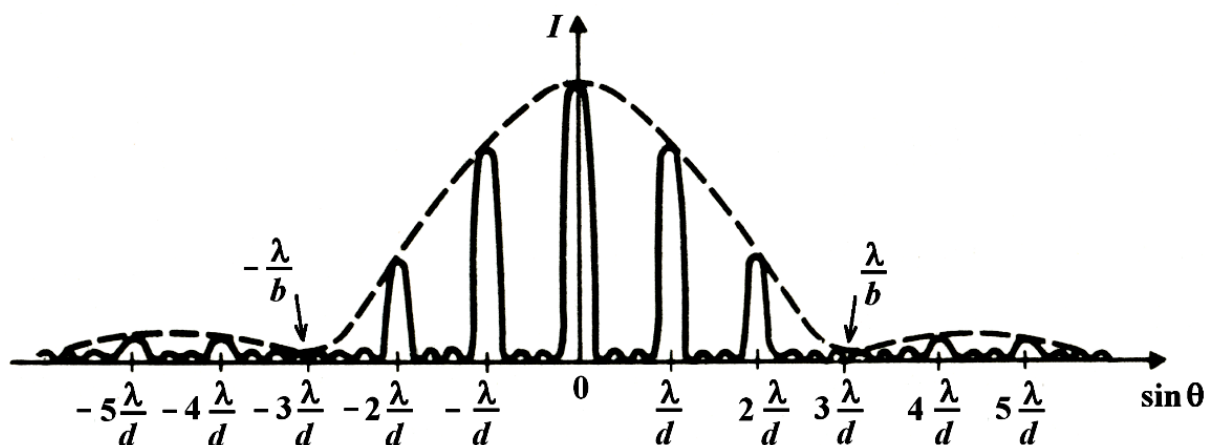


Рис. 5

## 2. Описание установки и метода измерений

Источником света служит гелий-неоновый лазер. Излучение лазера обладает рядом важных свойств:

- а) острой угловой направленностью светового пучка (параллельностью лучей);
- б) высокой степенью монохроматичности;
- в) сравнительно большой плотностью мощности излучения.

**Включение лазера производится только преподавателем или лаборантом! Запрещается уводить в сторону отражённый луч!**

Схема установки приведена на рис. 6.

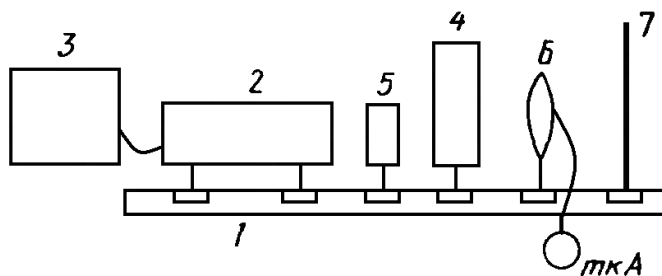


Рис. 6

На оптической скамье **1** в рейтерах установлены гелий-неоновый лазер **2** с блоком питания **3**, рейтеры **4** с различными оптическими элементами (их перечень указан на установке), поляризатор **5** для ослабления интенсивности излучения, фотоприёмник **6**, связанный со сканирующим устройством для исследования распределения интенсивности в дифракционном спектре. Фотоприёмник соединён с микроамперметром для регистрации фототока. Фотоприёмник может перемещаться в плоскости, перпендикулярной лазерному лучу. Перемещение фотоприёмника осуществляется поворотом винта, связанного с индикатором сканирующего устройства. Индикатор позволяет измерять расстояния, на которые перемещается фотоприёмник.

На оптической скамье помещён двусторонний экран **7**, одна из его сторон имеет шкалу с делениями.

Так как излучение лазера монохроматично, на экране можно наблюдать неперекрывающиеся дифракционные максимумы. Для упрощения оптической схемы за её элементами, на которых происходит дифракция лазерного пучка, нет линзы для фокусировки дифракционных линий. Поэтому дифракционная картина представляет собой широкие полосы, повторяющие сечения первичного светового пучка.

### 3. Порядок выполнения работы

### **Определение распределения интенсивности в дифракционном спектре от щели**

1. Ознакомьтесь с приборами на установке и подробно изучите её описание в разделе 2.
2. Установите на оптическую скамью микрометрическую щель и экран. Вращением барабана щели можно изменять размер щели. Цена деления барабана равна 0,001 мм. Ширина щели изменяется от 0 до 0,4 мм.

Вначале рассмотрите дифракционную картину от прямоугольной щели, изменяя её ширину. Следует начать с широкой щели (0,4 мм), когда видна многолинейчатая дифракционная картина и, уменьшая ширину щели, можете закончить тогда, когда виден только один дифракционный максимум нулевого порядка. Обратите при этом внимание на ширину и яркость нулевого максимума.

3. Установите размер щели 0,15 мм. На пути лазерного луча поставьте рейтер с фотоприёмником и индикаторной головкой. Вращая винт индикатора, установите главный дифракционный максимум справа от входного окошка фотоприёмника.
4. Включите подсветку шкалы микроамперметра и убедитесь, что световой указатель стоит на нуле, если перекрыть входное окошко фотоприёмника.

Проверьте, не выходит ли световой указатель микроамперметра за пределы шкалы в максимуме дифракционной картины. Для этого микроамперметр включите на предел, указанный на установке, и плавно вращайте винт индикатора по часовой стрелке. Максимальное значение отклонения светового указателя должно составлять 70-80 делений (3/4 шкалы) прибора. Если указатель выходит за пределы шкалы прибора, поставьте на пути лазерного пучка поляризатор и, вращая его за оправу, уменьшайте интенсивность луча до тех пор, пока не будет получено указанное отклонение.

5. Снимите показания для построения графика распределения интенсивности в дифракционной картине. Для этого установите большую стрелку индикатора на нуль поворотом рифлёного кольца на корпусе индикатора. Заметьте положение малой стрелки, отсчитывающей полные обороты.

Плавно вращая винт индикатора, через каждые 15-20 делений снимайте показания микроамперметра, записывая результат в табл. 1.

### **Определение распределения интенсивности в дифракционном спектре решётки**

7. Поставьте на скамью рейтер с дифракционной решёткой и рейтер с фотоприёмником и индикаторной головкой. Решётка должна быть установлена перпендикулярно к оси светового пучка, выходящего из лазера. Для этого, вращая решётку, выведите световой блик, отраженный от плоскости решётки, точно на середину выходного окна лазера, то есть выходящий из лазера световой пучок должен совпадать с его отражением от плоскости

решётки. Расстояние от решетки до фотоприёмника нужно подобрать так, чтобы при максимальном смещении фотоприёмника можно было зафиксировать положение нескольких дифракционных максимумов.

8. Снимите показания для построения графика распределения интенсивности света в дифракционной картине от решётки, повторив пункт 4. Результаты измерений запишите в таблицу 2. В процессе измерения необходимо зафиксировать положения главных максимумов.

9. Вместо фотоприёмника поставьте на скамью экран со шкалой, отодвинув его как можно дальше. Измерьте несколько раз с помощью шкалы на экране расстояния  $x_m$  между дифракционными максимумами  $\pm 1$ ,  $\pm 2$  и т. д. порядков. Данные запишите в таблицу 3. Одновременно измерьте расстояние  $l$  от плоскости дифракционной решётки до экрана.

#### 4. Обработка результатов измерений

**Распределение интенсивности света при дифракции на одной щели и на решётке**

Размер щели  $b =$

Таблица 5 (для одной щели)

| $l$     |    | $I$     |     |
|---------|----|---------|-----|
| деления | мм | деления | мкА |
|         |    |         |     |
|         |    |         |     |

Таблица 6 (для решётки)

| $l$     |    | $I$     |     |
|---------|----|---------|-----|
| деления | мм | деления | мкА |
|         |    |         |     |
|         |    |         |     |

**Определение постоянной дифракционной решётки**

$\lambda =$

Таблица 7

| Расстояние от решётки до экрана $l$ | Порядок дифракционного спектра $m$ | Расстояние между дифракционными | Постоянная решётки $d$ |
|-------------------------------------|------------------------------------|---------------------------------|------------------------|
|-------------------------------------|------------------------------------|---------------------------------|------------------------|

|  |  |                   |  |
|--|--|-------------------|--|
|  |  | максимумами $x_m$ |  |
|  |  |                   |  |
|  |  |                   |  |

$\bar{d} =$

1. По результатам табл. 1 постройте график зависимости фототока от положения входного окошка фотоприёмника по отношению к дифракционному спектру.

Величина фототока пропорциональна интенсивности падающего на фотокатод света. Поэтому полученный график дает распределение интенсивности света в дифракционном спектре. В тех же координатах постройте график распределения интенсивности, полученного

теоретически, приняв для максимумов приближённо  $b \sin \theta = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}$ ,  $m = 1, 2, \dots$ . Для

минимумов справедлива формула (1). Кроме того, отношения интенсивностей в максимумах определяются соотношением  $I_0:I_1:I_2 = 1:0,045:0,016$ .

2. По результатам таблицы 2 постройте график распределения интенсивности света в дифракционном спектре решётки.

3. По результатам табл. 3 найдите постоянную решётки  $d$ . Постоянную решётки можно найти из формулы дифракционной решётки (3).

Для вычисления  $d$  необходимо рассчитать угол дифракции  $\theta$ . Ввиду малости угла дифракции  $\theta$  можно считать, что  $\sin \theta \approx \tan \theta$ . Как видно из рис. 8,

$$\tan \theta = \frac{x_m}{2L},$$

и тогда

$$d = \frac{2mL}{x_m} \lambda. \quad (5)$$

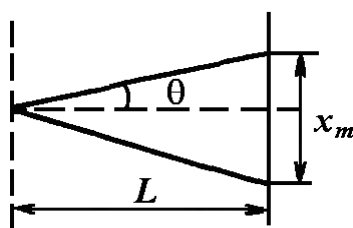


Рис. 4

4. Для каждого порядка спектра рассчитайте постоянную решётки и найдите  $\bar{d}$ .

5. Учитывая, что главные минимумы при дифракции на решётке определяются формулой (1), оцените ширину щелей решётки  $b$ , используя график распределения интенсивности света в дифракционном спектре решётки (см. пункт 1).



## Лабораторная работа № 9

### ИЗУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРСИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРИБОРА

**Цель работы:** ознакомиться с устройством спектрального прибора и явлением дисперсии, произвести градуировку прибора по длинам волн и найти его характеристику – линейную дисперсию.

#### 1. Введение

Одним из основных эффектов, возникающих при взаимодействии света с веществом, является эффект поглощения света и уменьшения его фазовой скорости. Свет возбуждает колебания элементарных оптических осцилляторов среды (атомов, молекул) и передает им свою энергию. Фазовая скорость света в среде для различных частот различна и зависит от показателя преломления  $n$  среды:

$$v_{\phi} = \frac{c}{n},$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. Следовательно, и показатель преломления  $n$  зависит от частоты или длины волны света:  $n = f(\lambda)$ . Это явление называется **дисперсией**.

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления в линейной изотропной среде от частоты  $\omega$  внешнего электромагнитного поля.

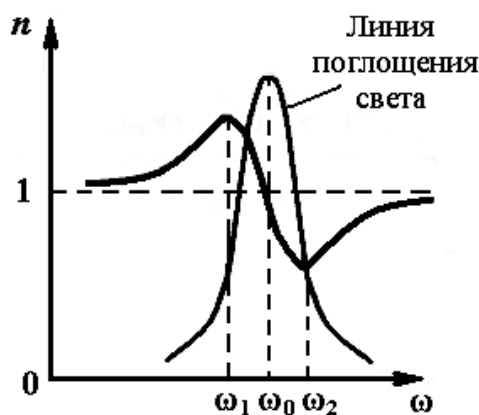


Рис. 5

Центр поглощения света расположен на частоте  $\omega_0$  собственных колебаний осциллятора (электрона). Показатель преломления  $n(\omega)$  заметно отличается от единицы вблизи полосы поглощения  $(\omega_2 - \omega_1)$ . Различают две области дисперсии: область **нормальной дисперсии**, где показатель преломления возрастает с ростом частоты света, и область **аномальной дисперсии**, где показатель преломления уменьшается с ростом частоты. Область нормальной дисперсии расположена за пределами полосы поглощения света,

следовательно, она совпадает с областью прозрачности вещества. Аномальная дисперсия наблюдается в узкой полосе частот вблизи центра линии поглощения света.

Дисперсия в различных прозрачных материалах (стекло, кварц) используется в призмённых спектральных приборах, основным элементом которых является **призма** (или система призм). При прохождении через призму свет отклоняется от прямолинейного направления распространения к основанию призмы. Угол отклонения зависит, в частности, от показателя преломления призмы. Так как показатель преломления различен для разных длин волн, то свет каждой длины волны отклоняется на свой угол, причем при нормальной дисперсии лучи с малыми длинами волн (фиолетовые лучи) отклоняются больше, а лучи с большими длинами волн (красные лучи) – меньше (рис. 2). Появляется возможность разделить лучи различных длин волн и выяснить спектральный состав света, т. е. узнать, лучи каких длин волн испускает данный источник.

## 2. Описание установки и метода измерений

В настоящей работе для наблюдения явления дисперсии используется монохроматор УМ-2. Основным назначением монохроматора, как и всякого спектрального прибора, является выделение излучения в узких спектральных диапазонах в пределах заданной спектральной области.

Основными частями монохроматора являются: коллиматор, диспергирующая призма с поворотным механизмом и зрительная труба. Оптическая схема прибора изображена на рис. 3.

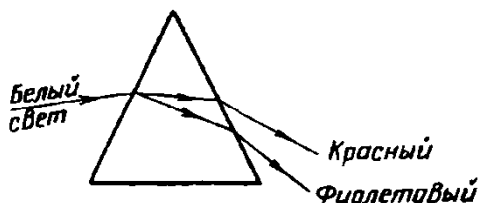


Рис. 6 – Разложение света призмой на спектральные составляющие

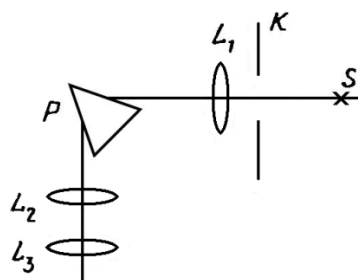


Рис. 7 – Оптическая схема монохроматора УМ-2

Свет от источника  $S$  попадает на входную щель коллиматора. Назначение коллиматора – дать параллельный пучок света, падающий на призму  $P$ . Для этого щель  $K$  устанавливается в фокальной плоскости объектива коллиматора  $L_1$ . Выходящие из призмы

пучки параллельных лучей разных цветов, имея различные направления, дают в фокальной плоскости линзы  $L_2$  ряд различно окрашенных изображений щели – спектр. Наблюдать спектр можно с помощью окуляра  $L_3$ , который вместе с линзой  $L_2$  образует зрительную трубу. Для того, чтобы изображение спектральной линии попадало в окуляр, призма  $P$  вращается с помощью барабана на определенный угол  $\varphi$ .

В работе рассчитывается характеристика прибора, называемая **линейной дисперсией**  $D_l$ . Если источник света на входе прибора, имеющего узкую входную щель, посылает лучи с длинами волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ , то в фокальной плоскости получится изображение спектра, растянутое на расстояние  $\Delta l$ . По определению

$$D_l = \frac{\Delta l}{\Delta \lambda}. \quad (1)$$

Для расчёта  $D_l$  необходимо определить, на какое расстояние  $\Delta l$  в фокальной плоскости прибора разойдутся лучи, длины волн которых отличаются на  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Значения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  можно найти, зная их координаты  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , по градуировочной кривой прибора  $\lambda = f(\varphi)$ , которая снимается в первой части работы. Но как найти  $\Delta l$ , если в фокальной плоскости прибора нет миллиметровой шкалы? Для этого разности угловых координат  $\varphi_2 - \varphi_1$  нужно поставить в соответствие какой-нибудь линейный эталон длины. Таким эталоном может служить ширина входной щели, так как увеличение оптической схемы равно единице, то ширина изображения щели на экране равна реальной ширине входной щели, которую можно регулировать с помощью микрометрического винта. Поэтому поступают следующим образом. Устанавливают определенную ширину входной щели  $\Delta l'$ , например, 1,5 мм. Выводят в поле зрения прибора какую-нибудь спектральную линию, например зелёную. На экране появится изображение щели, ширина которой  $\Delta l = \Delta l' = 1,5$  мм. Находят угловые координаты краев щели  $\varphi_2 - \varphi_1$  и по градуировочному графику  $\lambda = f(\varphi)$  находят длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  тех лучей света, которые пришли бы в точки с координатами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , если бы щель была очень узкой, а в спектре излучения лампы действительно присутствовали бы эти длины волн.

Обычно расстояние  $\Delta l$  измеряется в **миллиметрах**, а длина волны в **нанометрах**, поэтому линейную дисперсию выражают, как правило, в **мм/нм**.

### 3. Порядок выполнения работы

#### Определение линейной дисперсии прибора

1. Включите в сеть спектральный источник света (ртутную лампу) и дайте ей прогреться в течение 4–5 минут.

2. Ознакомьтесь с приборами на установке и заполните таблицу спецификации измерительных приборов.

| <i>Название прибора</i> | <i>Пределы измерения</i> | <i>Цена деления</i> | <i>Инструментальная погрешность</i> |
|-------------------------|--------------------------|---------------------|-------------------------------------|
|                         |                          |                     |                                     |

3. Проверьте, попадает ли свет от источника на входную щель **1** (рис. 4) монохроматора.

4. Включите тумблер подсветки **7** и вращением рифленого кольца **8** сфокусируйте окуляр **2** так, чтобы был четко виден треугольный указатель. Цвет подсветки можно менять с помощью набора светофильтров, которые вводятся поворотом винта, расположенного над окуляром.

5. Поставьте затвор **4** монохроматора в положение "Откр.".

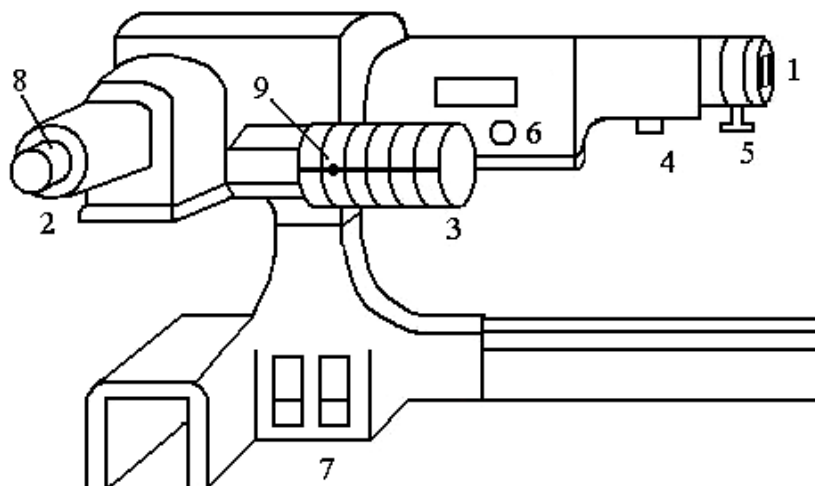


Рис. 8 – Внешний вид монохроматора УМ-2

6. Проверьте, виден ли спектр ртутной лампы. С этой целью, вращая барабан **3**, просмотрите все спектральные линии ртути, перемещающиеся в поле зрения окуляра по мере вращения барабана. Если линии расплывчатые, то вращением винта **6** нужно добиться четкой картины (при этом две желтые линии не должны перекрываться).

7. Проградуируйте барабан монохроматора, т. е. сопоставьте делениям барабана известные значения длин волн. Для этого вращением микрометрического винта **5** нужно установить малую ширину входной щели (размер щели указан на установке). Цена деления микрометрического винта равна 0,01 мм. Затем вращением барабана **3** вводят в поле зрения различные спектральные линии.

Совмещая с указателем окуляра последовательно видимые линии спектра ртутной лампы, указанные в табл. 1, запишите соответствующие показания  $\varphi$  шкалы барабана по указателю **9** (по чёрной риске на нём).

Во время вращения барабана при совмещении очередной линии с указателем окуляра старайтесь не менять положение глаз.

**8.** С помощью микрометрического винта **5** установите широкую щель (размер указан на установке). Наблюдая в окуляр, вращением барабана совместите с указателем сначала один край линии, потом другой, и измерьте по шкале барабана углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , соответствующие краям изображения линии.

Измерения нужно провести для всех линий видимой части спектра ртути. Полученные значения занесите в табл. 2.

#### 4. Обработка результатов измерений

Таблица 8

Ширина щели  $\Delta l =$

| Спектр ртути (линия, цвет) | Длина волны $\lambda$ , нм | Деления барабана $\varphi$ , ° |
|----------------------------|----------------------------|--------------------------------|
| Жёлтая I                   | 579,07                     |                                |
| Жёлтая II                  | 576,96                     |                                |
| Зелёная                    | 546,07                     |                                |
| Зелёно-голубая             | 491,60                     |                                |
| Сине-фиолетовая            | 435,80                     |                                |
| Фиолетовая I               | 407,78                     |                                |
| Фиолетовая II              | 404,68                     |                                |

Таблица 9

| Линия спектра   | Деления барабана       |                         | Длина волны            |                         | $\Delta\lambda$ | $D_i$ |
|-----------------|------------------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|-----------------|-------|
|                 | левый край $\varphi_1$ | правый край $\varphi_2$ | левый край $\lambda_1$ | правый край $\lambda_2$ |                 |       |
| Жёлтая I        |                        |                         |                        |                         |                 |       |
| Жёлтая II       |                        |                         |                        |                         |                 |       |
| Зелёная         |                        |                         |                        |                         |                 |       |
| Зелёно-голубая  |                        |                         |                        |                         |                 |       |
| Сине-фиолетовая |                        |                         |                        |                         |                 |       |
| Фиолетовая I    |                        |                         |                        |                         |                 |       |

|               |  |  |  |  |  |  |
|---------------|--|--|--|--|--|--|
| Фиолетовая II |  |  |  |  |  |  |
|---------------|--|--|--|--|--|--|

### Определение линейной и угловой дисперсии прибора

1. По данным табл. 1 постройте градуировочную кривую  $\lambda = f(\varphi)$ .
2. По градуировочному графику и данным табл. 2 найдите интервал длин волн  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ , соответствующий краям данной линии  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ .
3. Найдите линейную дисперсию прибора  $D_l$  для всех линий (или для тех линий, которые указаны преподавателем):

$$D_l = \frac{\Delta l}{\Delta \lambda},$$

где  $\Delta l$  – ширина входной щели прибора во второй части работы. Величину линейной дисперсии прибора выразите в мм/нм.

4. По полученным данным постройте график зависимости линейной дисперсии прибора от длины волны  $D_l(\lambda)$ . Так как диспергирующим элементом системы является призма, то оцените, какой вид дисперсии наблюдается в данном интервале длин волн.

### Контрольные вопросы

1. Что называется дисперсией?
2. Сформулируйте цель работы.
3. С помощью какого оптического прибора проводится наблюдение дисперсии, как он устроен?
4. Что называется линейной дисперсией прибора? Какие величины надо измерить для её определения?
5. Что означает градуировка прибора? Как это делается на опыте?
6. Нарисуйте примерный вид кривой дисперсии. Что называется нормальной и аномальной дисперсией?
7. Назовите границы длин волн для видимого спектра.
8. Длины волн какого света – красного или фиолетового – имеют большую скорость в стекле?
9. Как изменяется показатель преломления с изменением длины волны в случае нормальной дисперсии?

# Лабораторная работа № 10

## ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА

### НА ОДНОЙ ЩЕЛИ. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

**Цель работы:** изучение дифракции Фраунгофера на одной щели. Измерение длины волны лазерного излучения и исследование распределения интенсивности в дифракционной картине.

#### 1. Введение

Схема наблюдения дифракции Фраунгофера от одной щели представлена на рис. 1. Параллельный пучок света от полупроводникового лазера **1** падает нормально на щель **2**, длина которой  $l$  много больше её ширины  $b$ . Согласно принципу Гюйгенса, каждая элементарная площадка плоскости щели, до которой дошло световое колебание, становится источником вторичных волн, распространяющихся во всех направлениях в пределах передней полусферы. Согласно Френелю вторичные источники когерентны и волны от них могут интерферировать при наложении. Результат интерференции в виде периодического распределения интенсивности света можно наблюдать на экране **3**, находящемся на расстоянии  $L \gg b^2/\lambda$  от щели **2**.

Распределение интенсивности света в получаемой картине определяется суммированием элементарных волн, пришедших в данную точку  $P$  на экране от всех элементов щели.

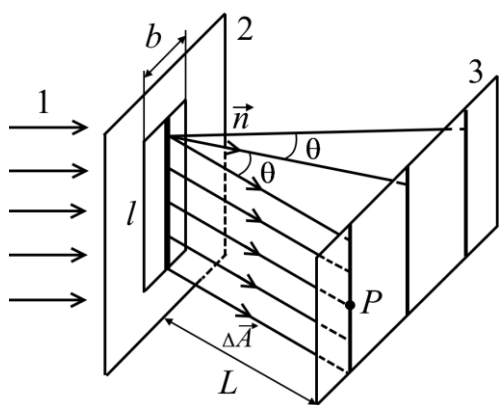


Рис. 1 – Дифракция света на одной щели

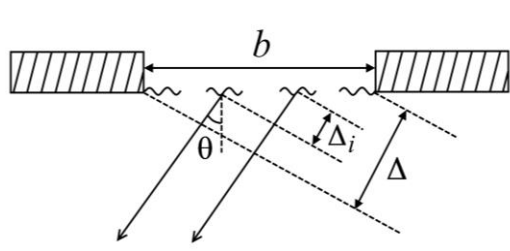


Рис. 2 – Распространение света от щели

При небольших углах дифракции  $\theta$  наиболее просто рассчитывается распределение

интенсивности света методом графического сложения амплитуд, предложенным Френелем. Разобьём открытую часть волнового фронта в плоскости щели на узкие полоски равной ширины (рис. 1), параллельные краям щели. Каждая полоска будет играть роль элементарного вторичного источника волн. При нормальном падении плоской волны на щель волновая поверхность совпадает с плоскостью щели, и начальные фазы всех вторичных источников одинаковы. Так как площади полосок одинаковы, то одинаковы и амплитуды колебаний  $\Delta A_i$ , посылаемых каждым таким источником. В точке наблюдения  $P$  (рис. 1) колебания, приходящие от «зоны-полоски», отстают по фазе от колебаний, создаваемых предыдущей зоной, причём на одну и ту же величину для разных соседних полосок. Это отставание по фазе зависит от угла дифракции  $\theta$  (рис. 2).

Для определения амплитуды результирующего колебания  $A$ , поступают следующим образом. Амплитуду колебаний в точке  $P$ , создаваемых каждой из зон-полосок, представляют вектором  $\Delta A_i$ . Отставание колебаний по фазе на величину  $\gamma$  изображают поворотом каждого вектора  $\Delta A_i$  против часовой стрелки на угол  $\gamma$ . В результате получают цепочку векторов, векторная сумма которых равна результирующей амплитуде колебаний в точке  $P$ , т.е.  $A = \sum \Delta A_i$  (рис. 3).

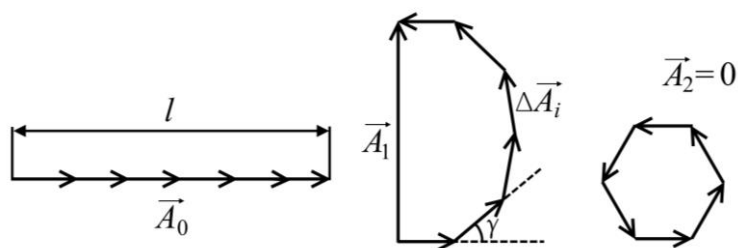


Рис. 3 – Сложение векторов амплитуд колебаний от «зон-полосок»

При угле дифракции  $\theta_0 = 0$  разность фаз колебаний от соседних зон также равна нулю, и векторная диаграмма имеет вид, показанный на рис. 3,а. Амплитуда результирующего колебания  $A_0$  будет равна арифметической сумме амплитуд складываемых колебаний, т.е.

$$A_0 = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = n \Delta A_i. \text{ Обозначим длину этой цепочки через } l. \text{ Углу дифракции } \theta_0 = 0$$

соответствует максимум нулевого порядка с амплитудой  $A_0$ .

Если для некоторого угла дифракции  $\theta_1$ , разность фаз колебаний, идущих от краев щели, равна  $\pi$  (т.е. разность хода,  $\Delta = b \sin \theta_1 = \frac{\lambda}{2}$ , рис. 2), то векторы  $\Delta A_i$  образуют цепочку

векторов в виде полуокружности длиной  $l$  (рис. 3,б). Радиус этой полуокружности будет равен  $R_1 = \frac{l}{\pi}$ , а длина результирующего вектора  $A_1 = 2R_1 = \frac{2l}{\pi} = \frac{2A_0}{\pi}$ .

В случае, если колебания от краёв щели отличаются по фазе на  $2\pi$  (т.е.  $\Delta = b \sin \theta_2 = \lambda$ ), получают замкнутую окружность всё той же длины  $l$ , но при этом амплитуда результирующего колебания становится равно нулю,  $A_2 = 0$  (рис. 3,в). Здесь конец последнего вектора совпадает с началом первого, поэтому  $\sum_{i=1}^n \Delta A_i = 0$ . Углу дифракции  $\theta_2$  будет соответствовать минимум первого порядка (в этом случае говорят, что в ширину щели укладываются две зоны Френеля).

Нетрудно видеть, что нулевая амплитуда будет соответствовать также направлениям, при которых разность фаз от крайних элементов будет равна  $2 \cdot 2\pi$ ,  $3 \cdot 2\pi$  и т. д. (т.е. минимумы соответствуют направлениям, для которых разность хода от краёв щели равна  $\lambda$ ,  $2\lambda$ ,  $3\lambda$  и т.д. или  $b \sin \theta = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ ).

В обобщенном виде углы дифракции, которым отвечает нулевая амплитуда, определяются из формулы:

$$b \sin \theta_m = m\lambda \quad (1)$$

Где  $m = 1, 2, 3, \dots$  – порядок дифракционного минимума.

Другими словами, формула (1) позволяет найти положение дифракционных минимумов.

Максимум первого порядка наблюдается при условии, что колебания от краёв щели отличаются по фазе на  $3\pi$  (на ширине щели укладываются три зоны Френеля и разность хода  $b \sin \theta = 3 \frac{\lambda}{2}$ ), максимуму второго порядка будет отвечает разность фаз  $5\pi$  ( $b \sin \theta = 5 \frac{\lambda}{2}$ ) и т.д.

Нулевой максимум значительно превосходит по интенсивности остальные максимумы. На его долю приходится более 90% светового потока.

Положения дифракционных максимумов можно найти по следующим уточнённым формулам:

$$\begin{aligned} b \sin \theta_1 &= \pm 1,43\lambda \\ b \sin \theta_2 &= \pm 2,46\lambda \\ b \sin \theta_3 &= \pm 3,47\lambda \end{aligned} \quad (2)$$

График распределения интенсивности света на экране при дифракции от одной щели показан на рис. 4.

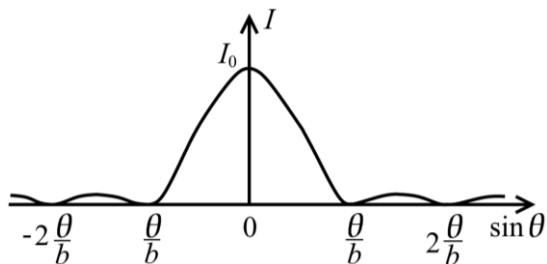


Рис. 4 – Распределение интенсивности на экране

Так как угол дифракции мал, то  $\sin \theta \approx \tan \theta$ . Как видно из рис. 5,

$$\tan \theta_m = \frac{x_m}{2L}$$

где  $x_m$  – расстояние между дифракционными минимумами  $m$ -го порядка,  $\theta_m$  – угол, под которым наблюдаются эти минимумы,  $L$  – расстояние от щели до экрана. Тогда

$$b = \frac{2mL}{x_m} \lambda \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{x_m}{2mL} b \quad (4)$$

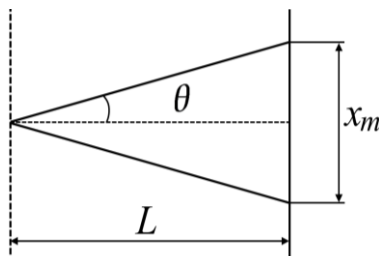


Рис. 5 – Определение угла дифракции

## 2. Описание установки и метода измерений

Схема установки приведена на рис. 6.

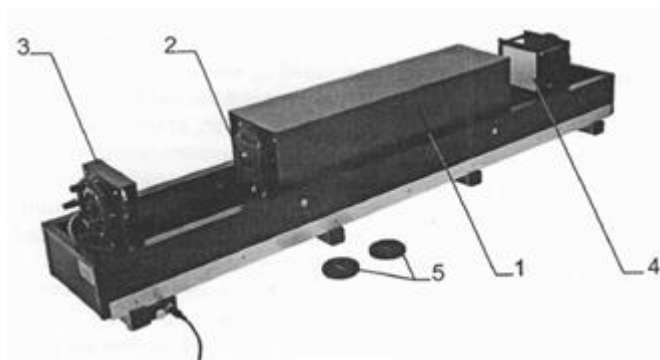


Рис. 6 – Схема экспериментальной установки

- 1 – оптическая скамья со светозащитным сдвигающимся кожухом,
- 2 – подвижная стойка для установки щелей,
- 3 – источник света (полупроводниковый лазер),
- 4 – экран для визуализации дифракционной картины, смонтированный на одной стойке с веб-камерой,
- 5 – две щели неизвестной ширины.

На рис. 7 показан вид сменных оправок с оптическими щелями.

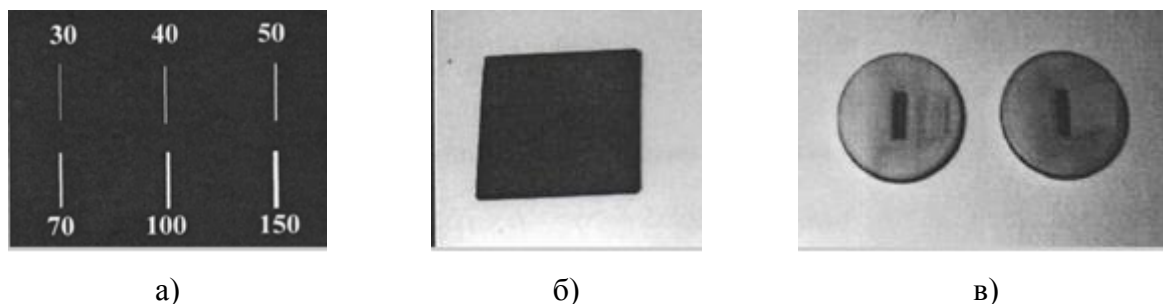


Рис. 7 – Сменные оправки с щелями

- а) матрица с щелями различной ширины, б) вид оптической матрицы,
- в) две щели, ширины которых необходимо определить по наблюдаемой от них дифракционной картине

### 3. Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с приборами на установке.
2. Съюстируйте оптическую установку, выполняя следующие действия:
  - ☐ включите лазер,
  - ☐ снимите с оптической скамьи стойку со щелью и, вращая юстировочные винты на оправке лазера, установите луч в центр белого экрана. Вкручивая юстировочный винт

по резьбе, обратите внимание на то, что диаметрально противоположный винт при этом не должен касаться упорного кольца оправки,

☐ вновь установите стойку с щелью на оптическую скамью, так, чтобы её центр оказался на отметке 25 см,

☐ убедитесь, что яркая точка от лазерного луча находится в центральной части экрана.

3. Подключите веб-камеру, присоединив её кабель к USB-входу компьютера.

4. После включения компьютера запустите программу «Практикум по физике». На панели устройств выберете соответствующий сценарий проведения эксперимента (Alt + C)



5. В открывшемся окне «Устройство видеозахвата» нажмите кнопку . В открывшемся окне настройки выберете разрешение 640x480 и нажмите «Ок».

6. Выполните юстировку. Если изображение экрана в кадре не достаточно чёткое, подрегулируйте фокусировку камеры, вращая её объектив.

7. Замерьте и запишите расстояние  $L$  между щелью и экраном. Запишите инструментальную погрешность измерительного прибора.

8. Установите матрицу с щелями на стойку с щелями так, чтобы лазерный луч падал на самую широкую щель. Поворачивая оправку, на которой установлена матрица, добейтесь появления на экране горизонтально расположенной дифракционной картины, как на рис. 8.



Рис. 8 – Экспериментальная дифракционная картина

9. С помощью веб-камеры зафиксируйте дифракционную картину. Перед записью видео нажмите на «Выбор алгоритма сжатия» с помощью третьей слева кнопки в меню «Видеозахвата» Microsoft Video 1. Нажмите кнопку «Ок».

10. Находясь во вкладке «Камера», произведите запись с помощью кнопки «Включение и выключение записи данных камеры» . При этом длительности файла в несколько секунд вполне достаточно.

11. Определите расстояние между первыми и вторыми минимумами дифракционной

картины. Для этого перейдите во вкладку «файл» и приступите к обработке записанной информации в окне файла изображения.

12. Перемещая и растягивая единичный отрезок , сопоставьте его с длиной прямоугольного белого пятна экрана на изображении. Если это пятно на изображении плохо видно, то необходимо при записи изображения слегка приоткрыть светозащитный кожух, сдвинув его с области экрана. Длина пятна – 50,0 мм.

13. Выберите на панели инструментов окна регистрации данных «Установку длины масштабного отрезка»  и введите длину масштабного отрезка 50,0 мм.

14. В окне регистрации данных на панели инструментов выберите кнопку  «Добавление отрезка к изображению» и зафиксируйте его кнопкой .

15. Совместите концы отрезков с симметрично расположенными дифракционными минимумами первого, затем второго порядков на изображении.

16. Используйте значения длин отрезков (восьмой столбец таблицы справа от изображения) для определения расстояния между минимумами одного порядка.

17. Полученные значения запишите в таблицу 1.

18. Повторите п. 9 – 17, последовательно переходя к щелям меньшей ширины.

19. Установите оправки сначала №1 потом №2 с щелями неизвестной ширины и проведите измерения для каждой из них. Результаты запишите в таблицу 2.

Таблица 1

*Определение длины волны лазерного излучения*

| Ширина щели $b$ , мм | Расстояние между минимумами первого порядка $x_1$ , мм | Расстояние между минимумами второго порядка $x_2$ , мм | Длина волны       |                   | Средняя длина волны $\langle \lambda \rangle$ , мкм |
|----------------------|--------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-----------------------------------------------------|
|                      |                                                        |                                                        | $\lambda_1$ , мкм | $\lambda_2$ , мкм |                                                     |
| 0,15                 |                                                        |                                                        |                   |                   |                                                     |
| 0,10                 |                                                        |                                                        |                   |                   |                                                     |
| 0,07                 |                                                        |                                                        |                   |                   |                                                     |
| 0,05                 |                                                        |                                                        |                   |                   |                                                     |
| 0,04                 |                                                        |                                                        |                   |                   |                                                     |
| 0,03                 |                                                        |                                                        |                   |                   |                                                     |

Таблица 2

### Определение неизвестной ширины щелей

| № щели | Расстояние между минимумами первого порядка $x_1$ , мм | Расстояние между минимумами второго порядка $x_2$ , мм | Ширина щели |            | Средняя ширина щели $\langle b \rangle$ , мм |
|--------|--------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|-------------|------------|----------------------------------------------|
|        |                                                        |                                                        | $b_1$ , мм  | $b_2$ , мм |                                              |
| 1      |                                                        |                                                        |             |            |                                              |
| 2      |                                                        |                                                        |             |            |                                              |

#### 4. Обработка результатов измерений

- Используя формулу (4), определите длину волны лазерного излучения по каждому измерению и запишите результаты в таблицу 1.
- Оцените среднюю длину волны лазерного излучения.
- Используя формулу (3), определите размеры щелей №1 и №2, приняв за длину волны излучения величину, оценённую по п.2, результаты запишите в таблицу 2.

#### Контрольные вопросы

- Сформулируйте цель работы.
- Что называют дифракцией, что такое «дифракция Френеля», «дифракция Фраунгофера», какая из них изучается в работе?
- Назовите основные части установки, их назначение, покажите их.
- Что представляет собой дифракционная картина от щели?
- Что изучается в работе? Какие величины надо измерить на опыте? Как производится отсчет этих величин?
- Что называют фронтом волны? Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля?
- В чем суть метода графического сложения амплитуд?
- Как связаны разность хода двух лучей и разность фаз?
- Как, используя метод графического сложения амплитуд, можно найти условия дифракционных минимумов? Как этим методом можно найти соотношения интенсивностей света в максимумах?
- Какой вид имеет график распределения интенсивности в спектре от щели?
- Как будет меняться вид графика при увеличении, уменьшении размера щели?
- Какому условию должны удовлетворять углы, под которыми наблюдаются максимумы и минимумы при дифракции на одной щели?

# Лабораторная работа № 11

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

**Цель работы:** изучение спектральных характеристик дифракционных решеток, наблюдение картин дифракции лазерного излучения на дифракционных решетках с различной плотностью штрихов, измерение длины волны полупроводникового лазера на автоматизированном лабораторном стенде.

### 1. Введение

Плоская прозрачная дифракционная решетка представляет собой систему равностоящих прозрачных узких щелей, разделенных непрозрачными полосками. Сумма ширины  $b$  щели и непрозрачной полосы  $a$  называется периодом решетки  $d$  (рис. 1).

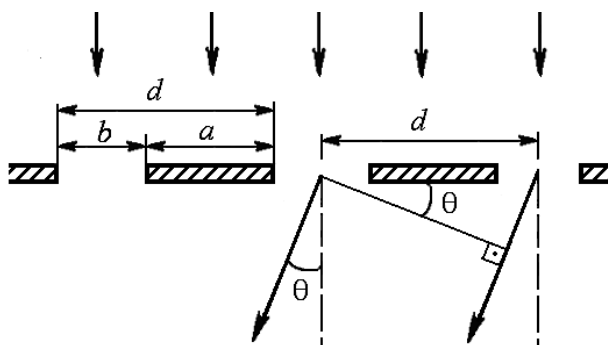


Рис. 1

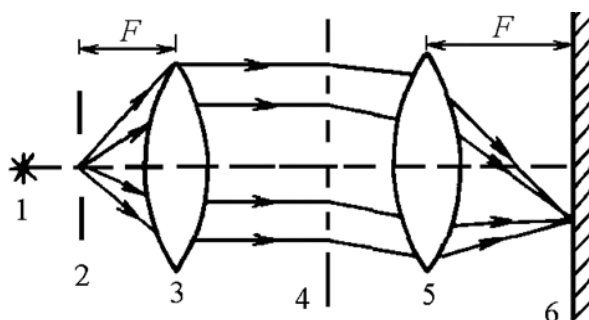


Рис. 2

Пусть на решетку перпендикулярно её поверхности падает плоская монохроматическая волна. После прохождения волной решетки изменяется направление распространения волны, происходит дифракция.

Дифракцию в параллельных лучах принято называть дифракцией Фраунгофера. Для выполнения условий формирования и наблюдения дифракционного спектра решетки используется следующая схема (рис. 2). Монохроматический свет от источника 1 освещает щель 2, находящуюся в фокальной плоскости собирающей линзы 3. После линзы 3 параллельный пучок света, падает на дифракционную решетку 4. Световая волна дифрагирует при прохождении через решетку, образуя вторичные когерентные волны. Они собираются линзой 5 на экране в ее фокальной плоскости 6.

Распределение интенсивности света в дифракционной картине получим, если учтем распределение интенсивности при дифракции на каждой щели и перераспределение энергии в пространстве из-за интерференции волн от всех щелей. При небольших углах дифракции расчет проще вести графическим методом сложения амплитуд.

Пусть на щель, длина которой  $l$  много больше ее ширины  $b$  ( $l \gg b$ ) падает параллельный пучок света. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля каждая точка волновой поверхности становится источником вторичных сферических волн, распространяющихся во всех направлениях передней полусферы под углами дифракции  $\theta$ . Эти волны когерентны и при наложении могут интерферировать. Разобьем открытую часть волнового фронта в плоскости щели на узкие полоски равной ширины, длиной  $l$ , параллельные краям щели (см. рис. 3). Каждая такая полоска будет играть роль вторичного источника волн. Так как площади полосок равны, то амплитуды колебаний  $\Delta A_i$ , идущих от этих источников будут равны между собой, равны также и начальные фазы этих волн, так как плоскость щели совпадает с волновой поверхностью падающей волны. В точку наблюдения колебания от каждой полоски придут с одинаковым по величине отставанием по фазе, которое, в свою очередь, зависит от угла дифракции  $\theta$ . Это отставание можно найти из соотношения

$$\gamma_i = 2\pi \frac{\Delta_i}{\lambda}$$

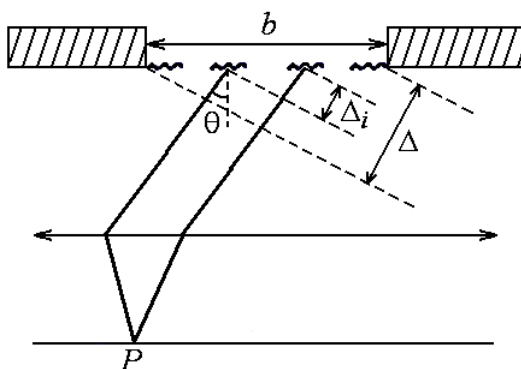


Рис. 3

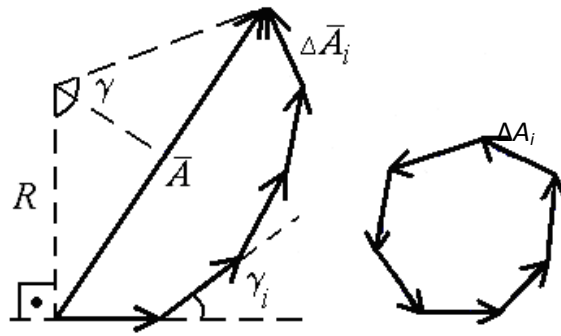


Рис. 4

Разность фаз лучей идущих от краев щели  $\gamma = \sum \gamma_i = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$ , где  $\Delta = b \cdot \sin \theta$  – геометрическая разность хода крайних лучей (рис. 3).

Чтобы найти результирующую амплитуду колебаний волн, приходящих в точку наблюдения Р, поступим следующим образом. Амплитуду колебаний, посылаемых каждой полоской, представим в виде вектора  $\Delta \vec{A}_i$ , отставание этих колебаний по фазе на величину  $\gamma_i$ , изобразим поворотом вектора  $\Delta \vec{A}_i$  против часовой стрелки. Тогда сумма векторов  $\sum \Delta \vec{A}_i$  будет выглядеть в виде цепочки векторов, одинаковых по модулю и повернутых относительно друг друга на один и тот же угол  $\gamma_i$  (рис. 4). Результирующая амплитуда ( $\vec{A} = \sum \Delta \vec{A}_i$ ) – вектор  $\vec{A}$ , являющийся хордой дуги окружности радиуса R.

Очевидно, что  $A = 2 \left( R \sin \frac{\gamma}{2} \right)$ . Обозначим через  $A_0$  длину дуги, состоящей из звеньев цепочки ( $A_0 = \sum \Delta A_i$ ). Так как  $A_0 = R \cdot \gamma$ , то  $R = \frac{A_0}{\gamma}$ . Из этих двух соотношений получим,

что  $A = 2 \frac{A_0}{\gamma} \sin \frac{\gamma}{2} = A_0 \frac{\sin \gamma/2}{\gamma/2}$ . Поскольку интенсивность света  $I \sim A^2$ , то для распределения

освещенности экрана получим формулу:

$$I = I_0 \left( \frac{\sin \gamma/2}{\gamma/2} \right)^2, \quad (1)$$

где  $\gamma = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi \frac{b \sin \theta}{\lambda}$ . Нулевая освещенность (дифракционный минимум) будет наблюдаться в точках, где  $\sin \frac{\gamma}{2} = 0$ , т.е. при  $\frac{\gamma}{2} = \pi, 2\pi, 3\pi \dots$  (При  $\gamma = 0$  все вектора  $\Delta \vec{A}_i$  выстраиваются вдоль прямой линии, и  $I = I_0$  – нулевой максимум).

Отсюда получим условие для минимумов при дифракции света на одной щели:

$$b \sin \theta_m = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (2)$$

График зависимости  $I$  от  $\sin \theta$  показана на рис. 5.

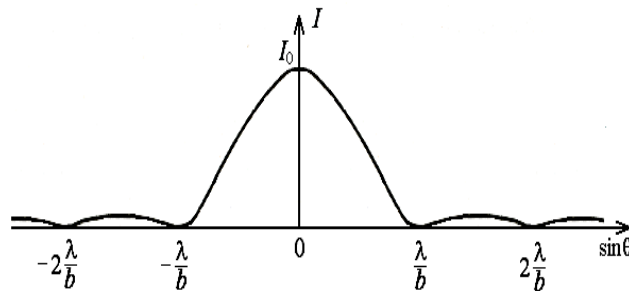


Рис. 5

В дифракционной решетке имеется  $N$  таких щелей (до тысячи и более). При падении света на решетку каждая из щелей даст в плоскости экрана картину, представленную на рис. 5.

При наложении эти картины пространственно совпадут, так как их пространственное положение определяется не тем, откуда вышли лучи, а тем, под каким углом  $\theta$  идут эти лучи (на рис. 2 видно, что лучи, вышедшие из разных щелей, но под одним и тем же углом  $\theta$ , попадут в одну точку на экране). Если бы волны, идущие от щелей, были не когерентны, то такое наложение привело бы к простому увеличению интенсивности света на экране в  $N$  раз по сравнению с освещенностью от одной щели. Но эти волны когерентны, и это приводит к новому перераспределению энергии на экране, но уже в пределах каждого из максимумов от одной щели.

Для нахождения этого нового перераспределения энергии, рассмотрим лучи идущие от двух соответствующих точек соседних щелей, т.е. от точек лежащих на расстоянии  $d$  друг от друга (рис. 1). Разность хода  $\Delta$  волн, идущих из этих точек под углом дифракции  $\theta$ , равна  $\Delta = d \sin \theta$  (рис 1).

Если выполняется условие интерференционного максимума :  $\Delta = n \lambda$ , то на экране в соответствующем месте будет расположена светлая полоса.

Таким образом, положение так называемых *главных максимумов* определяется формулой:

$$d \sin \theta = \pm n\lambda, \quad n=0,1,2,3\dots \quad (3)$$

Минимумы интенсивности при взаимной интерференции возникают в тех случаях, если разность фаз волн, идущих от соседних щелей, равна  $\frac{2\pi}{N}, 2\frac{2\pi}{N}, 3\frac{2\pi}{N}$  и т.д. Для этих углов дифракции цепочка векторов  $\Delta\vec{A}_i$  замыкается в окружность один раз (рис. 4а), два раза и т.д. и суммарный вектор  $\vec{A} = \sum \Delta\vec{A}_i = 0$ . То есть этим углам дифракции соответствуют так называемые *дополнительные минимумы*, положение которых можно найти по формуле

$$d \sin \theta = \pm k \frac{\lambda}{N}, \quad k = 1, 2, 3\dots, \text{ но } k \neq N, 2N, 3N\dots \quad (4)$$

Таким образом, между главными максимумами располагается  $N - 1$  дополнительный минимум. Между дополнительными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы. Число этих максимумов, приходящихся на промежуток между соседними главными максимумами, равно  $N - 2$ .

Углам дифракции, в направлении которых ни одна из щелей не посылает свет, соответствуют *главные минимумы*, которые определяются формулой (2).

Результирующая картина распределения интенсивности света на экране с учетом формул (1), (2), (3) и (4) представлена на рис. 6. Здесь пунктирная линия повторяет распределение интенсивности при дифракции на одной щели.

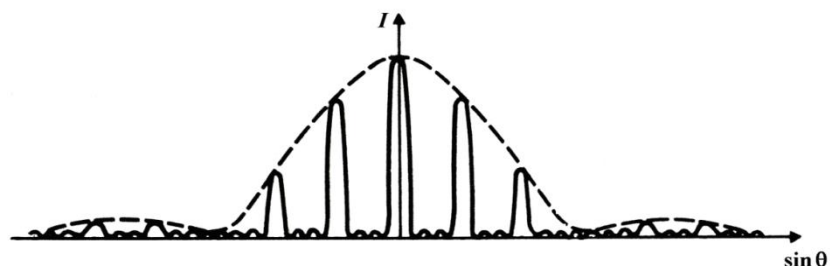


Рис. 6

При освещении решетки некогерентным светом дифракция сопровождается разложением света в спектр. Центральный максимум будет иметь тот же цвет, что и источник, так как при  $\theta = 0$  световые волны любой длины имеют нулевую разность хода. Слева и справа от него будут располагаться максимумы для различных длин волн 1-го, 2-го и т.д. порядков, причем большей длине волны будет соответствовать больший угол дифракции

θ. Таким образом, дифракционная решетка может служить спектральным прибором (рис. 7). Основное назначение таких приборов – измерение длины волны исследуемого света.

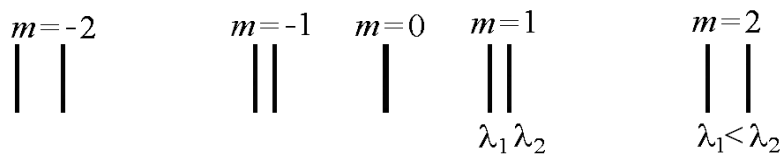


Рис. 7

## 2. Описание установки

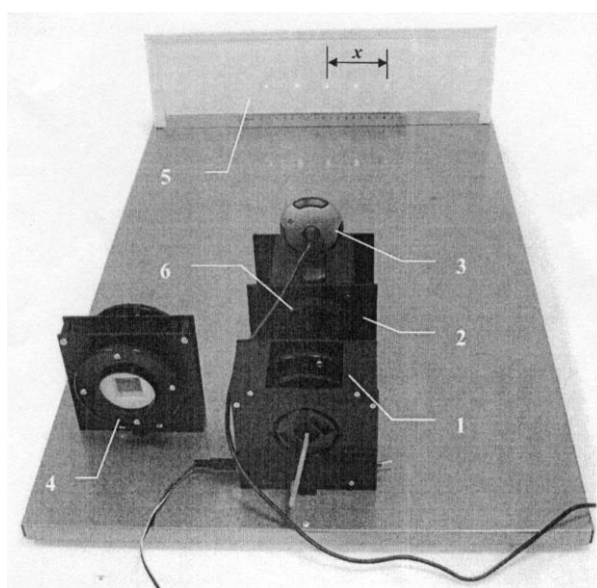


Рис.8

Автоматизированный лабораторный стенд включает блок с излучателем 1, блок с дифракционной решеткой 2, на корпусе которого установлена веб- камера, блок сменных дифракционных решеток 4. Дифракционная картина наблюдается на экране 5, внизу которого прикреплена миллиметровая линейка.

К приборам и принадлежностям относятся также компьютер с необходимым программным обеспечением.



Рис.9

В лабораторной работе используется три дифракционные решетки с различной плотностью штрихов: 50, 150 и 500 штрихов на миллиметр. *Период, или шаг дифракционной решетки, легко определить как обратную величину от ее плотности.* Одна решетка (рис.9-1) стоит в блоке (рис.9-2) с веб-камерой (рис. 8-3). Две остальные размещается в блоке сменных решеток (рис. 8-4), установленном отдельно. На блоке (рис.9-2) со стороны, обращенной к полупроводниковому лазеру (рис.9-3), установлен поляризационный фильтр (рис. 8-6). При вращении поляризатора вокруг оси меняется пропускная способность фильтра, позволяя тем самым установить приемлемую для съемки веб- камерой яркость дифракционной картины на экране установки.

### 3. Порядок проведения лабораторной работы

1. Включите установку, подсоединив камеру к USB- порту компьютера. После включения компьютера запустите программу «Практикум по физике». Нажмите кнопку  и в открывшемся списке выберите сценарий проведения соответствующего эксперимента.
2. В открывшемся окне работы с камерой нажмите кнопку  - откроется окно настроек камеры. Выберите разрешение 640x680 и нажмите кнопку «Ок».
3. Включите излучатель. Установите дифракционную решетку с плотностью 50 штрихов/мм перед излучателем. Отрегулируйте положение камеры так, чтобы дифракционная картина находилась в центральной части кадра. Вращая объектив камеры, добейтесь наиболее чёткого изображения цифр на той линейке, которая расположена на белом экране. Отрегулируйте интенсивность падающего на решётку излучения, вращая поляризатор.
4. Перед записью видео, необходимо нажать на «Выбор алгоритма сжатия» → «Microsoft Video 1» → далее приступите к выполнению п. 5.

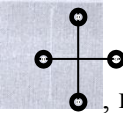
5. В рабочем окне «Камера» произведите запись с помощью кнопки «Включение и выключение записи данных камеры»  (Нескольких секунд записи вполне достаточно).
6. Приступите к обработке записанной информации в окне файла изображения.
7. Перемещая и растягивая мышью единичный отрезок , сопоставьте его со шкалой на изображении так, чтобы он совпадал с длиной линейки на экране, равной 200 мм.
8. Выберите на панели инструментов окна регистрации данных «Установку длины масштабного отрезка»  и введите длину масштабного отрезка (200).
9. Перемещая и растягивая мышью систему координат , поместите ее центр в нулевой максимум дифракционной картины, а ось X сориентируйте в плоскости дифракционной картины.
10. В правом окне регистрации данных на панели инструментов выберите инструмент  «Добавление точки к изображению» и зафиксируйте его кнопкой .
11. Пометьте точками дифракционные максимумы четырех порядков и определите координаты  $x$  каждого главного максимума. Занесите их в таблицу 1.
12. Измерьте расстояние от экрана до дифракционной решетки. Запишите его значение:  $L =$        мм.
13. Выполните пп. 3 – 10 еще дважды, используя дифракционные решетки с плотностью 150 и 500 штрихов/мм.
14. Занесите полученные данные в табл.1.

Таблица 1.

| Плотность<br>решетки,<br>штр/мм | Период<br>решетки<br>$d$ , мм | Порядок<br>главного<br>максимума<br>$m$ | Координат<br>а $x_m$<br>главного<br>максимума<br>порядка $m$ ,<br>мм | Длина<br>волны<br>$\lambda$<br><br>,<br>мкм | Средняя<br>длина<br>волны,<br>$\lambda$<br><br><       >,<br>мкм |
|---------------------------------|-------------------------------|-----------------------------------------|----------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|
| 50                              |                               | 1                                       |                                                                      |                                             |                                                                  |
|                                 |                               | 2                                       |                                                                      |                                             |                                                                  |
|                                 |                               | 3                                       |                                                                      |                                             |                                                                  |

|     |  |   |  |  |  |
|-----|--|---|--|--|--|
|     |  | 4 |  |  |  |
| 150 |  | 1 |  |  |  |
|     |  | 2 |  |  |  |
|     |  | 3 |  |  |  |
|     |  | 4 |  |  |  |
| 500 |  | 1 |  |  |  |

15.Используя полученные данные, рассчитайте длину волны излучения по формуле:

$$\lambda = \frac{d \cdot x_m}{m\sqrt{x^2 + L^2}}$$

16. Серию измерений для каждой дифракционной решетки повторите 5-7 раз. По полученным данным рассчитайте погрешность измерений.

## Лабораторная работа № 12

### ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА. ЗАКОН МАЛЮСА

**Цель работы:** изучение явления поляризации света, проверка справедливости закона Малюса.

#### 1. Введение

Явление поляризации света обусловлено его электромагнитной природой.

Если в некоторой области пространства распространяется электромагнитная волна, то в каждой точке этой области в определённый момент времени можно указать величину и направление трех векторов: вектора напряжённости электрического поля  $\vec{E}$ , вектора напряжённости магнитного поля  $\vec{H}$  и вектора скорости волны  $\vec{v}$ . Векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{v}$  в любой точке пространства и в любой момент времени взаимно перпендикулярны и образуют правую тройку: если смотреть вдоль вектора  $\vec{v}$ , то поворот от вектора  $\vec{E}$  к вектору  $\vec{H}$  на  $90^\circ$  будет осуществляться по часовой стрелке (рис. 1).

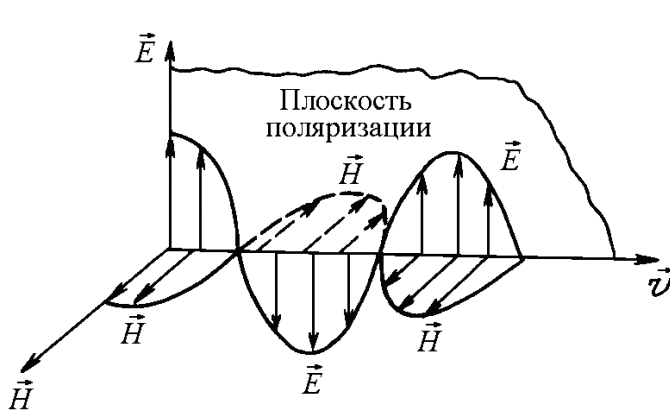


Рис. 1

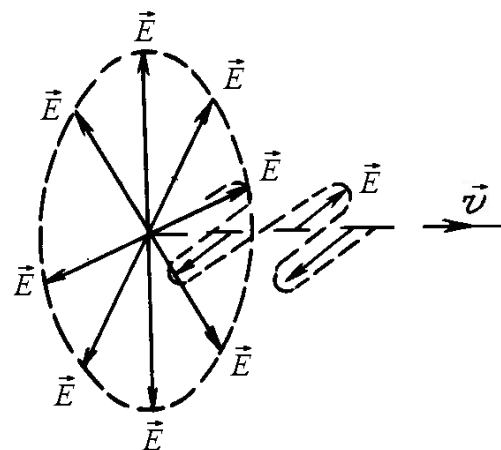


Рис. 2

Таким образом, векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  электромагнитной волны всегда лежат в плоскостях, перпендикулярных направлению ее распространения, т. е. электромагнитные волны являются *поперечными*.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора  $\vec{E}$  упорядочены каким-либо образом, называется *поляризованным*. Если в световом луче колебания вектора  $\vec{E}$  совершаются в одной плоскости, то свет называется *линейно поляризованным* или *плоско поляризованным*. Плоскость, образованная векторами  $\vec{E}$  и  $\vec{v}$ , называется *плоскостью поляризации* (рис. 1). *Естественный (неполяризованный) свет* представляет собой совокупность волн со случайной ориентацией плоскостей поляризации. При этом ни одно из

направлений колебаний вектора  $\vec{E}$  не является преимущественным. Это объясняется тем, что в обычных источниках света (Солнце, лампа накаливания и т. д.) свет испускается огромным числом атомов, которые излучают электромагнитные волны с различной поляризацией. При этом каждый акт испускания фотона одним и тем же атомом происходит с отличной от предыдущего поляризацией. Поэтому в неполяризованной волне колебания вектора  $\vec{E}$  равновероятны во всех возможных направлениях плоскости, перпендикулярной вектору скорости волны. На рис. 2 показано расположение векторов  $\vec{E}$  в пучке лучей естественного света в некоторой точке пространства в какой-либо момент времени.

Поляризованный свет может быть получен непосредственно от источника, например, лазера, излучение которого линейно поляризовано.

Способы получения поляризованного света из естественного основаны на явлении поляризации света при отражении и преломлении на границе раздела диэлектриков, на явлениях поляризации света при двойном лучепреломлении в кристаллах и дихроизме.

В общем случае при отражении естественного света от диэлектрика получается только частично поляризованный свет. В частично поляризованном свете имеется преимущественное направление колебания вектора  $\vec{E}$ , но оно не является единственным.

На рис. 3 показан луч естественного пучка света, падающий на границу раздела двух сред. Преломленные и отраженные световые пучки частично поляризованы. Степень поляризации световой волны зависит от угла падения  $\varphi$ . На этом рисунке в падающем пучке света через  $E_{\parallel}^i$  и  $E_{\perp}^i$  обозначены составляющие вектора  $\vec{E}$ , соответственно параллельные и перпендикулярные плоскости падения луча (т. е. плоскости, в которой лежит падающий луч, и перпендикуляр к границе раздела двух сред). Условно они обозначены черточками и точками. Через  $E_{\parallel}^r$  и  $E_{\perp}^r$  обозначены соответствующие компоненты отраженного пучка света, а величины  $E_{\parallel}^r$  и  $E_{\perp}^r$  характеризуют преломленную волну.

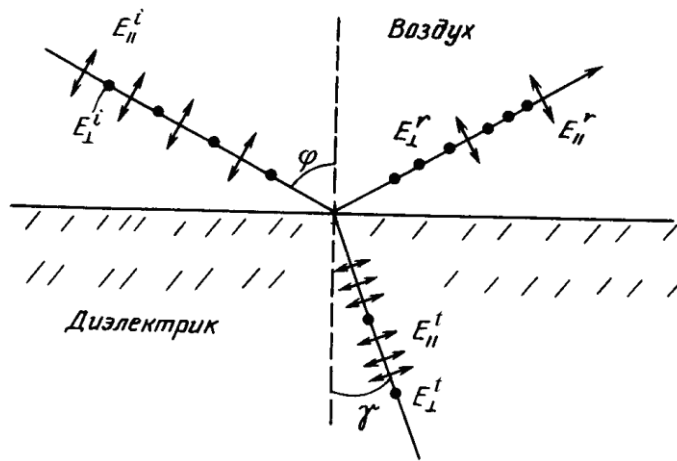


Рис. 3

При определенном угле падения света  $\varphi_{Br}$ , который называется *углом Брюстера*, отраженный свет становится линейно поляризованным, причем сохраняется только перпендикулярная составляющая вектора  $E_{\perp}^r$ . Угол Брюстера находится из соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi_{Br} = n,$$

где  $n$  – показатель преломления среды, на которую падает свет из воздуха. Для стекла  $\varphi_{Br} = 57^\circ$ .

При полной поляризации отраженного пучка света угол между отраженным и преломленным лучами равен  $90^\circ$ . Преломленный световой пучок остается частично поляризованным. Физический смысл закона Брюстера довольно прост. Падающая волна на границе раздела сред возбуждает колебания электронов, которые становятся источниками вторичных волн. Эти волны и формируют отраженный и преломленный лучи. Так как колеблющийся диполь излучает преимущественно в направлении, перпендикулярном оси диполя (рис. 4), то две составляющие вектора  $\vec{E}$  ( $E_{||}^i$  и  $E_{\perp}^i$ ) оказываются в неодинаковых условиях.

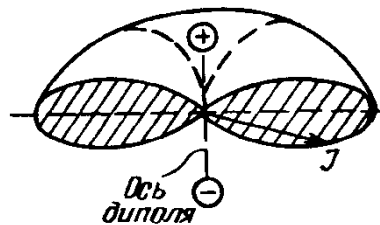


Рис. 4

Так, если падает свет с составляющей вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярной плоскости падения  $E_{\perp}^i$ , и формируется вторичная волна, поляризованная таким же образом (т. е. перпендикулярно плоскости падения света). Причем, так как диполь равномерно излучает

вторичные волны по всем направлениям, перпендикулярным его оси, то эта компонента света в равной мере участвует в формировании отраженной и преломленной волн (рис. 5а).

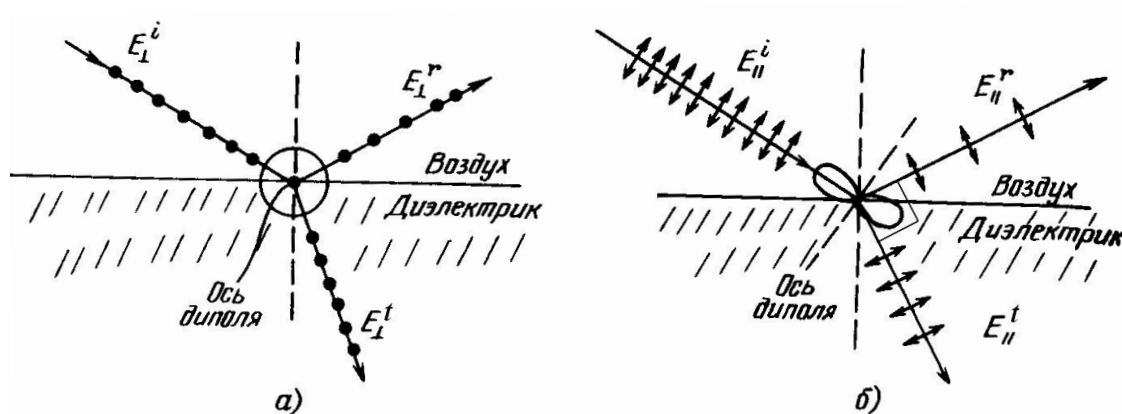


Рис. 5

Иначе обстоит дело для компоненты света  $E_{\parallel}^i$ . Поскольку диполь не излучает вторичные волны вдоль своей оси, то эти волны преимущественно формируют преломленный луч, лишь частично попадая в отраженный луч (см. рис. 5б). При определенном угле падения  $\varphi = \varphi_{Br}$  ось диполя совпадает с направлением формирования отраженного луча, и отраженный луч просто не может возникнуть. Если под этим углом падает естественный свет, в котором одновременно присутствуют обе компоненты вектора  $\vec{E}$ , то компоненты параллельной плоскости падения в отраженной волне не будет, остается лишь компонента  $E_{\perp}^r$ . Очевидно, что в этой ситуации угол между отраженным и преломленным лучами будет равен  $90^\circ$ .

Для того, чтобы достичь большей степени поляризации преломленного пучка света, его пропускают под углом Брюстера через стопу стеклянных пластин, наложенных одна на другую (стопа Столетова). Число пластин в стопе достигает 8-10 штук. После прохождения естественного света через такую стопу свет становится практически полностью поляризованным, при этом плоскость поляризации света совпадает с плоскостью падения. (Для получения поляризованного света в стопе Столетова используют проходящий пучок света, так как интенсивность отраженного света мала по сравнению с интенсивностью преломленного пучка света).

Другой метод поляризации основан на явлении *дихроизма*. При прохождении света через анизотропное вещество, например, кристалл, световой пучок разделяется на две волны (двойное лучепреломление). Каждая из этих волн, называемых обыкновенной и

необыкновенной, линейно поляризована, причем колебания векторов  $\vec{E}$  в этих волнах происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Существуют кристаллы, в которых поглощение этих волн оказывается неодинаковым. Различное поглощение веществом обыкновенной и необыкновенной волны называется *дихроизмом*. При определенной толщине дихроичного кристалла один из пучков света может быть почти полностью поглощен. Выходящий пучок линейно поляризован. Поляризаторы, действие которых основано на явлении дихроизма, называются *поляроидами*.

Поляроид представляет собой тонкую пленку, на которую нанесены мелкие, ориентированные параллельно друг другу кристаллики герпатита. Поляризующую пленку помещают между двумя пластинками стекла или пластмассы.

Для поляроидов вводится понятие коэффициента пропускания. *Коэффициент пропускания* – отношение потока излучения, прошедшего через поляроидную пленку, к падающему на нее потоку. Наибольший коэффициент пропускания реальных поляроидов достигает 0,97, наименьший – 0,05. Направление в пленке, соответствующее наибольшему коэффициенту пропускания, называют направлением пропускания поляроида.

Пусть на идеальный поляроид, максимальный коэффициент пропускания которого равен единице, а минимальный нулю, падает нормально пучок плоско поляризованного света, причем плоскость колебаний вектора  $\vec{E}$  составляет угол  $\alpha$  с направлением пропускания поляроида (рис. 6).

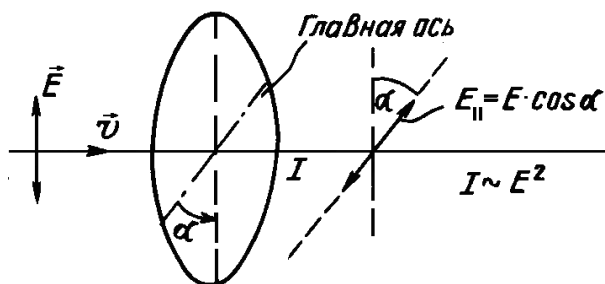


Рис. 6

В любой момент времени вектор  $\vec{E}$  можно разложить на две составляющие, одна будет параллельна направлению пропускания поляроида (главной оси пропускания), а другая перпендикулярна.

Поляроиды неодинаково поглощают составляющие  $E_{\parallel}$  и  $\vec{E}_{\perp}$ . Различие в поглощении столь велико, что уже при толщине пленки около 0,1 мм составляющая  $\vec{E}_{\perp}$  практически полностью поглощается. Через поляроид пройдет только составляющая  $E_{\parallel}$ ,

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha$$

Тогда для интенсивности прошедшего поляридоид света получим ( $I \sim E^2$ )

$$I = I_{\text{пол}} \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

где  $I_{\text{пол}}$  – интенсивность плоско поляризованного света, упавшего на поляридоид.

Соотношение (1) называют *законом Малюса*.

Поляридоиды обладают рядом преимуществ перед другими поляризаторами: с их помощью можно получить поляризованный пучок большого диаметра; малая толщина пленки позволяет устанавливать её в любом месте оптической системы; поляридоиды пропускают свет в широком диапазоне длин волн.

Пусть на поляридоид падает естественный свет, в котором колебания вектора  $\vec{E}$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, происходят во всевозможных направлениях. Эти направления изменяются во времени случайным образом, то есть можно говорить об осевой симметрии колебаний вектора  $\vec{E}$ .

В любой момент времени все вектора  $\vec{E}$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, можно разложить на две составляющие, одна будет параллельна направлению пропускания поляридоид (главной оси пропускания)  $E_{\parallel}$ , а другая перпендикулярна  $E_{\perp}$  (рис. 7).

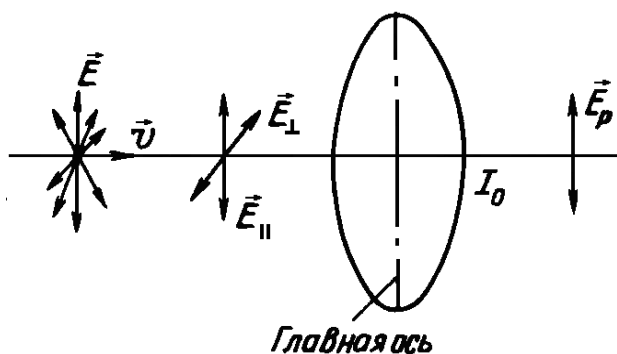


Рис. 7

Для естественного света  $\langle E_{\parallel} \rangle = \langle E_{\perp} \rangle$ , если это равенство не выполняется, то свет является частично поляризованным. Интенсивности, соответствующие ортогональным составляющим вектора  $\vec{E}$  одинаковы и равны половине общей интенсивности.

Пусть  $I_{\text{ест}}$  – интенсивность света, падающего на поляридоид,  $I_0$  – интенсивность света, прошедшего через поляридоид, тогда

$$I_0 = \frac{I_{\text{ест}}}{2}.$$

Любой прибор, позволяющий из естественного света получать поляризованный, называется *поляризатором* (стопа Столетова, кристалл турмалина, поляроид, призма Николя и др.). Прибор, позволяющий отличать естественный свет от поляризованного и определять в последнем положение плоскости колебаний вектора  $\vec{E}$ , называется *анализатором*. Поляризатор и анализатор взаимозаменяемы – один и тот же прибор может служить как поляризатором, так и анализатором.

Если пучок естественного света проходит последовательно через два идеальных поляроида, то первый на его пути будет служить поляризатором, а второй – анализатором (рис. 8).

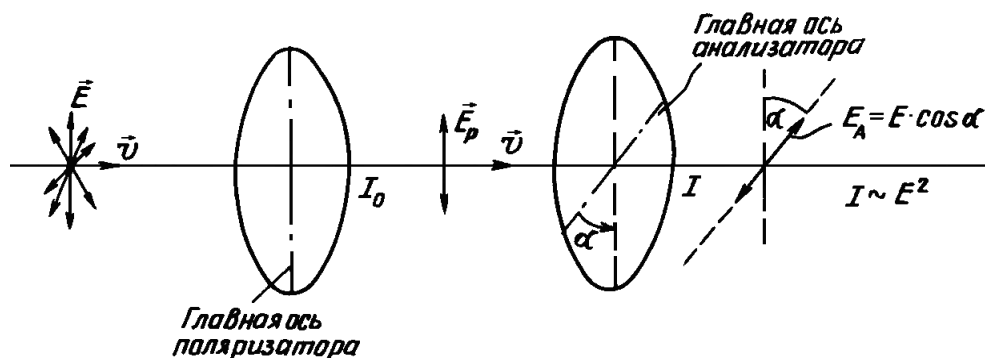


Рис. 8

Пусть  $I_{\text{ест}}$  – интенсивность света, падающего на поляризатор,  $I_0$  – интенсивность света, прошедшего через поляризатор. Интенсивность света  $I$ , прошедшего через анализатор, определяется законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha = \frac{I_{\text{ест}}}{2} \cos^2 \alpha,$$

где  $\alpha$  – угол между главными осями анализатора и поляризатора. Если эти плоскости взаимно перпендикулярны, то свет из анализатора выходить не будет ( $I = 0$  при  $\alpha = \pi/2$ ).

В действительности, даже после прохождения через поляризатор, свет остается частично поляризованным. Это означает, что выходящий пучок света состоит из двух некогерентных составляющих: полностью поляризованной и полностью неполяризованной. *Степенью поляризации* света называется отношение интенсивности его полностью поляризованной составляющей к общей интенсивности света. Найти эту величину можно по формуле

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (2)$$

Для естественного света  $I_{\max} = I_{\min}$ , степень поляризации  $P = 0$ . Для плоско- (или линейно-) поляризованного света  $I_{\min} = 0$ , степень поляризации  $P = 1$ .

При попадании на поляризатор частично поляризованного света  $I_{\text{част пол}} = I_{\text{пол}} + I_{\text{ест}}$  закону Малюса подчиняется только поляризованная компонента. Пусть  $I_0$  – интенсивность света, прошедшего через поляризатор, тогда получим

$$I_0 = I_{\text{пол}} \cos^2 \alpha + \frac{I_{\text{ест}}}{2},$$

$$I_{\max} = I_{\text{пол}} + \frac{I_{\text{ест}}}{2}, \quad I_{\min} = \frac{I_{\text{ест}}}{2},$$

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\text{пол}}}{I_{\text{пол}} + I_{\text{ест}}}.$$

## 2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка, представляет собой заключенный в сдвижной светонепроницаемый кожух прибор, у которого есть рабочее (рис. 9) и настроечное положения (рис. 10). К установке прилагается компьютер с необходимым программным обеспечением и измерительные кабели.

При выполнении работы к выходным разъемам устройства 2 (рис. 9) необходимо подключить измерительные кабели датчиков, идущие к USB-разъемам компьютера.

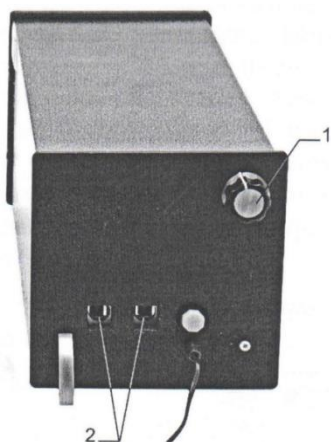


Рис. 9

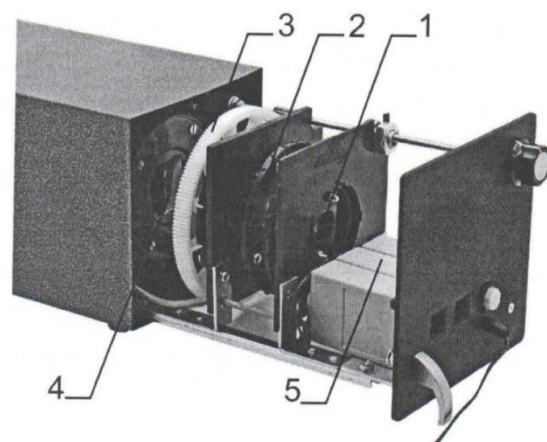


Рис. 10

В установку (рис.10, 11) входит источник излучения 1 (матрица из 4 светодиодов, длина волны 630-660 нм). Питание светодиодного осветителя осуществляется от внешнего источника питания – сетевого адаптера. Установленный непосредственно за осветителем поляризатор 2, преобразующий излучение светодиодной матрицы в поляризованный свет. Далее следует анализатор 3 (рис.10, 11) с механическим приводом вращения. Вращение анализатора выполняется путем поворота ручки механического привода 1 (рис. 9), соосно с которой размещен датчик угла поворота анализатора 5 (рис.10, 11). Точность измерения угла поворота 1°, максимальный угол поворота в установке 266°. Поляризатор и анализатор сделаны на основе поляроидной пленки. Для измерения интенсивности света после прохождения через поляризатор и анализатор используется фотометрический датчик 4 (рис.10, 11). Изменение уровня светового потока, попадающего на его поверхность, вызывает изменение выходного напряжения фотоэлемента.

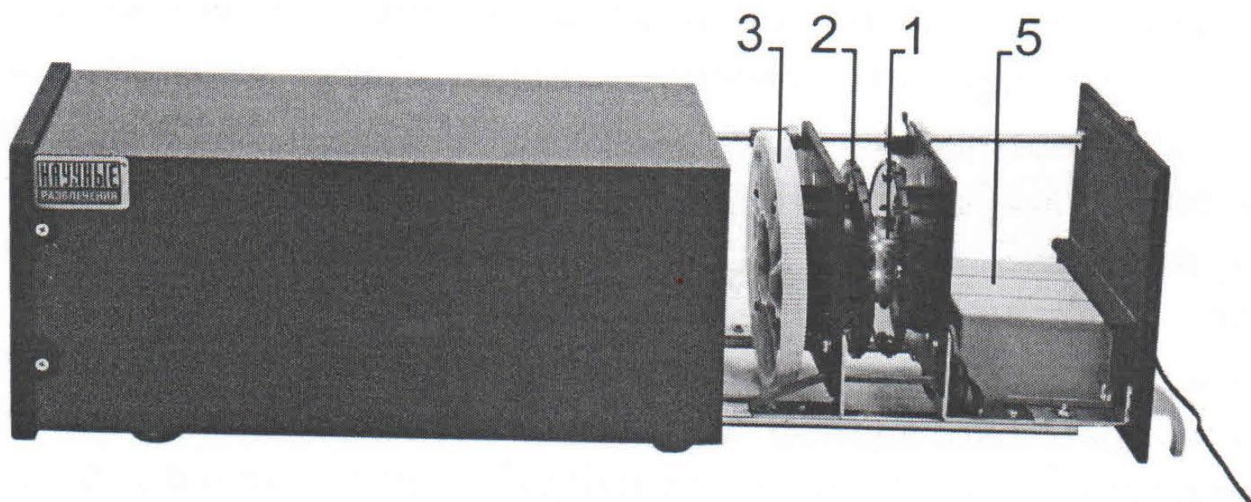


Рис. 11

Компьютерный сценарий выполнения работы предусматривает регистрацию интенсивности света, прошедшего через оптическую систему, при различных углах поворота анализатора. Полученные данные строятся в координатах (угол поворота, интенсивность света) и аппроксимируются зависимостью  $Y = A \cos^2 \phi$ . Для проверки закона Малюса экспериментальные точки можно нанести в координатах  $(\cos^2 \phi, I)$ , после чего на основе метода наименьших квадратов на графике строится прямая линия.

### ***3. Порядок выполнения работы***

1. Подключите датчик угла поворота и фотометрический датчик (два USB разъема на передней панели прибора) к двум USB разъемам компьютера.

2. Включите компьютер. Запустите программу “Практикум по физике”. Вызовите меню выбора эксперимента, в появившемся окне выберите “Эксперимент. Изучение закона поляризации света. Закон Малюса”. Нажмите кнопку “ОК”.

3. Включите светодиодную матрицу – осветитель, нажав зеленую кнопку на передней панели прибора.

4. Запустите измерения, выбрав на панель инструментов кнопку “Запустить измерения” (Ctrl+S).

5. На экране появится окно “Обработка”. Для проведения измерений перейдите на вкладку “Таблица”. В таблице первый столбец – номер измерения; второй столбец – угол поворота анализатора, третий – сигнальное напряжение.

7. Поворачивая ручку привода анализатора, определите угол  $\alpha_0$  соответствующий максимальному значению сигнального напряжения ( $U_0$ ).

8. Установите анализатор в крайнее положение, вращая ручку привода, на лицевой панели установки до упора против часовой стрелки. Данное положение соответствует нулевому углу поворота анализатора.

9. Сохраните значение напряжения, соответствующее нулевому углу поворота анализатора нажатием на кнопку “дискета”.

10. Проведите измерения. Для этого, вращая ручку анализатора с шагом  $10^\circ$ , фиксируйте значения напряжения нажатием на кнопку “дискета”.

11. По окончании эксперимента остановите измерения, нажав на кнопку стоп (Ctrl+T). Перепишите экспериментальные данные в таблицу 1.

Таблица 1  $\alpha_0 =$  ,  $U_0 =$  .

|                                                 |             |             |             |             |             |             |             |             |             |             |             |
|-------------------------------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Угол поворота<br>анализатора<br>$\alpha,^\circ$ | $0^\circ$   | $10^\circ$  | $20^\circ$  | $30^\circ$  | $40^\circ$  | $50^\circ$  | $60^\circ$  | $70^\circ$  | $80^\circ$  | $90^\circ$  | $100^\circ$ |
| Сигнальное<br>напряжение,<br>U, В               |             |             |             |             |             |             |             |             |             |             |             |
| Угол поворота<br>анализатора<br>$\alpha,^\circ$ | $110^\circ$ | $120^\circ$ | $130^\circ$ | $140^\circ$ | $150^\circ$ | $160^\circ$ | $170^\circ$ | $180^\circ$ | $190^\circ$ | $200^\circ$ | $210^\circ$ |

|                                            |      |      |      |      |      |      |  |  |  |  |  |
|--------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|--|--|--|--|--|
| Сигнальное напряжение, U, В                |      |      |      |      |      |      |  |  |  |  |  |
| Угол поворота анализатора $\alpha, ^\circ$ | 220° | 230° | 240° | 250° | 260° | 270° |  |  |  |  |  |
| Сигнальное напряжение, U, В                |      |      |      |      |      |      |  |  |  |  |  |

#### 4. Обработка результатов измерений

1. Перейдите на вкладку “Исх. данные” и введите угол  $\alpha_0$  соответствующий максимальному значению сигнального напряжения ( $U_0$ ) в соответствующую ячейку.

2. Перейдите на вкладку “График”, в которой по экспериментальным точкам строится график зависимости интенсивности (сигнального напряжения) от угла поворота анализатора.

3. Проведите аппроксимацию графика зависимости интенсивности от угла поворота квадратичной косинусной зависимостью. Для этого выберите из выпадающего списка в верхнем левом углу экрана функцию вида  $Y = A \cos^2(W - W_0)$ . После этого нажмите кнопку



для построения аппроксимирующей кривой. Перерисуйте график.

4. Постройте график зависимости интенсивности (сигнального напряжения) от  $\cos^2 \alpha$  и проверьте ее линейность. Для этого перейдите на вкладку “Линеаризация”, выберите из выпадающего списка в верхнем левом углу экрана функцию вида прямой



пропорциональности и нажмите кнопку. Сделайте вывод о соответствии полученной зависимости закону Малюса. Перерисуйте график или постройте в декартовых координатах график вида  $U/U_0 = f(\cos^2 \alpha)$ , используя данные таблицы 1. Здесь  $U_0$  – максимальное значение показаний вольтметра.

5. По результатам измерений (табл.1) постройте в полярных координатах график функции  $U = f(\alpha)$ . Для построения графика в полярных координатах проведите через начало координат отрезки прямых под углами  $10^\circ, 20^\circ, \dots, 260^\circ$  к опорной оси (оси абсцисс). На проведенных отрезках отложите значения отношений  $U/U_0$ , соответствующих тем же углам  $10^\circ, 20^\circ, \dots, 260^\circ$ . Полученные точки соединить плавной линией.

6. Определите ориентацию плоскости колебаний светового вектора.
7. Определите степень поляризации света по формуле 2. (Показания вольтметра  $U$  прямо пропорциональны интенсивности света  $I$ ).

## Лабораторная работа № 13

# ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ (МЕТОД ЮНГА)

**Цель работы:** изучение законов интерференции света с помощью опыта Юнга.

### 1. Введение

Свет представляет собой электромагнитные волны с частотами  $4 \cdot 10^{14} - 7.5 \cdot 10^{14}$  Гц. Человеческий глаз не способен различать колебания, если они происходят чаще десяти раз в секунду, поэтому он фиксирует только средний поток энергии электромагнитной волны. Усредненная по времени плотность потока энергии волны называется интенсивностью. Согласно уравнениям Максвелла, интенсивность электромагнитной волны равна усредненному по времени вектору Пойнтинга и, следовательно, пропорциональна квадрату амплитуды электрического или магнитного поля в волне.

Свет в любом естественном источнике порождается излучением очень большого количества атомов среды, испускающих цуги электромагнитных волн независимо друг от друга. Атом источника света, перейдя в возбужденное состояние в результате теплового движения или взаимодействия с излучением, через некоторое время «высвечивается», испуская цуг электромагнитных волн за время порядка 10 нс, после чего прекращает излучать до следующего возбуждения. Из-за большого количества элементарных излучателей световая волна содержит излучение разных частот, а амплитуда, фаза результирующей волны и пространственная ориентация вектора электрического поля меняются хаотически.

Замечание. К исключениям можно отнести лазер – генератор волн оптического диапазона, в рабочей зоне которого созданы специальные условия, заставляющие атомы среды излучать согласованно.

Одно из явлений, которое трудно объяснить с точки зрения корпускулярной теории, но которое естественно следует из волновой природы света – *интерференция* (от лат. inter – между и ferens – переносящий) световых волн. Чтобы перейти к описанию этого явления необходимо дать понятие *когерентности* (от лат. cohaerentia – сцепление, связь).

Два и более волновых процесса называются *когерентными*, если разность фаз между ними сохраняется приблизительно постоянной в течение времени, достаточного для наблюдения.

Для двух приблизительно монохроматических источников (например, лазеров) условием когерентности является равенство частот излучения. Но для того, чтобы два источника естественного света были когерентны, они должны иметь общее происхождение: образованы участками фронта одного и того же источника (как, например, в опыте Юнга) или быть результатом деления амплитуды одного светового потока (как при интерференции в тонких пленках).

При наложении нескольких волновых процессов амплитуда результирующего поля зависит от разности фаз этих процессов, а разность фаз, в свою очередь, зависит от точки пространства. Таким образом, амплитуда светового поля, а следовательно и интенсивность результирующей волны, зависит от точки пространства.

В случае наложения монохроматических источников глаз фиксирует череду максимумов и минимумов освещенности. В случае суперпозиции потоков естественного света интерференционные максимумы для различных длин волн не совпадают, и человек видит череду максимумов, отвечающих различным цветам спектра. Примеры таких явлений в обычной жизни довольно многочисленны: цвета побежалости на металле, радужные разводы на пленке нефтепродуктов на поверхности воды, цветные полосы, наблюдаемые при падении света на оптический диск и т.д.

Перераспределение энергии, возникающее при наложении когерентных волновых процессов, приводящее к образованию максимумов и минимумов интенсивности, называется *интерференцией*, а получившееся в результате распределение интенсивности — *интерференционной картиной*.

В схеме Юнга два когерентных источника получаются делением фронта волны одного источника. Интерференционная картина наблюдается на экране, расстояние до которого много больше расстояния между источниками.

В классическом опыте Юнга свет от источника (рис. 1) падает на узкую щель (1) (так мы увеличиваем радиус когерентности) а через нее – на две параллельные ей щели (2). Щели перпендикулярны плоскости рисунка. В области перекрытия полученных когерентных световых пучков на экране (Э) наблюдаются параллельные интерференционные полосы.

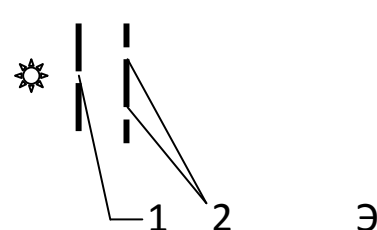


Рис. 1

Пусть складываются две волны одной частоты с однонаправленными колебаниями и разностью фаз  $\gamma$ :

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega t),$$

$$E_2 = E_{20} \cos(\omega t + \gamma).$$

Согласно принципу суперпозиции световых волн, напряженность электрического поля результирующей волны  $E$  будет равна

$$E = E_1 + E_2 \quad (1)$$

Для их сложения воспользуемся графическим методом сложения амплитуд. Чтобы найти результирующую амплитуду колебаний волн, приходящих в точку наблюдения поступим следующим образом. Результирующую амплитуду колебаний, посылаемых первой щелью отложим на диаграмме в виде вектора  $E_1$ , результирующую амплитуду колебаний, посылаемых второй щелью отметим на диаграмме вектором  $E_2$ , который будет повернут на угол  $\gamma$ , относительно направления вектора  $E_1$ , где  $\gamma$  - сдвиг фаз второй волны относительно первой.

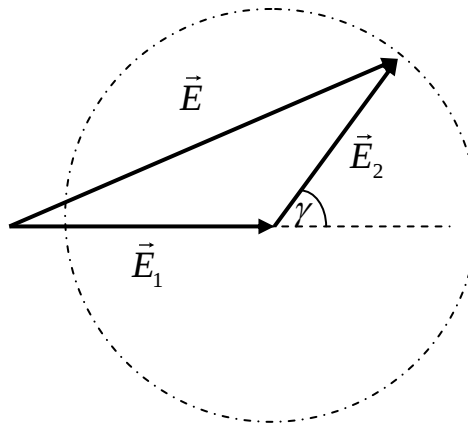


Рис. 2

Суммарную амплитуду колебаний от двух щелей в точке наблюдения найдем по теореме косинусов:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(\pi - \gamma) \quad (2)$$

При увеличении  $\gamma$  вектор  $E_2$  на диаграмме будет вращаться относительно конца вектора  $E_1$ , описывая окружность. Соответственно, будет меняться суммарная амплитуда  $E$ , уменьшаясь от максимального значения до минимального (когда вектора  $E_1$  и  $E_2$  находятся в противофазе)

Так как интенсивность (среднее по времени значение вектора Пойнтинга) электромагнитной волны  $I$  пропорциональна квадрату напряженности электрического поля

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}} \frac{E_0^2}{2} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} \frac{H_0^2}{2},$$

то

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\gamma)$$

где  $I$  – интенсивность результирующей волны;  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивности двух интерферирующих волн. Величина  $2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\gamma)$  называется интерференционным членом. От его значения зависит насколько и в какую сторону результирующая интенсивность будет отличаться от своего среднего значения  $I_{\text{ср}} = I_1 + I_2$ .

Если

$$\gamma = 2m\pi, \quad (3a)$$

где  $m$  – целое число, то интенсивность максимальна, если

$$\gamma = (2m+1)\pi, \quad (3б)$$

интенсивность – минимальна. Чередование минимумов и максимумов приводит к чередованию темных и светлых полос, называемых *интерференционной картиной*. Расстояние между соседними светлыми или соседними темными полосами (т.е. между соседними максимумами или соседними минимумами интенсивности) называют *шириной интерференционной полосы*.

Разность фаз  $\gamma$  связана с оптической разностью хода  $\Delta$  и определяется соотношением:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \quad \Delta = n(L_1 - L_2), \quad (4)$$

где  $L_1$  и  $L_2$  – оптические длины двух лучей, идущих от источника до точки наблюдения (отрезку длиной  $l$  в среде с показателем преломления  $n$  соответствует оптическая длина  $\Delta = nl$ ),  $\lambda$  – длина волны излучения.

Из уравнений (3) и (4) получаем, что условия интерференционного максимума имеет вид:

$$\Delta = m\lambda, \quad (5)$$

а минимума

$$\Delta = (2m + 1)\lambda/2,$$

где  $m$  – целое число.

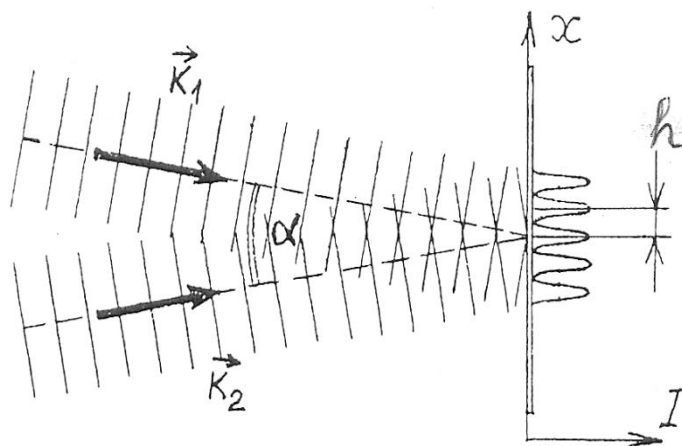


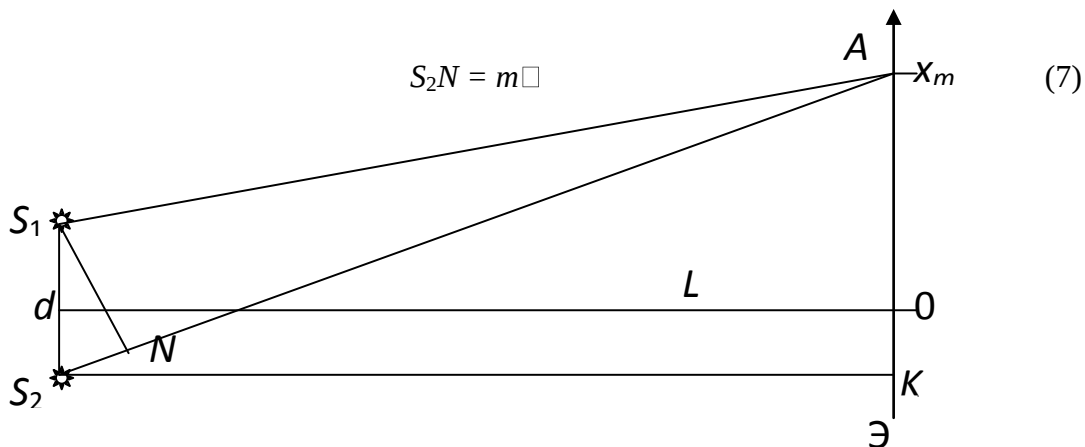
Рис. 3

Две плоские волны, порожденные длинными параллельными щелями, с малым углом  $\alpha$  между направлениями распространения (рис. 3), на экране, перпендикулярном среднему направлению распространения, дают интерференционную картинку в виде чередующихся темных и светлых полос. Ширину интерференционной полосы  $h$  можно найти из рассмотрения треугольников  $AS_2K$  и  $S_1NS_2$  (рис. 4). Здесь  $d$  – расстояние между щелями,  $L$  – расстояние от щелей до экрана, на котором наблюдается интерференционная картина,  $N$  – точка на отрезке  $OS_2$ , такая, что  $AS_2 = AS_1$ . Тогда  $S_2N$  представляет собой геометрическую разность хода волн до точки наблюдения  $A$ . При этом будем пользоваться тем, что в реальных экспериментах

$$d \ll x_m \ll L. \quad (6)$$

Пусть на расстоянии  $x_m$  от центра экрана в точке  $A$  наблюдается максимум  $m$ -го порядка. Для простоты будем полагать, что  $n = 1$  и  $\Delta = S_2N$ . Тогда, из (5):

$$S_2N = m\lambda. \quad (7)$$



Докажем, что в предположении (7)  $\angle S_2S_1N = \angle AS_2K$ .

Так как  $d \ll L$ , угол  $S_1NA$  очень мал. Треугольник  $S_1NA$  равнобедренный, поэтому

$$\angle NS_1A = \angle S_1NA = \frac{\pi - S_1AN}{2} \approx \frac{\pi}{2}.$$

Следовательно

$$\angle S_1NS_2 = \pi - \angle S_1NA \approx \frac{\pi}{2},$$

$$\angle S_1S_2N = \frac{\pi}{2} - \angle S_2S_1N.$$

Очевидно, что  $\angle AS_2K$  также равен  $\frac{\pi}{2} - \angle S_2S_1N$ . Получаем, что

$$\angle S_2S_1N = \angle AS_2K. \quad (8)$$

Поскольку для малых углов  $\alpha$ :  $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha \approx \sin \alpha$ , из рис. 4

$$\angle S_1S_2N \approx \sin(\angle S_1S_2N) = \frac{S_2N}{d} \quad (9)$$

$$\angle AS_2K \approx \operatorname{tg}(\angle AS_2K) = \frac{x_m + d/2}{L} \approx \frac{x_m}{L} \quad (10)$$

В последнем равенстве использовано (6). Объединяя (9) – (10) и используя (7), окончательно получаем

$$x_m = \frac{L}{d} \lambda m. \quad (11)$$

Рассматривая два соседних максимума или минимума, можно определить ширину интерференционной полосы  $h$ , как  $x_{m+1} - x_m$

$$h = \lambda L/d.$$

Причём  $h$  при малых  $m$  не зависит от порядка интерференции  $m$  и является постоянным при заданных  $\lambda$ ,  $L$  и  $d$ . Измеряя  $h$ ,  $L$  и  $d$  можно определить длину волны монохроматического света  $\lambda$ :

$$\lambda = hd/L \quad (12)$$

## 2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка (рис.5) включает оптическую скамью 1 со светозащитным сдвигающимся кожухом 2, подвижные рейтера, источник света 3 (он состоит из двух компонент – полупроводникового лазера и собирающей линзы в оправке, роль которой – коллимация (расширение) светового пучка), блок щелей Юнга 4, экран для визуализации интерференционной картины, смонтированный на одной стойке 5 с веб-камерой для ее фиксации на экране.

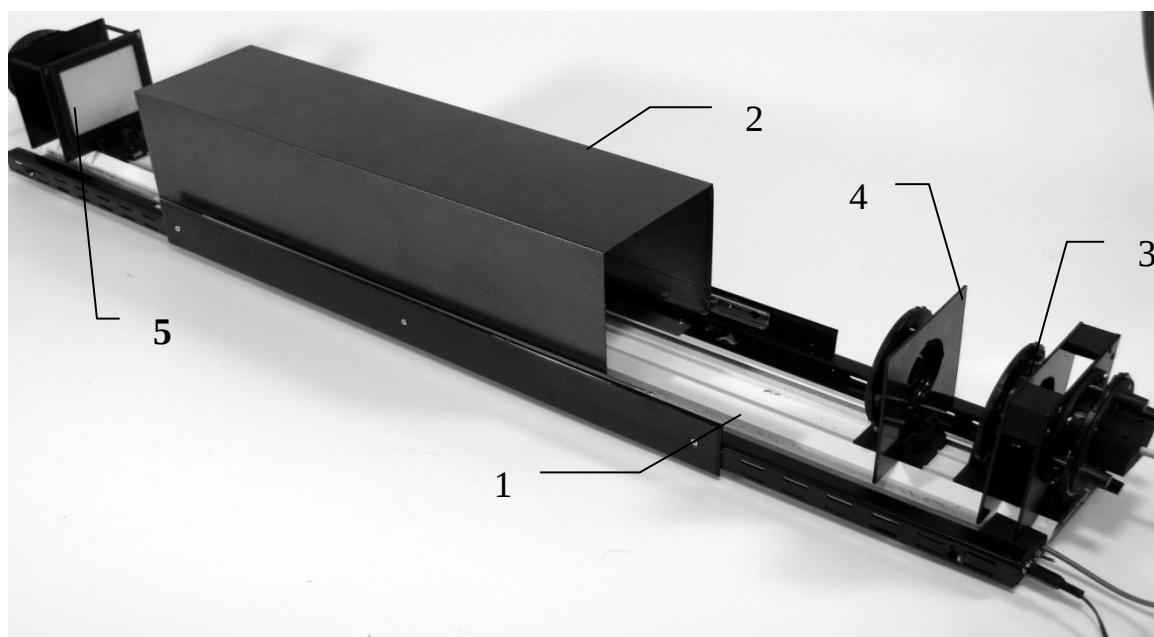


Рис.5

К приборам и принадлежностям относятся также компьютер с необходимым программным обеспечением.

## 3. Порядок выполнения работы

**Внимание!**

**Юстировка лазера производится только преподавателем или лаборантом.**

**Юстировочные винты (оранжевого цвета) не крутить!**

*Данные установки:*

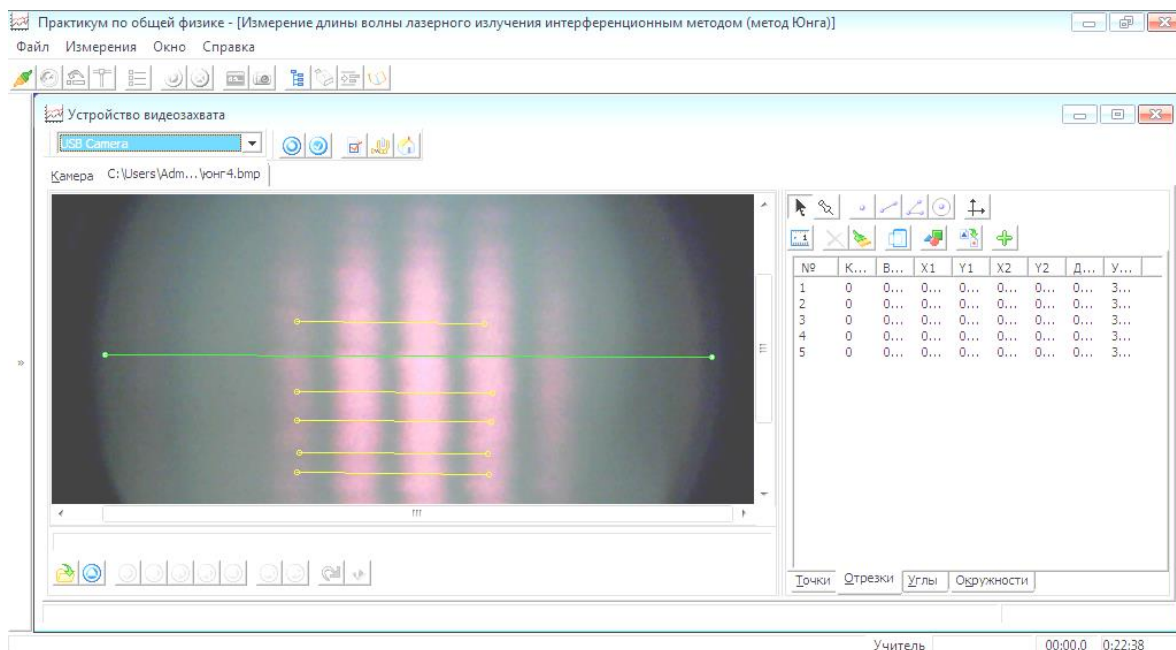
Расстояние между щелями:  $d = 0.08$  мм

1. Включите блок питания лазера (сетевой адаптер) в сеть и нажмите красную кнопку на передней панели установки (находится в самом низу).
2. Получите на экране яркую точку от лазерного луча. Луч должен находиться в центре экрана. Если это не так – необходимо обратиться к дежурному лаборанту или

преподавателю.

3. Установите линзу на ту же стойку, где находится лазер – стойка 3(крепится на магнитах) и, передвигая ее на магнитном креплении вверх-вниз и вправо-влево, установите освещенное пятно в центральной части экрана. Освещенное пятно имеет вытянутую форму, что объясняется конструктивными особенностями полупроводниковых лазеров.
4. Установите на стойку 4 элемент «щели Юнга» и, смещая его на магнитном креплении вверх-вниз и вправо-влево, получите интерференционную картину в центре экрана, при этом добивайтесь, чтобы интерференционная картина на экране располагалась вертикально.
5. Включите установку, подсоедините камеру к USB- порту компьютера.
6. После включения компьютера запустите программу «Практикум по физике». На панели устройств выберите соответствующий сценарий проведения эксперимента (Alt+C)  («Оптика»-> «Измерение длины волны лазерного излучения интерференционным методом»)
7. Выберите на панели инструментов кнопку «Работа с камерой» . 
8. В рабочем окне «Камера» сохраните изображение в файл с помощью соответствующей кнопки .
9. Перейдите во вкладку «файл» и приступите к обработке записанной информации в окне файла изображения. Найдите единичный отрезок зеленого цвета  (находится в окне воспроизведения записанного файла, расположенном в левом верхнем углу изображения ). Переместите этот отрезок и растяните его так, чтобы он совпадал с диаметром наблюдаемого на изображении круглого участка экрана (белое круглое пятно). Диаметр этого круга 46 мм. Нажмите кнопку  и введите в открывшееся поле длину масштабного отрезка 46 мм. (необходимо ввести 46 без указания единиц измерения).
10. Выберите инструмент «отрезок», нажав кнопку , и растяните мерный отрезок между серединами выбранных полос на изображении.

Пример рабочего окна при выполнении п. 11



Используйте значения длин отрезков (восьмой столбец таблицы справа от изображения) для определения расстояния  $c_j$  между серединами крайних из  $j$  соседних полос. Занесите значение  $c_j$  в таблицу 1.

11. Повторите пункт 10 четыре раза, не меняя  $j$ .

12. Для более точного измерения расстояния  $h$  (ширина интерференционной полосы) измеряется расстояние  $c_j$  между серединами крайних из  $j$  соседних полос, после чего  $h$  определяется по формуле:

$$h = \frac{c_j}{j-1}. \quad (13)$$

где  $j$  – число полос, участвовавших в данном измерении.

По формуле (13) определите значение  $h$  по результатам каждого измерения. Результаты занесите в таблицу 1.

13. Вычислите среднее значение  $\langle h \rangle$ .

14. Измерьте расстояние от экрана до щелей Юнга. Запишите его значение:

$L = \dots$  мм. Запишите инструментальную погрешность измерительного прибора.

Таблица 1

|               |               |
|---------------|---------------|
| $L = \dots$ м | $d = 0,08$ мм |
|---------------|---------------|

| <i>№ опыта</i> | <i>j</i> | <i>c<sub>j</sub>,<br/>мм</i> | <i>h,<br/>мм</i> | <i>&lt;h&gt;,<br/>мм</i> | <i>λ ,<br/>м</i> |
|----------------|----------|------------------------------|------------------|--------------------------|------------------|
|                |          |                              |                  |                          |                  |
|                |          |                              |                  |                          |                  |
|                |          |                              |                  |                          |                  |
|                |          |                              |                  |                          |                  |
|                |          |                              |                  |                          |                  |

15.Используя  $\langle h \rangle$ , вычислите по формуле значение длины волны  $\lambda$  лазерного источника по формуле

$$\lambda = \langle h \rangle d / L$$

## Лабораторная работа № 14

# ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

**Цель работы:** Изучить явление интерференции света на установке для наблюдения колец Ньютона, определить радиус кривизны линзы и длину волны света.

### Введение

Интерференцией волн называется явление наложения в пространстве двух или нескольких волн, при котором в разных точках пространства происходит их взаимное усиление или ослабление, устойчивое во времени, то есть происходит перераспределение энергии волн в пространстве.

Интерферировать могут только когерентные волны – это волны с одинаковыми частотами и одинаковыми плоскостями колебаний, для которых сдвиг фаз колебаний  $\Delta\varphi$  в остается неизменным во времени. Источники таких волн также называются когерентными.

Как показывает опыт, обычные источники света не являются когерентными. Причина их некогерентности заключается в следующем. Источник света содержит огромное количество атомов, которые излучают свет порциями (квантами) независимо друг от друга. Каждый следующий квант света атом излучает через некоторое время с новой начальной фазой. Интервалы между актами излучения, начальная фаза, а также ориентация колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в пространстве в каждом акте являются случайными. Такое спонтанное или самопроизвольное излучение двух или нескольких атомов некогерентно и получить непосредственно от них интерференционную картину невозможно. Тем более некогерентным является излучение источника естественного света, содержащего громадное число атомов.

Поэтому для наблюдения интерференции пользуются методом разделения волны от одного источника на две или большее число волн, которые идут разными путями в точку интерференции, где они, накладываются друг на друга, создают интерференционную картину.

Однако четкую интерференционную картину можно наблюдать только при соблюдении определенных условий, так как обычно в волнах, создаваемых различными источниками, разность фаз в той или иной степени изменяется во времени. Для того, чтобы в этих условиях физический прибор или органы чувств человека могли зарегистрировать интерференционную картину, необходимо, чтобы за время регистрации разность фаз изменилась несущественно, во всяком случае, ее изменение не превысило  $\pi$ .

Для характеристики степени когерентности вводится понятие времени когерентности – времени, в течение которого изменение разности фаз колебаний, вызванных в данной точке интерферирующими волнами, не превышает  $\pi$ . Если время регистрации значительно больше времени когерентности, то разность фаз в каждой точке пространства в каждой точке пространства успевает несколько раз измениться от 0 до  $2\pi$ , и интерференционная картина будет полностью смазана, то есть наблюдаться не будет.

Другой характеристикой степени когерентности является длина когерентности  $l_{\text{ког}}$  – расстояние, которое проходит волна за время когерентности. Она соответствует наибольшей разности хода, при которой волны, разделенные на две, еще сохраняют способность интерферировать.

### Интерференция в тонких пленках

Основой для расчета многих интерференционных схем является интерференция в тонких пленках или пластинках). Рассмотрим этот вопрос более подробно.

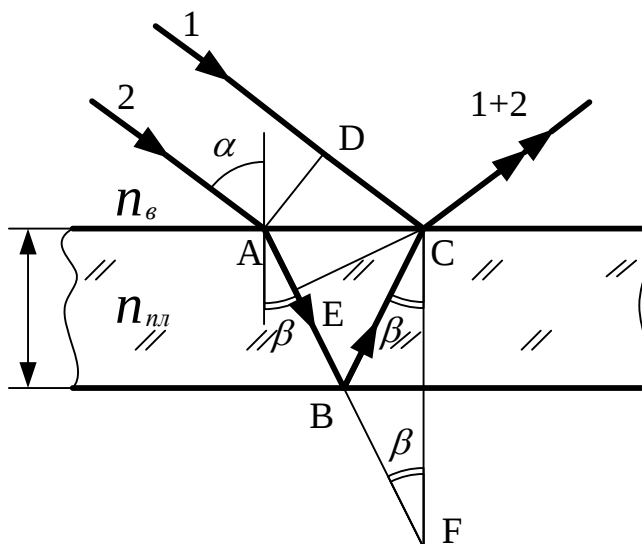


Рис.1

При падении света из воздуха на тонкую прозрачную пленку происходит отражение лучей как от верхней, так и от нижней ее поверхностей. Допустим, что пленку толщиной  $d$  падает под углом  $i$  плоская световая волна (рис.1). Выделим в этой волне лучи 1 и 2, которые интерферируют в точке. Как видно из рис.1, первый луч проходит до встречи расстояние  $DC$ , а второй – расстояние  $ABC$ .

Оптическая разность хода лучей в отраженном свете будет равна

$$\Delta = (AB + BC) \cdot n_{\text{пл}} - DC \cdot n_{\text{в}} \pm \lambda/2 \quad (1)$$

где  $n_{\text{пл}}$  – абсолютный показатель преломления вещества пластинки;  $n_{\text{в}}$  – абсолютный показатель преломления воздуха, равный единице. Слагаемое  $\pm \lambda/2$  в формуле (1) учитывает сдвиг по фазе на  $\pi$  при отражении света от оптически более плотной среды в точке  $C$ .

При этом  $AE \cdot n_{\text{пл}} = DC$ , так как соответствующие отрезки пройдены в пленке и воздухе за одно и то же время; тогда оптическая разность хода равна

$$\Delta = (BE + BC) \cdot n_{\text{пл}} \pm \lambda/2,$$

где, по построению,

$$BE + BC = BE + BF = 2d \cdot \cos r;$$

$r$  – угол преломления.

Тогда окончательное выражение для оптической разности хода лучей 1 и 2:

$$\Delta = 2d n_{\text{пл}} \cdot \cos r \pm \lambda/2.$$

Результат интерференции будет зависеть от количества полуволн, укладывающихся в оптической разности хода: если в ней будет укладываться четное число полуволн, то световые колебания в точке  $C$  усиливаются, то есть имеет место интерференционный максимум; если же нечетное число полуволн, то в точке  $C$  образуется интерференционный минимум. Следовательно, в отраженном свете может реализоваться одно из условий:

$$2d n_{\text{пл}} \cdot \cos r \pm \lambda/2 = m\lambda - \text{условие максимума} \quad (3)$$

$$2d n_{\text{пл}} \cdot \cos r \pm \lambda/2 = (2m + 1) \lambda/2 - \text{условие минимума} \quad (4)$$

В приведенных формулах буквой  $m$  обозначен порядок интерференции.  $m$  может принимать значения 1; 2; 3; ...

В проходящем свете оптическая разность хода отличается от оптической разности хода в отраженном свете на  $\lambda/2$ .

Следовательно, максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы интерференции в проходящем свете и наоборот.

### Кольца Ньютона

Кольца Ньютона представляют собой так называемые полосы равной толщины частный случай интерференции в тонких пленках.

В данном случае интерференционная картина возникает при прохождении света через воздушный слой между сферической поверхностью линзы с большим радиусом кривизны и плоской поверхностью полированной стеклянной пластины. Сферическая и плоская поверхности соприкасаются в точке  $O$ . Толщина воздушного слоя возрастает от точки соприкосновения к краям линзы (рис.2).

В результате интерференции возникает интерференционная картина в виде системы концентрически расположенных темных и светлых полос равной толщины - колец Ньютона, локализованных вблизи нижней поверхности линзы.



Рис.2

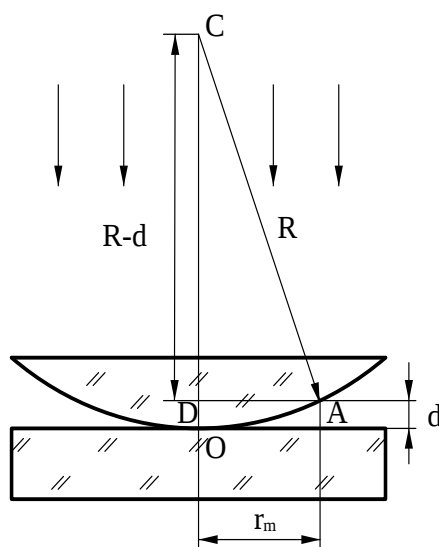


Рис.3

Пусть на линзу падает плоская монохроматическая волна. Луч света 1 (рис.3), пройдя через линзу и отражаясь от нижней поверхности воздушного клина в точке  $B$ , интерферирует с лучом 2, отраженным от верхней поверхности клина в точке  $A'$  (интерферирующие лучи обозначены соответственно  $1'$  и  $2'$ ).

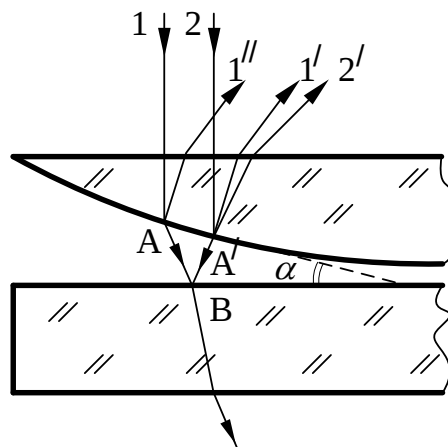


Рис.4

Рассчитаем радиусы темных и светлых колец интерференционной картины. Условие (2) для оптической разности хода  $\Delta$  запишется в этом случае:

$$\Delta = 2d + \lambda/2$$

где показатель преломления воздуха принят равным единице, а член  $\lambda/2$  учитывает сдвиг по фазе на  $\pi$  при отражении света от поверхности пластины. Приравнявая значение разности хода соответственно четному и нечетному числу полуволен, запишем условия возникновения светлых и темных колец. Светлые кольца соответствуют толщинам воздушной прослойки  $d$ , для которых

$$\Delta = 2d + \lambda/2 = m\lambda; \quad m = 1; 2; 3; \dots \quad (5)$$

Для темных колец

$$\Delta = 2d + \lambda/2 = (2m + 1)\lambda/2; \quad m = 0; 1; 2; 3; \dots \quad (6)$$

Из рис. 3 видно, что радиус кольца Ньютона  $r_m$  радиус кривизны линзы  $R$  и толщина воздушной прослойки  $d_m$  связаны соотношением:

$$r_m^2 = R^2 - (R - d_m)^2$$

Так как  $d_m \ll R$ , то слагаемым  $d_m^2$  при раскрытии скобок можно пренебречь, что позволяет записать:

$$r_m^2 \approx 2Rd_m \quad (7)$$

Выразив из формулы (5) толщины воздушных прослоек  $d_m$ , размер которых соответствует светлым кольцам (максимумам интерференционной картины) и подставив его в выражение (7), получим:

$$r_m^2 = (2m - 1) \frac{\lambda R}{2}. \quad (8)$$

Таким образом, для радиусов светлых колец будет справедлива формула:

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

Аналогичным образом, используя (6), получим выражение для радиусов темных колец:

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}. \quad (10)$$

Проведенное рассмотрение показывает, что в центре интерференционной картины колец Ньютона в отраженном свете всегда должно находиться темное пятно.

В реальном эксперименте обеспечить соприкосновение поверхности плоской пластины и линзы можно далеко не всегда. Даже мельчайшие пылинки, попавшие между оптическими элементами, приводят к появлению между ними дополнительного зазора, сравнимого по величине с длиной волны излучения. Особенно часто это имеет место при большом радиусе кривизны линзы. Рассмотрим образование колец Ньютона при наличии небольшого воздушного зазора величиной  $a$  между линзой и плоской поверхностью (рис. 6). Толщина

воздушной прослойки в этом случае равна  $d + a$ . Оптическая разность хода  $\Delta$  интерферирующих волн при наличии зазора между пластиной и линзой равна:

$$\Delta = 2(d + a) + \frac{\lambda}{2} = 2d + 2a + \frac{\lambda}{2}. \quad (11)$$

Уже из (11) следует, что центр картины ( $d = 0$ ) в зависимости от величины зазора  $a$  может быть как темным, так и светлым. Так, например, при  $a = \lambda/4$  фазы отраженных волн будут совпадать, в центре будет светлое пятно, а его яркость в центральной точке будет максимально возможной. Таким образом, появление зазора приводит к изменению оптических разностей хода и, в свою очередь, изменяет радиусы колец Ньютона.

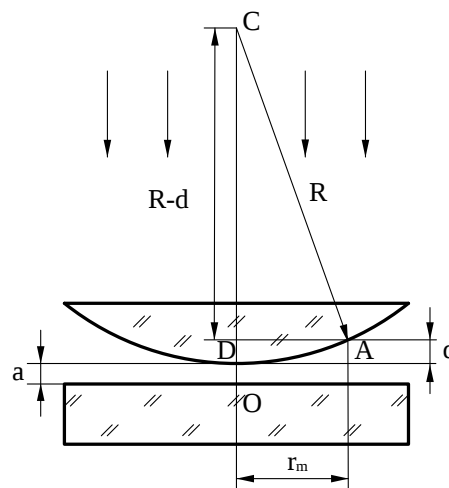


Рис. 6

Выражения (5) и (6) для разностей хода в случае образования светлых и темных колец примут вид:

Для светлых колец:

$$\Delta = 2(d + a) + \frac{\lambda}{2} = m \lambda, \quad m = 1; 2; \dots \quad (12)$$

Для темных колец:

$$\Delta = 2(d + a) + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad m = 0; 1; 2; \dots \quad (13)$$

Найдем выражение, определяющее радиусы темных колец, которое ляжет в основу обработки данных эксперимента. Из (13) следует, что

$$2(d_m + a) + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2};$$

$$d_m = m\frac{\lambda}{2} - a.$$

Подставляя значение  $d_m$  в уравнение (7), получаем:

$$r_m^2 = R\lambda m - 2Ra \quad (14)$$

Зависимость квадрата радиуса темного кольца от номера, выражающаяся формулой (14), является линейной функцией от номера кольца  $m$ . Коэффициентом этой зависимости является произведение радиуса линзы и длины волны, а свободным членом – произведение радиуса линзы и зазора между линзой и пластиной. Поэтому в основу методики обработки данных данной работы положено построение на экране зависимости квадрата радиуса кольца от его номера, аппроксимация экспериментальных точек функцией вида  $Y = AX + B$  и определение на основе вычисленных значений  $A$  и  $B$  параметров, требуемых по заданию лабораторной работы.

Используя (12) и (7), можно получить выражение для радиусов светлых колец при наличии зазора между линзой и пластиной:

$$d_m = (2m - 1)\frac{\lambda}{4} - a;$$

$$r_m^2 = R\lambda\frac{2m - 1}{2} - 2Ra = R\left(\frac{2m - 1}{2}\lambda - 2a\right). \quad (15)$$

Следует заметить, что первое светлое кольцо можно рассматривать как границу центрального темного пятна. Из формулы (15) следует, что небольшой зазор (примерно до одной десятой длины волны) не изменяет характера интерференционной картины, а проявляется лишь в уменьшении радиуса центрального пятна и всех последующих колец. При размерах зазора, сравнимых с половиной длины волны и более номера наблюдаемых колец перестают соответствовать номерам порядков интерференции.

## 2. Описание установки и метода измерений

Лабораторная установка показана на рис. 1. На оптической скамье 1

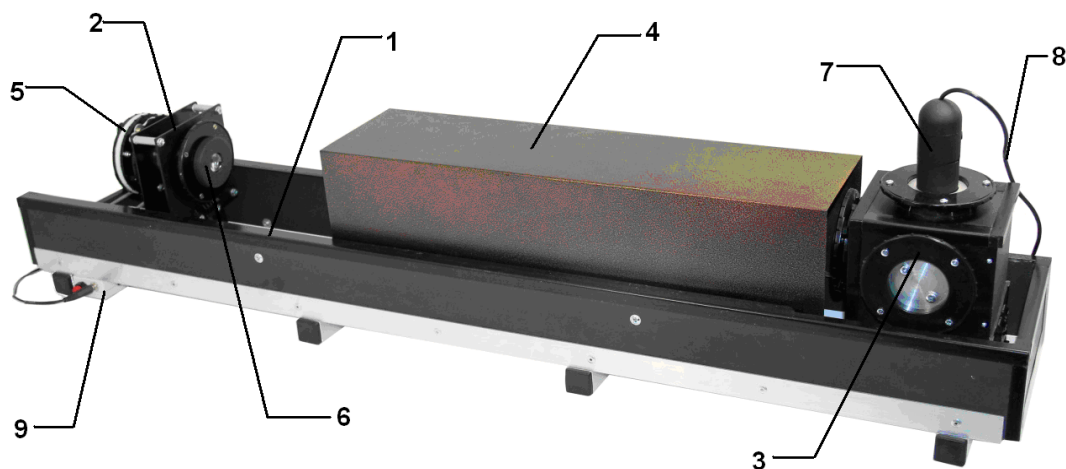


Рис. 7

установлены стойка излучателя 2, оптический бокс 3 и сдвижной экран 4. На стойке излучателя находятся лазерный блок 5 и линза 6, используемая для расширения лазерного луча. Оптический бокс содержит сборку «Кольца Ньютона», светоделительную пластину и цифровой микроскоп 7. Ввод данных в компьютер осуществляется с помощью USB-кабеля 8. Коммутационный блок 9, смонтированный под оптической скамьей, имеет разъем для подключения блока питания (сетевого адаптера) и кнопку, при включении которой на магнитные контакты стойки излучателя подается напряжение питания.

Оптическая схема установки представлена на рис. 2. Излучение лазера 1, пройдя через линзу 2, попадает в оптический бокс через входное окно 3, в котором установлен рассеивающий элемент. Излучение, отраженное от светоделительной пластины 5, освещает сборку «Кольца Ньютона» 4. Отраженный от нее свет проходит через светоделительную пластину и регистрируется цифровым микроскопом 6.

К приборам и принадлежностям относится персональный компьютер (ПК) с программным обеспечением (ПО) для регистрации и обработки данных.

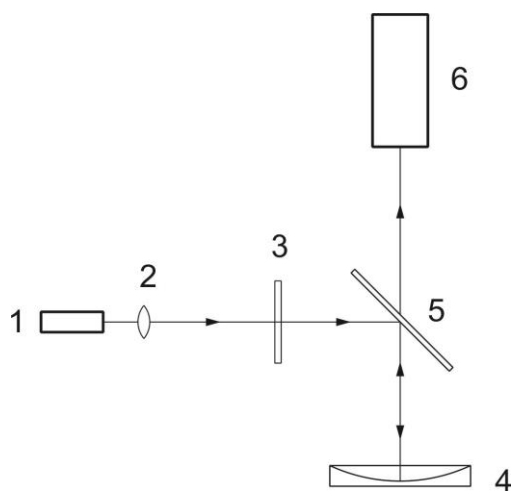


Рис. 8

### 3. Порядок выполнения работы

1. Установите оптический бокс установите в крайнее правое положение, а стойку излучателя — в крайнее левое, обеспечив максимальное расстояние между ними.
2. Установите лазерный блок на магнитные контакты стойки таким образом, чтобы включить в работу зелёный лазер ( $\lambda = 532\text{nm}$ ). При этом должны совпасть символы «+», на лазерном блоке и стойке излучателя.
3. Подключите цифровой микроскоп к ПК с помощью USB-кабеля.
4. Включите питание лазера и убедитесь, что расходящийся расходящийся луч лазера попадает во входное окно оптического бокса. Если это не так, обратитесь к преподавателю или лаборанту для проведения юстировки.
5. Запустите программу «Практикум по общей физике» и в разделе «Оптика» выберите сценарий «Измерение длины световой волны с помощью колец Ньютона» (кнопка .
6. Убедитесь, что цифровой микроскоп захватывает изображение колец Ньютона, а интерференционная картина имеет примерно одинаковую (симметричную) освещенность картины. В случае, если это не так, обратитесь к преподавателю или лаборанту для проведения юстировки. После получения равномерно освещенной картины колец Ньютона следует отключить питание лазера с помощью кнопочного выключателя и ввести в программу масштаб съемки изображения колец Ньютона.
7. Для этого включите подсветку цифрового микроскопа с яркостью, близкой к минимальной. Включение подсветки и регулировка ее яркости осуществляются узкой дисковой рукояткой, выступающей из корпуса микроскопа в верхней его части (см.рис.9).

8. На экране возникнет окружность, представляющая собой изображение кромки отверстия в оправке оптической сборки «Кольца Ньютона». (см.рис.10). Вращая регулятор с цилиндрической рукояткой в средней части корпуса микроскопа, получите резкое изображение кольца, после чего сохраните изображение в файл, нажав экранную кнопку  в верхней строке окна «Устройство видеозахвата». Согласитесь с предложенной программой папкой для записи изображений или укажите папку самостоятельно.
9. Выключите подсветку микроскопа, повернув дисковый регулятор до упора против часовой стрелки.
10. Используя цифровой инструмент «окружность» (кнопка  в строке над таблицей) постройте окружность, совпадающую с окружностью на фотографии. Для этого сначала подведите указатель мыши к предполагаемому центру окружности и щелкните левой клавишей. После этого «растягивайте» радиус окружности, снова нажав на левую клавишу мыши. После построения окружности, примерно совпадающей с изображением кромки оправки, подстройте ее положение (захват мышью за любую точку окружности) и радиус (захват центра или точки, в которой оканчивается видимый на экране радиус окружности). Выключите подсветку микроскопа, повернув ее регулятор по часовой стрелке до упора.
11. Захватите указателем мыши один из концов масштабного отрезка (небольшой отрезок зеленого цвета в левом верхнем углу окна с фотографией ) и поместите его на построенную окружность. Аналогичным образом поместите второй конец масштабного отрезка в диаметрально противоположную точку окружности, при этом, естественно, масштабный отрезок должен пройти через ее центр. Нажмите кнопку ввода масштаба , и в открывшемся диалоговом окне введите видимый диаметр сфотографированной окружности, составляющий 1.53см.
12. Включите зеленый лазер и перейдите в окне «Устройство видеозахвата» на вкладку «Камера». Не изменяя настройки резкости микроскопа, сфотографируйте изображение колец Ньютона (нажмите кнопку ). На вопрос программы о сохранении положения осей координат и масштабного отрезка следует ответить положительно.
13. Переверните лазерный блок и, обращая внимание на символы «+», включите красный лазер. Передвиньте стойку излучателя ближе к оптическому боксу, установив ее между отметками «25» и «30» линейки оптического рельса. Перемещая линзу по металлической поверхности, получите симметрично расположенное пятно на входном окне оптического бокса.

14. Еще раз перейдите на вкладку «Камера» и, подстроив освещение при необходимости, запишите изображение в файл (). На вопрос программы о сохранении положения осей координат и масштабного отрезка следует также ответить положительно.
15. Сфотографировав кольца Ньютона в красном свете, следует перейти к измерению радиусов темных колец.
16. Перенесите масштабный отрезок на участок фотографии, свободный от изображения колец Ньютона. Для этого следует захватить его указателем мыши (левая кнопка) за любую внутреннюю точку. Нельзя захватывать концы масштабного отрезка, т.к. это приведет к изменению его длины и необходимости повторения процедуры ввода масштаба.
17. Нажмите кнопку построения окружности () и совместите окружность с серединой первого темного кольца на экране. В таблице при этом зафиксируются радиус окружности и положение ее центра.
18. Еще раз нажмите кнопку  и постройте на экране окружность, попадающую на середину второго темного кольца. Параметры построенной окружности при этом также окажутся в таблице. Поскольку форма любых оптических деталей не может быть идеальной, небольшие различия в координатах центров окружностей, а также отклонения формы кольца от идеальной окружности вполне допустимы.
19. Получив таким образом значения 5-6 радиусов темных колец, перейдите в таблицу обработки (нажмите кнопку «+»). В таблице имеется столбец, в котором рассчитаны квадраты радиусов темных колец.
20. Перейдите на вкладку график, представляющую зависимость квадрата радиуса кольца от его номера, в окне выбора аппроксимирующей зависимости выберите линейную функцию вида  $Y=AX+B$  и постройте указанную прямую, нажав на кнопку .
21. Выпишите коэффициент при X, среднеквадратичное отклонение этого коэффициента и свободный член уравнения прямой. Перенесите в отчет () фотографию колец Ньютона, таблицу с радиусами построенных окружностей, таблицу и график, полученные при обработке данных.
22. Вызовите на экран фотографию колец Ньютона в зеленом свете. Для этого нажмите левую кнопку  в нижней строке экрана обработки и в появившемся окне в строке «Тип файлов» укажите «Графические файлы». Повторяя пункты 17 — 21, постройте совпадающие с темными кольцами окружности, выведите на экран график и прямую

линию, аппроксимирующую данные эксперимента по методу наименьших квадратов, выпишите коэффициенты и поместите в отчет необходимые данные ().

### **5. Обработка результатов измерений**

1. В соответствии с изложенным в теоретической части коэффициент при  $X$  построенных линейных зависимостей равен произведению радиуса кривизны линзы на длину волны. На основе результатов полученных для зеленого света с длиной волны 532 нм определите радиус линзы, входящей в оптическую сборку «кольца Ньютона».
2. Для проведения расчетов необходимо перевести в  $m^2$  коэффициенты  $A$  и  $B$  уравнения прямой, которые в компьютере рассчитываются в  $cm^2$  (в соответствии с размерностью длины масштабного отрезка).
3. Используя радиус линзы, найдите значение длины волны красного света, использованного в эксперименте.
4. Принимая во внимание среднеквадратичные отклонения в коэффициентах линейной зависимости, оцените погрешности в определении радиуса кривизны линзы и неизвестной длины волны.
5. Оцените минимальное расстояние между линзой и плоскопараллельной пластиной на основе величины свободного члена в построенной аппроксимирующей прямой. Сопоставьте результаты, полученные на двух длинах волн.
6. Включите в отчет () результаты, полученные в пунктах 1 — 6.

### **6. Указания по технике безопасности**

1. Перед выполнением работы получите инструктаж у лаборанта.
2. Соблюдайте общие правила техники безопасности работы в лаборатории "Физика".
3. К работе с установкой допускаются лица, ознакомленные с её устройством и принципом действия.
4. Запрещается снимать защитный кожух с установки.
5. Запрещается вскрывать датчики и элементы электрической цепи, а также подвергать элементы установки ударным и силовым нагрузкам.

## Лабораторная работа № 15

# ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ФОТОЭФФЕКТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА

### 1. Цель лабораторной работы

Целью лабораторной работы является экспериментальное изучение явления фотоэффекта.

### 2. Задачи лабораторной работы

Задачи лабораторной работы – получение вольтамперной характеристики вакуумного фотоэлемента, изучение зависимости фототока насыщения фотоэлемента от величины светового потока, а также экспериментальное получение постоянной Планка.

### 3. Экспериментальное оборудование, приборы и принадлежности

Лабораторная установка (рис. 1) состоит из металлического корпуса 1, на котором установлен объектив 2 фотоэлемента и осветитель 3. Лампа осветителя установлена на подвижной каретке, которая может перемещаться вдоль установки. За счёт этого можно изменять расстояние от источника света до линзы фотоприёмника. Это расстояние измеряется по линейке 4. Для фиксации осветителя в определённой позиции служит зажимный винт 6. Имеется комплект из 5 светофильтров, которые устанавливаются на фотоприёмник. Перед фотоприёмником установлена стойка 5 для крепления вращающихся поляроидов, которые служат для ослабления светового потока, падающего на фотоэлемент.

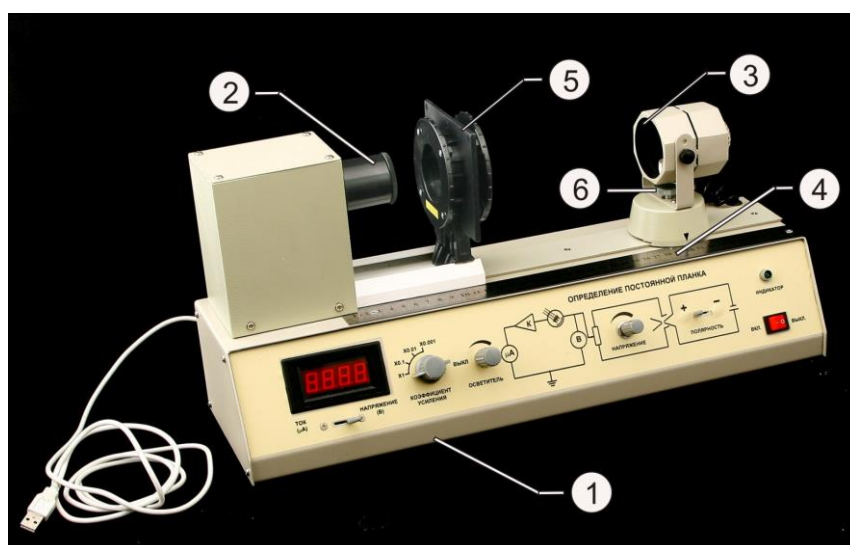


Рис. 1

Внутри металлического корпуса 1 расположен вакуумный фотоэлемент, блоки питания установки, а также встроенный датчик тока и напряжения, который служит для измерения фототока и катод-анодного напряжения фотоэлемента. Датчик имеет USB-разъем для подключения к компьютеру.

К приборам и принадлежностям относятся также компьютер с необходимым программным обеспечением.

#### **4. Теоретическая часть**

##### Понятие фотоэффекта

Внешним фотоэффектом (или фотоэлектронной эмиссией) называют явление вырывания электронов с поверхности твёрдых или жидких веществ под действием электромагнитного излучения.

К внутреннему фотоэффекту относятся: изменение электропроводности (фотопроводимость), возникновение электродвижущей силы, изменение диэлектрической проницаемости (фотодиэлектрический эффект).

##### Теория фотоэффекта

А.Эйнштейн предположил, что при поглощении веществом фотона его энергия целиком передается одному из электронов.

Рассмотрим, например, явление фотоэффекта в металлах. Так как в нормальных условиях свободные электроны, двигаясь хаотически внутри металла, удерживаются внутри металла, то вблизи его поверхности существуют силы, стремящиеся вернуть его в металл.

Электроны, имеющие энергию, недостаточную для полного покидания металла, удаляются от его поверхности только на малое расстояние порядка  $10^{-7}$ - $10^{-8}$  см и тут же возвращаются обратно. В результате у поверхности металла существует тонкий слой электронов, а в приповерхностной области – слой нескомпенсированных зарядов положительных ионов, то есть образуется так называемый двойной электрический слой, электрическое поле которого создает силы, действующие на электрон, направленные внутрь металла.

Следовательно, для удаления электрона из металла необходимо совершить работу, которая идет на преодоление электростатических сил двойного электрического слоя у поверхности металла, а также против сил притяжения со стороны избыточного

положительного заряда, возникающего в результате удаления из него рассматриваемого электрона.

Таким образом, *работой выхода  $A_{\text{вых}}$  электрона из металла называется наименьшая работа, которую нужно совершить для его удаления из металла в вакуум.*

Если энергия фотона превышает работу выхода, то электрон может покинуть металл. Энергия фотона расходуется на совершение электроном работы выхода и сообщение ему кинетической энергии. Таким образом, баланс энергий выглядит следующим образом:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv^2}{2}, \quad (1)$$

где  $A_{\text{вых}}$  - работа выхода электрона,  $m$  и  $v$  - его масса и скорость соответственно,  $\nu$  - частота излучения,  $h$  - постоянная Планка ( $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с).

При достаточно низкой частоте света фотоэффект не наблюдается: энергии фотона не хватает на преодоление потенциального барьера. *Критическая частота, при которой прекращается фотоэффект, называется красной границей фотоэффекта.* Красная граница фотоэффекта определяется работой выхода:

$$h\nu_{\text{кр}} = A_{\text{вых}} \quad (2)$$

У различных металлов красная граница фотоэффекта различна.

#### Вольтамперная характеристика фотоэлемента

Построим вольтамперную характеристику фотоэлемента. Он представляет собой небольшой баллон, в котором создан вакуум и в центре которого находится положительный электрод (анод) (рис. 2). На часть внутренней поверхности баллона нанесен тонкий слой металла, представляющий отрицательный электрод (катод).

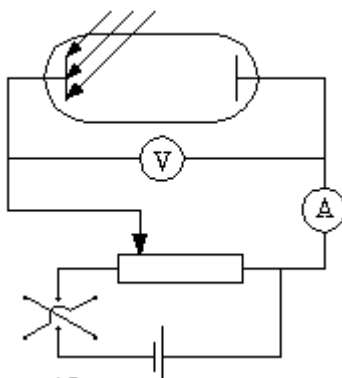


Рис. 2

Допустим, что фотоэлемент включен в цепь, изображенную на рисунке 3. Передвигая движок потенциометра и снимая показания приборов, можно построить вольтамперную характеристику фотоэлемента (зависимость тока от напряжения). При  $U = 0$  через элемент проходит небольшой ток (рис. 3). Под действием света из катода вырываются электроны, и он заряжается положительно. Вырванные электроны вблизи катода создают отрицательно заряженное облако, из которого большая часть электронов попадает обратно на катод (катод при  $U = 0$  притягивает электроны), а часть электронов из облака попадает на анод. Они и создают небольшой ток. Для прекращения фототока необходимо приложить обратное по знаку напряжение  $U_3$ , которое называют задерживающим напряжением. Если увеличивать напряжение, то по мере его роста все большее число электронов за секунду попадает на анод. Облако из электронов вблизи катода редет, а ток через фотоэлемент растет. При достаточно сильном поле облако из электронов вблизи катода полностью исчезнет. Все электроны, вышедшие из катода, будут попадать на анод – наступит насыщение: дальнейшее усиление поля в баллоне фотоэлемента не приведет к увеличению тока. Ток насыщения  $I_{\text{нас}}$  определяется тем количеством электронов, которые вырываются в секунду из металла.

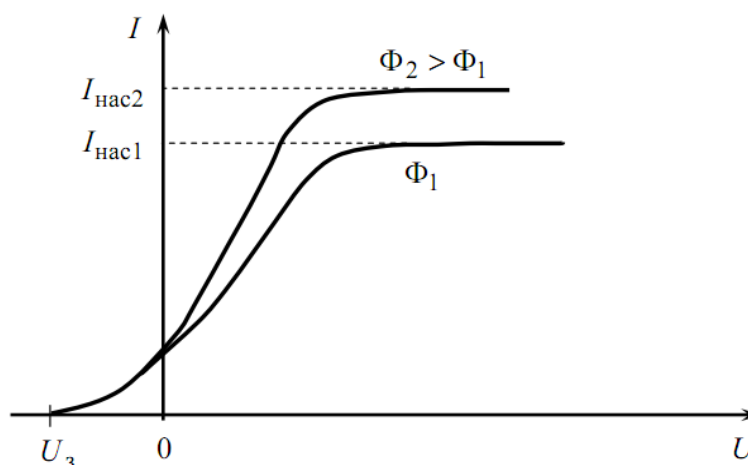


Рис. 3

Фототок насыщения зависит от падающего на фотоэлемент количества светового потока  $\Phi$ . Он будет тем больше, чем больше число фотонов в секунду падает на катод. Очевидно, что зависимость  $I_{\text{нас}}(\Phi)$  должна быть линейной. Следует отметить, что при достаточно больших световых потоках ток насыщения перестаёт увеличиваться пропорционально световому потоку – наступает насыщение фотоэлемента по световому потоку.

Если световой поток, падающий на фотоэлемент, создаётся точечным источником, то его величина обратно пропорциональна квадрату расстояния  $R$  от источника до фотоэлемента:

$$\Phi \sim \frac{1}{R^2}. \quad (3)$$

#### Определение постоянной Планка

С помощью уравнения Эйнштейна (1) для фотоэффекта, можно экспериментально получить значение постоянной Планка. Для этого необходимо измерить величину запирающего напряжения при различных частотах падающего на фотоэлемент света. В этом случае работа внешнего поля над электронами равна кинетической энергии электрона при вылете из катода:

$$eU_3 = \frac{mv^2}{2}. \quad (4)$$

С учётом формулы (4) уравнение (1) можно переписать в виде:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3, \quad (5)$$

или окончательно:

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

Из последнего уравнения видно, что если строить по точкам график экспериментальной зависимости  $U_3(\frac{\nu}{e})$ , то должна получиться прямая. Тангенс угла наклона этой прямой к горизонтальной оси численно равен  $h$ .

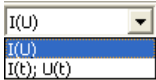
## **5. Порядок проведения лабораторной работы**

### Получение вольтамперной характеристики фотоэлемента

1. Запустите программу «Практикум по общей физике». В открывшемся меню выбрать «Открыть», после чего в новом появившемся меню выбрать *раздел* «Атомная физика» и нажать на кнопку «+» слева от названия раздела. Снова выбрать в очередном появившемся меню *название работы* «Изучение внешнего фотоэффекта» и нажать

кнопку «+» слева от названия работы и выбрать из предложенных вариантов *сценарий* «Определение постоянной Планка» (кнопка ).

2. Включите питание установки, дайте ей прогреться в течение 5 минут, передвиньте источник света на отметку 25см. Поляроиды при этом следует извлечь из оправки.
3. Установите максимальную интенсивность света, полярность напряжения переключите на «-». Переключатель «Коэффициент усиления» установите в положение «x0.01».
4. Поверните ручку «напряжение» по часовой стрелке до упора. Установите красный светофильтр в объектив фотоприёмника.
5. Для построения вольтамперной характеристики фотоэлемента выберите из

выпадающего списка зависимость  $I(U)$  . Запустите измерения, нажав кнопку . Плавно вращайте ручку «напряжение» против часовой стрелки до упора, уменьшая тем самым задерживающее напряжение до 0. Переключите полярность на «+» и плавно вращайте ручку «напряжение» по часовой стрелке до упора, увеличивая тем самым ускоряющее напряжение. Остановите измерения, нажав кнопку . По полученному графику вольтамперной характеристики определите положение примерно 12-15 точек графика, соответствующих различным значениям напряжения и тока, включая значение задерживающего напряжения и максимального тока фотоэлемента. Для этого установите жёлтый вертикальный маркер (левая кнопка мыши) в соответствующие точки графика. При этом соответствующие величины тока и напряжения высвечиваются в окне цифрового индикатора, расположенного над графиком. В отрицательной области характеристики необходимо определить положение 3-4 точек графика; особенно тщательно необходимо определить положение точки, соответствующей запирающему напряжению. Для этого следует перемещать по графику желтый маркер вдоль оси напряжений влево с малым шагом до тех пор, пока значение тока в окне над графиком станет равным нулю (при дальнейшем возрастании модуля отрицательного напряжения ток остается равным нулю). Данные занесите в таблицу 1 и постройте по ним вольтамперную характеристику в отчете к лабораторной работе. Сохраните полученный график, пользуясь кнопкой .

6. Повторите описанные в пунктах 3-5 действия, устанавливая на объектив фотоэлемента другие светофильтры. Для удобства сравнения характеристик можно менять светофильтры, не останавливая измерений и получая, таким образом, несколько характеристик на одном экране. Замену светофильтров рекомендуется производить при большом отрицательном напряжении на фотоэлементе.

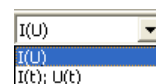
Таблица 1.

|        |  |  |  |     |
|--------|--|--|--|-----|
| U, В   |  |  |  | ... |
| I, мкА |  |  |  | ... |

$U_3 =$

$I_{\max} =$

#### Определение постоянной Планка



1. Выберите из выпадающего списка зависимости  $I(t); U(t)$  и запустите измерения.
2. Установите максимальную интенсивность света, полярность напряжения переключите на «-». Переключатель «Коэффициент усиления» установите в положение «x0.001». Амплитуда сигнала тока на экране при этом увеличится в 10 раз, что позволит более точно определить величину запирающего напряжения.
3. Установите красный светофильтр в объектив фотоприёмника. Выставьте нулевое значение напряжения при отрицательной полярности. Медленно и плавно изменяя напряжение, добейтесь падения фототока до нуля и зафиксируйте значение запирающего напряжения  $U_3$ . Значение фототока могут испытывать некоторые колебания, поэтому обратите внимание на показания цифрового индикатора в левом нижнем углу экрана. Остановите измерения, как только величина тока периодически начинает принимать нулевые значения. Установите вертикальный жёлтый маркер в точку графика  $I(t)$ , в которой  $I=0$  (для этого в области отрицательных напряжений, перемещая желтый маркер с малым шагом, найдите такую предельную точку, в которой ток в окне цифрового индикатора впервые окажется равным нулю; при этом при дальнейшем возрастании модуля

отрицательного напряжения ток должен оставаться равным нулю, а при уменьшении модуля отрицательного напряжения ток начинает возрастать); нажмите кнопку . Откроется таблица «Обработка», в четвёртом столбце которой отображается измеренное запирающее напряжение. Внесите в ячейку первого столбца таблицы значение длины волны света, указанное на светофильтре. Во втором и третьем столбцах таблицы автоматически вычисляются значения частоты света  $\nu$  и отношение  $\frac{\nu}{e}$ . Данные таблицы для всех светофильтров перенесите в свой отчет по лабораторной работе.

- Повторите действия, описанные в предыдущем пункте, для всех имеющихся в комплекте светофильтров, постепенно уменьшая длину волны излучения. По окончании измерений перейдите на вкладку «график», в которой по экспериментальным точкам строится график зависимости  $U_3 = U_3(\frac{\nu}{e})$ . Затем

нажмите кнопку . В верхнем левом углу окна появится соответствующее уравнение аппроксимирующей прямой. Определите по его угловому коэффициенту значение постоянной Планка (обратите при этом внимание на размерность величин, отложенных по соответствующим осям графика). Сохраните полученный график, пользуясь кнопкой .

- Используя таблицу, полученную при проведении эксперимента, на миллиметровой бумаге постройте график зависимости кинетической энергии электронов  $W_{кин}$  (где кинетическая энергия определяется как  $W_{кин} = eU_3$ ,  $U_3$  - модуль задерживающего напряжения) от частоты  $\nu$  и определите красную границу фотоэффекта и работу выхода электрона для материала катода. Для этого сначала продлите прямую, полученную в результате построения графика до пересечения с осью частот (точка пересечения с осью частот соответствует красной границе фотоэффекта), а затем найдите работу выхода. Работу выхода запишите в Джоулях и электрон-вольтах.

#### Изучение зависимости фототока от светового потока.

- Нажмите кнопку  и выберите сценарий «Зависимость фототока от светового потока».

2. Установите источник света на отметке 17 см (наиболее близкое положение к фотоэлементу). Установите максимальную интенсивность света, полярность напряжения переключите на «+». Переключатель «Коэффициент усиления» должен находиться в положении «x0.001». Обратите внимание, что реальные значения фототока при этом будут в 10 раз ниже тех, которые отображаются на экране.
3. Установите красный светофильтр в объектив фотоприёмника. Повернув ручку «напряжение» по часовой стрелке до упора установите максимальное ускоряющее напряжение (фотоэлемент будет работать при этом в режиме близком к насыщению).
4. Запустите измерения. Ослабьте световой поток, падающий на фотоэлемент. Для этого установите поляроиды в стойку перед фотоприёмником, подвиньте стойку вплотную к установленному светофильтру и поверните один из поляроидов на такой угол, при котором фототок минимален. Остановите измерения. Установите жёлтый маркер (левая кнопка мыши) на участке графика с зарегистрированным минимальным током и с помощью кнопки  добавьте это значение в таблицу обработки. В первый столбец открывшейся таблицы внесите текущую координату осветителя, выраженную в см. То же значение координаты внесите в пункт таблицы «Исходные данные».
5. Передвиньте осветитель в следующую точку (например, на отметку «20 см»). Нажмите кнопку запуска измерений и отклоните предложение программы очистить таблицу накопленных данных. Измерьте ток и заполните очередную строку таблицы обработки.
6. Повторите действия, описанные в предыдущем пункте, и получите еще несколько точек в таблице при удалении осветителя на расстояние вплоть до 38 см. Данные экранной таблицы перенесите в отчет по лабораторной работе и на бумаге постройте по ним соответствующий график.
7. По окончании измерений перейдите на вкладку «график», в которой по экспериментальным точкам строится график зависимости  $I(\Phi)$ . Для приближения этой зависимости к функции вида  $Y=Ax$  выберите эту функцию и нажмите кнопку . Сохраните полученный график, пользуясь кнопкой .