

Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Братский государственный университет»

ФИЗИКА. ОПТИКА

Лабораторный практикум. Ч. 2

*Рекомендовано Сибирским региональным учебно-методическим центром
высшего профессионального образования
для межвузовского использования в качестве учебного пособия
для студентов инженерно-технических специальностей вузов*

Братск 2009

Лабораторная работа № 77

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕГРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТНОШЕНИЙ

Цель работы: изучение работы модульного учебного комплекса РТИ-1, измерение температуры источника излучения; исследование температурной зависимости интегрального коэффициента излучения тела.

Приборы и принадлежности: экспериментальная установка РТИ-1

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена изучению закономерностей излучения тел, находящихся в состоянии термодинамического равновесия. Такое равновесное состояние излучения тел называется тепловым или температурным, так как оно является следствием теплового движения частиц тела и осуществляется за счет энергии этого движения, т.е. зависит от температуры тела.

Основными характеристиками теплового излучения являются энергетическая светимость R_T , лучеиспускательная способность $r_{\lambda,T}$, лучепоглощательная способность $a_{\lambda,T}$. (см. лаб. работу №69).

$$R_T = \frac{d\Phi_T}{dS} \left(\frac{Bm}{m^2} \right) - \quad (1.1)$$

энергетическая светимость тела при температуре T ;

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda} \left(\frac{Bm}{m^3} \right) - \quad (1.2)$$

лучеиспускательная способность тела, равная отношению энергетической светимости тела dR_T , приходящейся на узкий диапазон длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$, к величине этого диапазона $d\lambda$;

$$a_{\lambda,T} = \frac{d\Phi_T(\text{ногл.})}{d\Phi(\text{над.})} - \quad (1.3)$$

лучепоглощательная способность тела, равная отношению элементарных потоков поглощенного и падающего на тело излучения в единичном интервале волн $d\lambda$. $r_{\lambda,T}$ и $a_{\lambda,T}$ тел зависят от температуры тел, длины волны (частоты) излучения, химического состава, формы и состояния поверхности тела. Для всех реальных тел $a_{\lambda,T} < 1$.

В теории теплового излучения большую роль играет идеализированная модель реальных тел, полностью соответствующая требованиям равновесного излучения. Эта модель получила название «абсолютно черного тела» (а.ч.т.), под которым подразумевается тело, при любой температуре полностью поглощающее падающий на него поток излучения, имеющего любой спектральный состав. Для а.ч.т. введём специальное обозначение параметров R_T^* , $r_{\lambda,T}^*$, $a_{\lambda,T}^*$.

Энергетическая светимость а.ч.т. для узкого диапазона длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ равна

$$dR^* = r^*(\lambda, T) \cdot d\lambda \quad (1.4)$$

Если тело не является абсолютно черным, то его испускательная способность выражается формулой

$$r(\lambda, T) = A(\lambda, T) \cdot r^*(\lambda, T), \quad (1.5)$$

где $A(\lambda, T) < 1$ – спектральный коэффициент излучения тела.

Следовательно, энергетическая светимость тела для диапазона волн от λ до $\lambda+d\lambda$ найдём по формуле

$$dR = A(\lambda, T) \cdot dR^* = A(\lambda, T) \cdot r^*(\lambda, T) \cdot d\lambda, \quad (1.6)$$

где $r^*(\lambda, T)$ – лучеиспускательная способность а.ч.т., определяется по формуле Планка:

$$r_{\lambda,T}^* = r^*(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}.$$

(см. лаб. раб. №69, формулу (13)).

Рассмотрим излучение тела с температурой T для двух различных длин волн λ_1 и λ_2 при различных значениях диапазонов $d\lambda_1$ и $d\lambda_2$ соответственно (см. рис. 2, лаб. раб. №69).

$$\text{Для } \lambda_1 \text{ и } d\lambda_1 \quad dR_1 = A_1 \cdot r_1^* \cdot d\lambda_1,$$

$$\text{для } \lambda_2 \text{ и } d\lambda_2 \quad dR_2 = A_2 \cdot r_2^* \cdot d\lambda_2.$$

Здесь A_1 и A_2 – спектральные коэффициенты излучения тела при длинах волн λ_1 и λ_2 .

Излучение, дошедшее до приёмника (фотодиод, фотосопротивление), составляет некоторую часть от общего излучения источника. Оно определяется размерами приёмника, расстоянием от источника до приёмника и наличием на пути излучения поглощающих сред, т.е. определяется такими параметрами измерительной системы, которые не изменяются в процессе опыта. Для двух различных приёмников, воспринимающих поток падающего на них излучения в различных узких диапазонах длин волн, величины этих потоков будут равны:

$$P_1 = K_1 A_1 \cdot r_1^* \cdot d\lambda_1, \quad (1.7)$$

$$P_2 = K_2 A_2 r_2^* \cdot d\lambda_2, \quad (1.8)$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты использования потока излучения первым и вторым приемниками соответственно, которые не изменяются в процессе опыта.

Отношение потоков излучения для двух приёмников:

$$\frac{P_1}{P_2} = Z \left(\frac{r_1^* \cdot d\lambda_1}{r_2^* \cdot d\lambda_2} \right), \quad (1.9)$$

где $Z = \frac{K_1 A_1}{K_2 A_2} = const$ при условии, что зависимостью отношения спектральных

коэффициентов излучения от температуры можно пренебречь для выбранных λ_1 и λ_2 .

Величины r_1^* и r_2^* определяются с помощью формулы Планка:

$$r_1^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda_1^5} [\exp(hc/\lambda_1 kT) - 1],$$

$$r_2^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda_2^5} [\exp(hc/\lambda_2 kT) - 1].$$

Следовательно,

Следовательно,

$$\frac{P_1}{P_2} = Z \cdot \frac{\lambda_2^5}{\lambda_1^5} \cdot \frac{d\lambda_1 [\exp(hc/\lambda_1 kT) - 1]}{d\lambda_2 [\exp(hc/\lambda_2 kT) - 1]}. \quad (1.10)$$

Обозначим

$$c_1 = \frac{hc}{k} = 1,439 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}, \quad (1.11)$$

где h – постоянная Планка;

c – скорость света;

k – постоянная Больцмана.

Оценим величину $\exp(c_1/\lambda T)$. Пусть $T=3000\text{К}$, $\lambda=1\text{мкм}$, тогда $\exp(c_1/\lambda T) = \exp(1,439 \cdot 10^{-2}/1 \cdot 10^{-6} \cdot 3000) \approx 121$

С понижением температуры и уменьшением λ значение $\exp(c_1/\lambda T)$ будет увеличиваться. Из этого следует, что для используемых в опытах температур $T < 3000\text{К}$ и длин волн $\lambda < 1\text{мкм}$ ($\lambda_1=0,66\text{мкм}$; $\lambda_2=0,94\text{мкм}$) единицей в формуле Планка можно пренебречь.

$$\frac{P_1}{P_2} = Z \frac{\lambda_2^5}{\lambda_1^5} \cdot \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2} \exp \left[\frac{c_1}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \right]. \quad (1.12)$$

Прологарифмируем выражение (1.12) и найдем из полученной формулы температуру T . Прологарифмируем выражение (1.12) и найдём из полученной формулы температуру T .

$$\ln \frac{P_1}{P_2} = \ln Z + 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2} + \frac{c_1}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right). \quad (1.13)$$

$$\text{Из (1.13) } T = \frac{c_1 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \frac{P_1}{P_2} - \ln Z - 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2}}. \quad (1.14)$$

Обозначим

$$L = C_1 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \quad (1.15)$$

$$z_0 = \ln z + 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \ln \frac{d\lambda_1}{d\lambda_2} \quad (1.16)$$

Тогда формула для определения температуры примет вид:
формула для определения температуры примет вид :

Тогда

$$T = \frac{L}{\ln \frac{P_1}{P_2} - z_0} \quad (1.17)$$

Из формулы (1.17) видно, что зная из тарировочных опытов величину z_0 и рассчитав значения L , измерив P_1 и P_2 , можно определить соответствующую температуру излучающего тела.

Интегральный коэффициент излучения (коэффициент черноты) тела A_T определяется отношением:

$$A_T = \frac{R_T}{R_T^*}, \quad (1.18)$$

где R_T - энергетическая светимость тела при температуре T ;

R_T^* - энергетическая светимость а.ч.т. при этой же температуре.

Как показано в [3] для вольфрама, который используется в этой работе в качестве источника излучения (нить накала электролампы), интегральный коэффициент излучения для температуры $T=2000$ К надежно измерен. Он оказался равным $A_{2000}=0,249$.

Это позволяет применить относительный метод исследования зависимости интегрального коэффициента излучения от температуры излучающего тела.

Выразим интегральный коэффициент излучения при некоторой температуре T через измеряемые величины и A_{2000} .

Согласно (1.18)

$$A_{2000} = \frac{R_{2000}}{R_{2000}^*}. \quad (1.19)$$

Учтем, что по закону Стефана – Больцмана (см. лаб. работу №69, формулу (8)) энергетические светимости а.ч.т.

$$R_T^* = \delta T^4 \text{ и } R_{2000}^* = \delta (2000)^4. \quad (1.20)$$

Если считать, что вся подводимая к вольфрамовой нити лампы энергия электрического тока превращается в энергию излучения, (потери энергии за счет теплопроводности и конвекции малы), то энергетическую светимость источника можно выразить через мощность $P_{ИСТ}$, которая рассеивается на нем:

$$R_T = \frac{P_{ИСТ}}{S}, \quad (1.21)$$

где S – площадь излучающей поверхности.

Отношение коэффициентов излучения :

$$\frac{A_T}{A_{2000}} = \frac{R_T \cdot R_{2000}^*}{R_T^* \cdot R_{2000}} = \frac{P_{ИСТ} \cdot \sigma (2000)^4 \cdot S}{S \cdot \sigma T^4 \cdot P_{ИСТ(2000)}} = \frac{(2000)^4 \cdot P_{ИСТ}}{P_{ИСТ,2000} \cdot T^4} = K \cdot \frac{P_{ИСТ}}{T^4} \quad (1.22)$$

$$K = \frac{(2000)^4}{P_{ИСТ,2000}}, \quad P_{ИСТ} = IU, \quad (1.23)$$

где U – напряжение на вольфрамовой спирали источника теплового излучения;

I – сила тока в спирали.

Из (1.22) для интегрального коэффициента излучения получаем формулу:

$$A_T = A_{2000} \cdot K \cdot \frac{P_{ист}}{T^4} \quad (1.24)$$

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве экспериментальной установки используется модульный учебный комплекс РТИ – 1.

Источником теплового излучения является вольфрамовая спираль электрической лампы.

Для регистрации теплового излучения используется электронный блок (рис. 1).

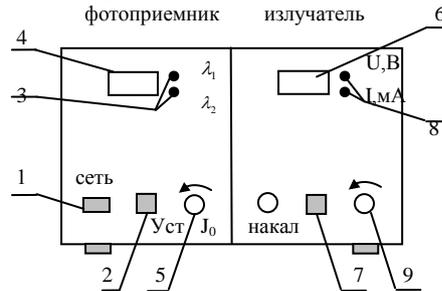


рис.1

Электронный блок содержит:

- кнопку включения «сеть» 1;
- кнопку переключения фотоприемников 2 с индикаторами факта подключения данного фотоприемника 3;
- цифровой индикатор величины относительной интенсивности принимаемого излучения 4;
- ручку установки « J_0 » 5;
- цифровой индикатор величины напряжения и силы тока электролампы белого источника света 6;
- кнопку 7 переключения цифрового индикатора с индикации напряжения на индикацию силы тока и, наоборот, с подтверждающими сигнализаторами 8;
- ручку управления напряжением питания электролампы белого источника 9.

Излучение от источника достигает двух фотоприемников, которые находятся внутри блока. Фотоприемники воспринимают излучение в узком диапазоне длин волн, причем середины этих диапазонов лежат в различных частях спектра излучения: λ_1 – в видимой области, λ_2 – в инфракрасной. Численные значения λ_1 и λ_2 указаны на передней стенке электронного блока.

Подключение нужных фотоприемников производится нажатием кнопки 2 на лицевой стороне блока, при этом факт подключения отображается индикатором 3.

Усиленный сигнал, пропорциональный мощности принятого фотоприемником излучения, через усилители подается на регистрирующий цифровой прибор 4.

Согласно исследованиям [3], для выбранных длин волн фотоприемников отношение спектральных коэффициентов излучения вольфрама можно считать постоянным в пределах измеряемого диапазона температур, что является важным условием применимости рабочей формулы (1.17).

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Ознакомьтесь с рабочей установкой.

3.2. Кнопкой 1 включите установку в сеть. Проверьте, включены ли нужные фотоприемники.

3.3. Поворотом ручки регулировки 5 установите J_0 на максимальное значение.

- 3.4. Кнопкой 7 включите индикатор величины напряжения.
- 3.5. Ручкой управления напряжением питания электролампы 9 увеличьте напряжение источника до предельного значения $\approx 11,5\text{В}$.
- 3.6. Кнопкой 7 переключите цифровой индикатор с индикации напряжения на индикацию силы тока и снимите с амперметра показания силы тока I , протекающего через источник теплового излучения.
- 3.7. Показания силы тока и показания соответствующего напряжения внесите в таблицу измерений.
- 3.8. Снимите показания P_1 и P_2 с цифрового индикатора 4 измерителя относительной интенсивности теплового излучения для λ_1 и λ_2 , используя кнопку переключения фотоприемников 2, и внесите в таблицу измерений.

Таблица результатов

№ п/п	I , мА	U , В	$P_1=J/J_0$ $\lambda_1=0,66\text{мкм}$	$P_2=J/J_0$ $\lambda_2=0,94\text{мкм}$	P_1/P_2	$\ln P_1/P_2$	$P_{\text{ист}}$, Вт	T , К	A_T
1									
...									
8									

- 3.9. Постепенно уменьшая напряжение генератора на 1В, снимите показания I , P_1 , P_2 при восьми различных температурах источника излучения.
- 3.10. Запишите параметры и константы, необходимые для расчетов.
- 3.11. Пользуясь рабочей формулой (1.17), вычислите температуры источника излучения при различных значениях мощности, выделяемой на источнике. Полученную при тарировочных опытах величину z_0 возьмите равной $z_0=1,784$.
- 3.12. По формуле (1.23) вычислите мощность $P_{\text{ист}}$, выделяющуюся на спирали источника излучения для каждого значения температуры.
- 3.13. Постройте зависимость $P_{\text{ист}}=f(T)$ и по графику определите $P_{\text{ист}}$ при $T=2000\text{К}$
- 3.14. Пользуясь формулой (1.24), вычислите значения интегрального коэффициента излучения A_T в исследованном диапазоне температур.
- 3.15. Постройте график $A_T=f(T)$.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цели работы.
2. Дайте определение основным характеристикам теплового излучения.
3. Опишите методику определения интегрального коэффициента излучения A_T .

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Объясните особенности теплового излучения, его спектр.
2. Сформулируйте законы Кирхгофа, Стефана – Больцмана, Вина и поясните физический смысл величин, входящих в них.
3. Формула Планка и её значение в теории теплового излучения.
4. Тепловое излучение реальных тел, спектральный и интегральный коэффициенты излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.В. Савельев. Курс общей физики. – М.: Наука, 1979. – т.3
2. Н.Н. Майсова. Практикум по курсу общей физики. – М.: Высшая школа., 1970. – 448с
3. А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Н.Л. Рыжков. Теплообмен излучением (справочник). – М.: Энергоиздат., 1991.

Лабораторная работа № 78

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы: определение угла Брюстера для стекла; вычисление показателя преломления стеклянной пластинки.

Приборы и принадлежности: модульный лабораторный учебный комплекс МУК – О (по оптике).

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Свет является электромагнитной волной, т.е. волной, в которой происходят колебания векторов напряженности электрического поля \vec{E} и напряженности магнитного поля \vec{H} . Электромагнитная волна поперечна, т.е. колебания векторов \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны направлению её распространения и образуют с вектором скорости распространения волнового фронта \vec{v} правую тройку векторов. Вектор \vec{E} принято называть световым, т.к. фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому все рассуждения будут ограничены рассмотрением этого вектора. Наличие вектора \vec{H} подразумевается.

Световой пучок как совокупность световых волн со всевозможными направлениями колебания вектора \vec{E} , перпендикулярными к лучу света, называется естественным. В естественном свете колебания светового вектора \vec{E} различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга (рис 1).

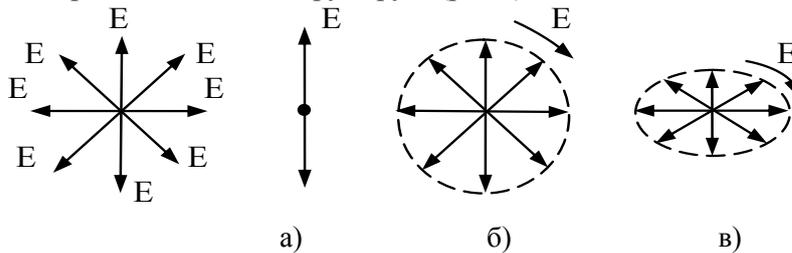


Рис.1

Рис.2

Свет, в котором направления колебаний вектора \vec{E} упорядочены каким – либо образом и подчиняются некоторой закономерности, называется поляризованным. Если колебания вектора \vec{E} могут совершаться лишь в одном определенном направлении, то свет называется линейным или плоскополяризованным (рис. 2, а). Если же колебания вектора \vec{E} совершаются так, что его конец описывает круг или эллипс, то свет называется соответственно поляризованным по кругу или эллиптически поляризованным (рис. 2, б, в). Свет, в котором имеется преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} , но при этом имеются и другие направления колебаний, называют частично поляризованным.

Одним из способов получения поляризованного света является его отражение и преломление на границе раздела двух изотропных диэлектриков.

Если направить пучок естественного света на границу раздела двух диэлектриков (например, воздух – стекло), то часть света отражается, а часть, преломляясь, распространяется во второй среде. Располагая анализатор (например, кристалл турмалина) на пути луча, можно исследовать поляризации отраженного и преломленного лучей. Такое исследование было проведено в 1810г. Малюсом. Оказалось, что отраженный и преломленный лучи поляризованы частично, причем, в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения, а в преломленном луче – колебания, параллельные плоскости падения. Степень поляризации зависит от угла падения. При некотором строго определенном для данных сред значении угла падения отраженный от границы раздела свет оказывается полностью линейно – поляризованным. Такой угол падения называется углом Брюстера ($i_{бр}$) или углом полной поляризации и определяется согласно закону, установленному в 1815г Брюстером:

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = n_{21}, \quad (1.1)$$

где n_{21} — показатель преломления второй среды по отношению к первой.

Для стекла с показателем преломления $n=1,53$ угол Брюстера составляет около 57° .

Что касается преломленного луча, то при выполнении закона Брюстера, он поляризуется максимально, но не полностью (рис. 3).

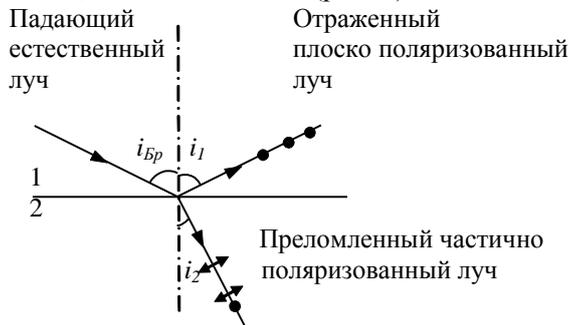


Рис. 3

Поскольку в силу закона преломления $\frac{\sin i_{\text{Бр}}}{\sin i_2} = n_{21}$, где i_2 — угол преломления, то из закона

Брюстера следует: $\frac{\sin i_{\text{Бр}}}{\cos i_{\text{Бр}}} = n_{21}$, т.е. $\cos i_{\text{Бр}} = \sin i_2$ или $i_2 + i_{\text{Бр}} = i_2 + i_1 = \frac{\pi}{2}$.

Это означает, что при выполнении закона Брюстера угол между отраженным и преломленным лучами составляет 90° . Закон Брюстера можно получить из формул Френеля для прохождения света через границу двух диэлектриков.

Недостатком поляризации при отражении является малая доля отражаемого от диэлектриков излучения (например, от стеклянной пластинки отражается 3-5% падающего света). Поэтому пользуются многократным отражением волны от стопы пластин (стопа Столетова, рис.4), заставляя луч неоднократно

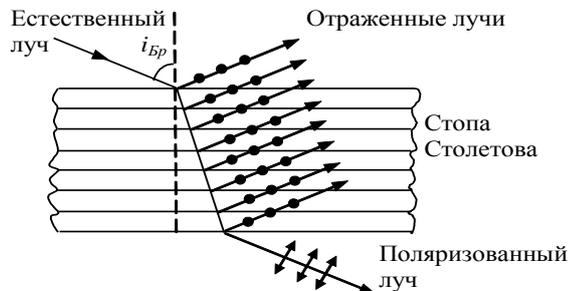


Рис.4

преломляться, при условии падения каждый раз на границу раздела под углом Брюстера.

Отраженные лучи уносят колебания, перпендикулярные плоскости падения, и проходящий луч, постепенно «очищаясь» от этих колебаний, становится почти плоскополяризованным (с вектором \vec{E} , лежащим в плоскости падения). В зависимости от необходимости исследований в той или иной спектральной области выбирается подходящий материал стопы. Так, если в видимой области материалом стопы может быть обычное стекло, то в инфракрасной — селен или хлористое серебро.

Объясним физическую сущность закона Брюстера.

Отражение и преломление лучей является результатом взаимодействия падающего света со средой. Падающая световая волна возбуждает в среде колебания электронов, которые становятся источником вторичных волн. Эти волны, интерферируя между собой, дают отраженные и преломленные волны.

В изотропном веществе, т.е. веществе, имеющем одинаковые свойства во всех направлениях, структура и взаимное расположение молекул таковы, что направление колебаний электронов совпадает с направлением колебаний электрического вектора \vec{E} возбуждающей световой волны. Интенсивность излучения отдельного электрона зависит от направления и может быть представлена полярной диаграммой (рис. 5).

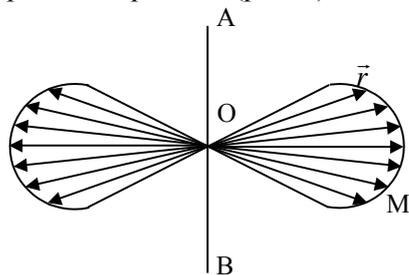
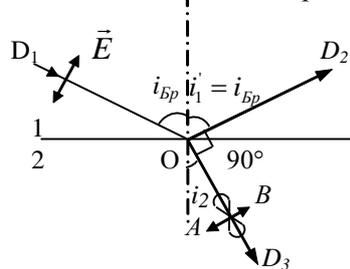


Рис.5

Здесь радиус – вектор \vec{r} характеризует величину интенсивности в рассматриваемом направлении (например, в направлении OM). Излучение вдоль линии колебания электронов АВ отсутствует.

Пусть на границу раздела двух сред 1 и 2 падает плоскополяризованная волна под углом



Брюстера (рис. 6).

Рис.6

Плоскость колебания вектора \vec{E} совпадает с плоскостью падения (плоскость чертежа). Колебания электронов под действием преломленной волны происходят перпендикулярно OD_3 (вдоль АВ). В направлении OD_2 интенсивность отраженного света будет равна нулю, так как оно совпадает с направлением колебания электрона АВ.

Если вдоль D_1O падает естественный свет, то колебания электрического вектора \vec{E} можно заменить совокупностью двух взаимно перпендикулярных составляющих, одна из которых \vec{E}_p лежит в плоскости падения, другая E_s – перпендикулярна плоскости падения. Колебания, происходящие в плоскости падения в отраженном луче согласно изложенному выше, будут полностью отсутствовать. Останутся только лишь колебания, перпендикулярные плоскости падения.

Закон Брюстера применением для любых электромагнитных волн, если только их длина волны мала по сравнению с расстоянием от источника до границы раздела, а также по сравнению с протяженностью границы раздела, так что можно пренебречь эффектами на её краях.

Закон Брюстера выполняется лишь при отражении света от границы двух изотропных диэлектриков. Свет, отраженный от поверхности металлов, не является плоскополяризованным ни при каких углах падения. Это объясняется наличием в металлах свободных электронов, которые под действием переменной напряженности электрического поля не могут совершать гармонических колебаний.

На опыте закон Брюстера не выполняется вполне строго. Небольшие отклонения от закона Брюстера объясняются существованием очень тонкого переходного слоя на отражающей поверхности, в котором дипольные моменты молекул ориентированы иначе, чем внутри диэлектриков.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве экспериментальной установки используется модульный учебный комплекс МУК-0.

Источником излучения является полупроводниковый лазер. Длина волны лазерного излучателя $\lambda=0,65$ мкм.

Комплекс снабжен механическими отсчетными устройствами углов поворота.

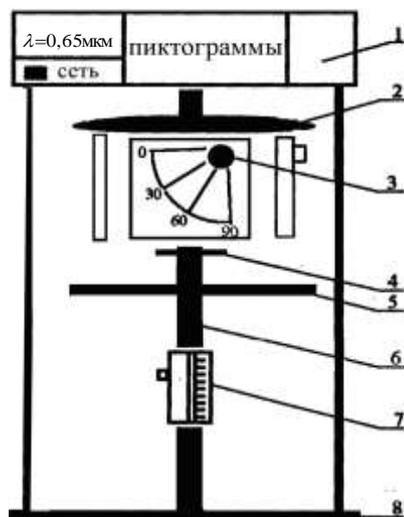


Рис.7

- где 1 – устройство с полупроводниковым лазерным осветителем;
- 2 – турель, на которой смонтированы объекты исследования для лабораторных работ по интерференции и дифракции;
- 3 – диафрагма;
- 4 – полярizador, закрепленный на турели во вращающейся обойме со стрелкой – указателем и транспортиром;
- 5 – турель с объектом исследования, используемым в работах по поляризации света;
- 6 – стойка;
- 7 – устройство, содержащее поворотную стеклянную пластинку, использующуюся в опытах по изучению закона Брюстера;
- 8 – основание оптического блока.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

- 3.1. Включите лазерный источник света. Конструктивные особенности применяемого лазера таковы, что пучок света на его выходе имеет эллиптическую поляризацию.
- 3.2. Для превращения эллиптически поляризованного света в плоско поляризованный введите по ходу пучка света полярizador 4. Объекты 2, не используемые при изучении поляризации света, выведите из-под светового пучка.
- 3.3. Стрелку поляризатора, установленную при юстировке прибора вдоль плоскости его пропускания, поверните в переднее положение, при этом она должна указывать на 0° . Теперь после поляризатора распространяется пучок, плоскость колебаний светового вектора которого лежит в плоскости падения его на стеклянную пластинку.
- 3.4. Поворотом расположенной ниже турели 5 установите по ходу луча стеклянную пластинку.
- 3.5. Вращая стеклянную пластинку вокруг горизонтальной оси с помощью расположенных на ее оси ручек, наблюдайте за изменением интенсивности луча лазера, отраженного на вертикальную шкалу.

- 3.6. Установите пластинку под углом Брюстера. При этом интенсивность отраженного луча достигнет минимума. Определите по шкале численное значение полученного угла $i_{\text{Бр}}$. Измерения угла Брюстера повторите 5 раз.
- 3.7. Результаты измерений представьте в виде таблицы.
- 3.8. По среднему значению угла Брюстера, пользуясь законом Брюстера (формула 1.1) вычислите показатель преломления стекла, из которого изготовлена пластинка.
- 3.9. Пользуясь принятыми на рис.3 обозначениями направления колебаний светового вектора, начертите схему хода лучей.

Таблица результатов

№ п\п	$i_{\text{Бр}}$	n	$\langle n \rangle$	$\langle \Delta n \rangle$	E, %	$n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle$
1.						
2.						
3.						
4.						
5.						

- 3.10. Оцените погрешность показателя преломления стекла методом Стьюдента:

$$\langle \Delta n \rangle = \pm t_{p,N} \sqrt{\frac{\sum (n_i - \langle n \rangle)^2}{N(N-1)}}$$

где $P=0.95$, N - число измерений.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА

1. Назовите основные части установки и объясните их назначение.
2. Опишите метод измерения угла Брюстера.
3. Поясните схему хода лучей при выполнении закона Брюстера.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ

1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризованного света.
2. Способы получения поляризованного света.
3. Поляризация при отражении света от диэлектрика. Закон Брюстера. Стопа Столетова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С. Ландберг. Оптика: Наука, 1976-926 с.
2. Лабораторный практикум по физике. Под редакцией А.С. Ахматова. - М.: Высшая школа, 1980 – 360 с.
3. А.В. Кортнев и др. Практикум по физике. – М.: Высшая школа, 1965. – 568 с.
4. Н.М. Годжаев. Оптика. – М.: Высшая школа, 1977. – 432 с.
5. Р.Г. Геворкян. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1979. -655 с.

Лабораторная работа № 79

Дифракция лазерного излучения на дифракционных решетках

Цель работы: исследование дифракции света на прозрачной одномерной и прозрачной двумерной дифракционных решетках; определение параметров дифракционных решеток.

Приборы и принадлежности:

Модульный учебный комплекс МУК – 0.

1. Теоретическое введение

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, например, вблизи границ непрозрачных или прозрачных тел, сквозь малые отверстия и т.п. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий, проникновению света в область геометрической тени и к отклонению от законов геометрической оптики.

Дифракционные явления были известны ещё Леонардо да Винчи (1452-1519), но первое детальное их описание было дано Гримальди. Его работы по дифракции были изложены в труде, вышедшем в 1665 г. Объяснение явления дифракции с точки зрения волновой теории впервые было выполнено в 1818 г. Френелем. Учитывая возможность взаимной интерференции вторичных волн, Френель дополнил принцип Гюйгенса, и усовершенствованный им принцип получил название принципа Гюйгенса – Френеля. Позднее, в 1882 г. Кирхгоф разработал математические основы теории дифракции (см. лаб. раб. № 64).

Дифракция, как и интерференция, служит доказательством волновой природы света.

Различают два случая дифракции: дифракцию Фраунгофера в параллельных пучках и дифракцию Френеля в сходящихся пучках [1].

В данной работе исследуется дифракция Фраунгофера на дифракционных решетках.

Объектом исследования являются прозрачная одномерная и прозрачная двумерная дифракционные решетки.

Прозрачная одномерная дифракционная решетка для световых волн – это пластина из прозрачного материала (обычно из стекла), на поверхности которой каким-либо путем (механическим или фотоспособом) нанесено большое число параллельных равноотстоящих непрозрачных штрихов. Обозначим ширину щели a , ширину непрозрачного промежутка b (см. стр. 35, лаб. раб. № 64).

Основным параметром решетки является ее период d (постоянная решетки), равный расстоянию между серединами соседних щелей, т.е.

$$d = a + b \quad (1.1)$$

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции световых волн, идущих от N щелей (см. стр. 35 лаб. раб. № 64). В общем случае при рассмотрении дифракции от N щелей имеем:

- прежние минимумы $a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda \dots$
- главные максимумы $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda \dots$
- добавочные минимумы

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, 2 \frac{\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots,$$

т.е. между двумя главными максимумами располагается $(N-1)$ добавочных минимумов, разделенных вторичными максимумами.

Формула

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (1.2)$$

где $m=0,1,2,3, \dots$ - порядок дифракционного максимума, носит название формулы дифракционной решетки. При $m=0 \sin \varphi = 0$, на экране получается нулевой дифракционный максимум. При $m=1$ по обе стороны от нулевого возникают два дифракционных максимума первого порядка (см. стр. 36, лаб. раб. № 64).

Дифракционная решетка создает эффект резкого разделения и усиления интенсивности света в области максимумов, что делает ее незаменимым оптическим прибором. На рис.1 показана дифракционная картина от дифракционной решетки.

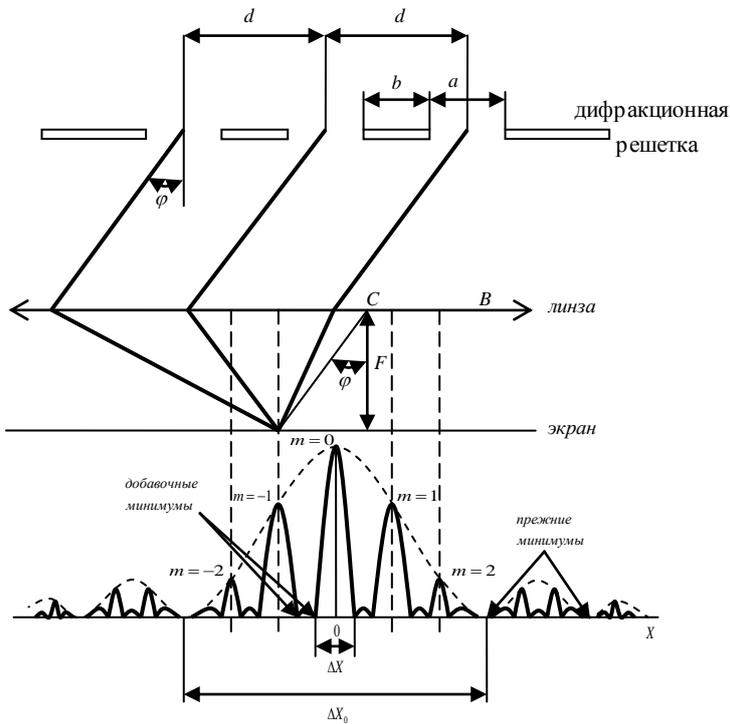


Рис.1

Из рис. 1 видно, что при малых углах дифракции координата прежнего минимума или главного максимума на экране

$$x = Ftg\varphi \approx F\sin\varphi,$$

где φ – угол дифракции;
 F – фокусное расстояние линзы

Учтем условия прежних минимумов $a\sin\varphi = \pm k\lambda$
 и главных максимумов $d\sin\varphi = \pm m\lambda$.

Тогда координаты прежних минимумов

$$x_k = \pm k \frac{\lambda}{a} F, \text{ где } k=1,2,3,\dots;$$

координаты главных максимумов

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{d} F, \text{ где } m=0,1,2,3,\dots$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы в точке

$x \approx L\sin\varphi$, когда координаты прежних минимумов и главных максимумов соответствуют формулам:

прежние минимумы $x_k = \pm k \frac{\lambda}{a} L$ ($k=1,2,3,\dots$)

главные максимумы

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{d} L \quad (m=0, 1,2,3,\dots) \quad (1.3)$$

Число дифракционных спектров ограничено и определяется условием

$$\sin\varphi = m \frac{\lambda}{d} \leq 1$$

Двумерная плоская дифракционная решетка представляет собой совокупность двух прозрачных одномерных дифракционных решеток с периодами d_1 и d_2 , щели которых расположены взаимно перпендикулярно (рис.2 и 3).

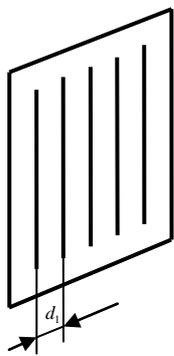


Рис 2

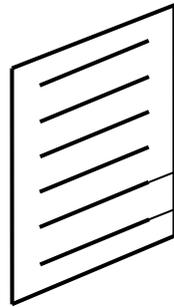
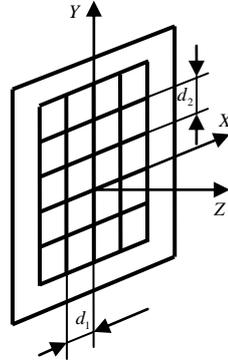


Рис 3



Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической световой волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости решетки. Выберем систему координат так, чтобы ось X была перпендикулярна щелям одной из решеток, ось Y – щелям второй решетки, ось Z - плоскости решетки (рис. 4). Будем характеризовать направления распространения падающей и дифрагирующей волн углами соответственно $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ и α, β, γ между нормальными к волновым поверхностям и осями X,Y,Z (рис. 4)

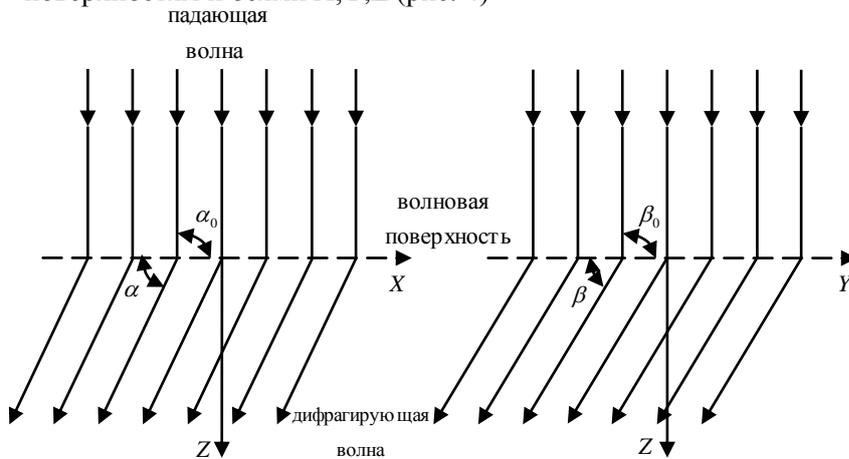


Рис. 4

В рассматриваемом случае $\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2, \gamma_0 = 0$. Очевидно, что α, β, γ - углы, дополняющие углы дифракции до 90° (рис. 4а).

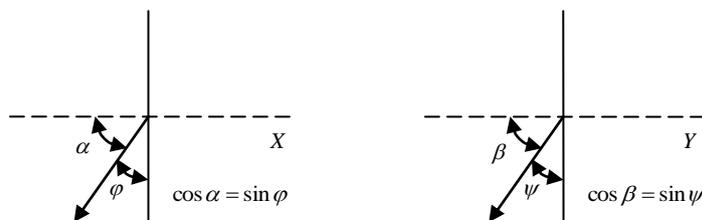


Рис. 4а

Плоская световая волна после прохождения решетки с горизонтальными штрихами образовала бы в фокальной плоскости линзы, расположенной за решеткой (рис. 5),

дифракционный спектр, представляющий собой горизонтально расположенные линии в направлениях, отвечающих условиям возникновения максимумов для решетки с периодом d_2 .

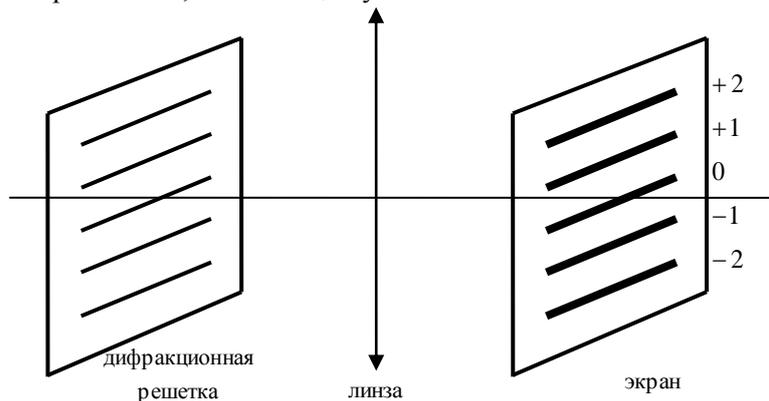


Рис. 5

При наличии лишь одной решетки с вертикальными щелями наблюдался бы спектр, представляющий вертикально расположенные линии, удовлетворяющие условиям дифракционных максимумов для решетки с периодом d_1 .

Условия возникновения максимумов для двумерной решетки имеют вид;

$$\begin{aligned} d_1 \cos \alpha &= m_1 \lambda; \\ d_2 \cos \beta &= m_2 \lambda, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где m_1 и m_2 – целые числа, определяющие порядок дифракционных спектров для решеток с периодами d_1 и d_2 ; λ – длина волны света. Главные максимумы наблюдаются только в направлениях, удовлетворяющих совокупности двух соотношений (1.4), причем каждой паре целых чисел m_1 и m_2 отвечает максимум определенного порядка.

Углы α, β, γ связаны соотношением

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \quad (1.5)$$

Выражения (1.4) и (1.5) позволяют при известных d_1, d_2, λ определить углы α, β, γ , под которыми можно наблюдать главные максимумы дифракционной картины того или иного порядка. Если в каждой решетке число щелей N_1 и N_2 достаточно велико, то максимумы будут очень острыми и в них сосредоточится практически вся световая энергия дифрагированных волн. В результате на экране, расположенном за двумерной решеткой, получится дифракционная картина в виде четких, симметрично расположенных световых пятен. Световые пятна расположены на пересечении вертикальных и горизонтальных линий, соответствующих условиям дифракционных максимумов для решеток с вертикальными и горизонтальными штрихами. Каждому световому пятну соответствуют два целочисленных индекса m_1 и m_2 (рис.6).

Дифракционная картина на двумерной дифракционной решетке изображена на рис.6.

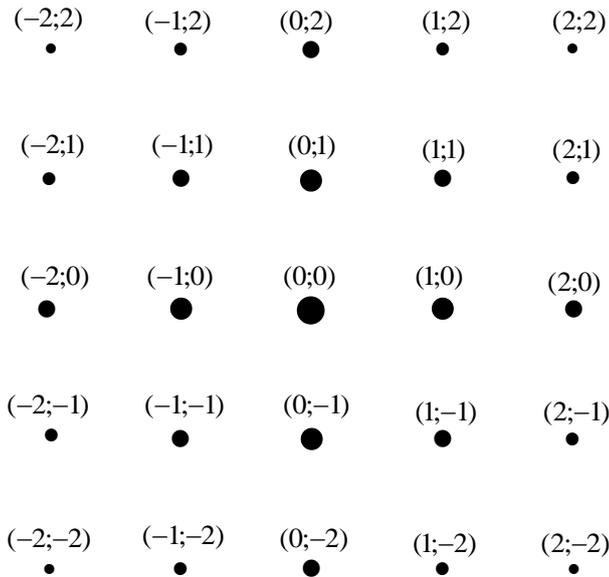


Рис. 6

Цифры (0,0); (0,1); (1,1); (1,2) и т.д. около пятнышек показывают порядок спектра в первой и второй решетках; интенсивность их убывает по закону распределения интенсивности в дифракционных спектрах решетки.

Главные максимумы возникают только тогда, когда $\frac{d_1}{\lambda} \cos \alpha = m_1$ и одновременно $\frac{d_2}{\lambda} \cos \beta = m_2$, где m_1 и m_2 - целые числа. Если только одно из этих чисел (m_1 или m_2) целое, т.е. выполняется условие возникновения главного максимума лишь для одной из решеток, то его интенсивность оказывается много меньше.

Пусть волна падает на двумерную решетку наклонно (т.е. углы α_0 и β_0 отличны от $\frac{\pi}{2}$).

Тогда условия возникновения главных максимумов примут вид:

$$\left. \begin{aligned} d_1 (\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= m_1 \lambda; \\ d_2 (\cos \beta - \cos \beta_0) &= m_2 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (1.5')$$

Общий характер дифракционной картины, в этом случае, останется прежним, изменятся лишь масштабы по осям X и Y наблюдаемой дифракционной картины.

Если решетки d_1 и d_2 взаимно не перпендикулярны, а составляют какой-либо угол между собой, положение максимумов будет зависеть от угла между штрихами решеток. Таким образом, по расположению пятнышек можно судить о величине периодов d_1 и d_2 и взаимной ориентации решеток.

2. Описание рабочей установки и метода измерений

Схема установки для исследования дифракции света на дифракционной решетке (одномерной или двумерной) представлена на рис. 7, где 1 – источник плоской монохроматической световой волны (лазер); 2 – дифракционная решетка; 3 – линза, в фокальной плоскости которой расположен экран 4 (съемный лист белой бумаги).

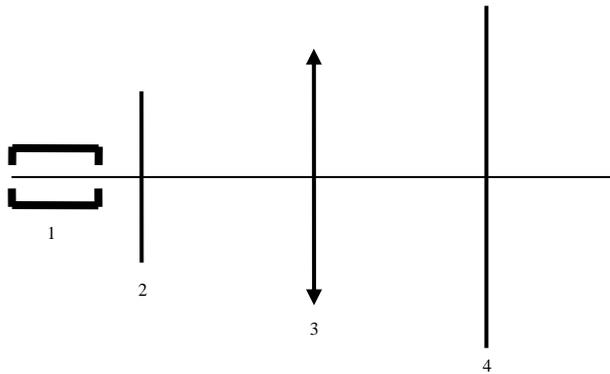


Рис. 7

- Внешний вид установки МУК – 0 изображен на рис. 8,
 где 1 – устройство с полупроводниковым лазерным осветителем;
 2 – турель, на которой смонтированы объекты исследования для лабораторных работ по интерференции и дифракции;
 3 – диафрагма;
 4 – поляризатор, закрепленный на турели во вращающейся обойме со стрелкой – указателем и транспортом;
 5 – турель с объектом исследования, используемым в работах по поляризации света;
 6 – стойка;
 7 – устройство, содержащее поворотную стеклянную пластинку, использующуюся в опытах по изучению закона Брюстера;
 8 – основание оптического блока.

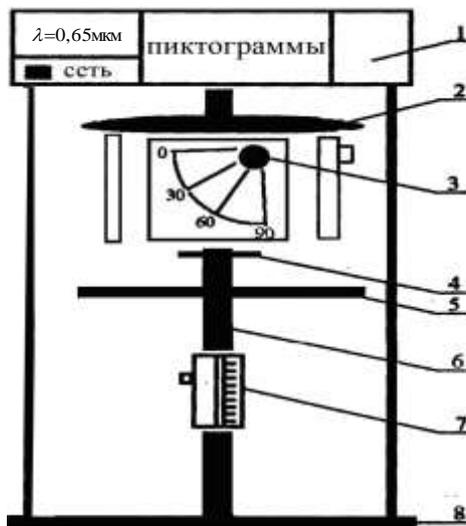


Рис. 8

Лазерный источник света находится в верхней части установки. Ниже расположенная турель содержит все объекты исследования. Рекомендуется вначале провести измерения с одномерной дифракционной решеткой, установив ее (см. пиктограмму) под лазерным источником. Затем, вращая турель, перейти к двумерной дифракционной решетке, место расположения которой определяется по соответствующей пиктограмме.

Дифракционная картина рассматривается на листе белой бумаги, который играет роль экрана наблюдения.

3. Порядок выполнения работы и обработка результатов

- 3.1. Включите лазерный монохроматический источник света ($\lambda_0=0,65$ нмк, что соответствует красному видимому свету, тумблер «сеть»).
- 3.2. Положите лист белой или миллиметровой бумаги на основание оптического блока (8).
- 3.3. Поверните турель 2 и установите первый объект исследования – одномерную дифракционную решетку в положение, перпендикулярное направлению светового пучка.
- 3.4. С помощью ручки 3 установите стрелку, закрепленную на оси вращения пластинки с одномерной дифракционной решеткой, на угол 0^0 . Объекты 4, 5 и 7, не используемые при изучении дифракции света, выведите из под светового пучка.
- 3.5. На бумаге должна появиться дифракционная картина – ряд чередующихся красных точек (см. рис.9).
- 3.6. Зарисуйте дифракционную картину.
- 3.7. По своему рисунку измерьте координаты максимумов первого, второго, третьего, четвертого порядков x_1, x_2, x_3, x_4 (см. рис.9). Результаты запишите в таблицу.

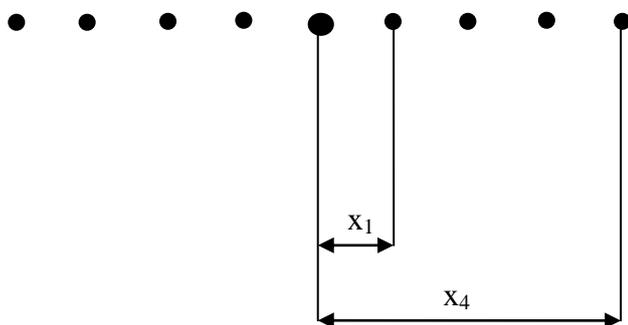


Рис.9

- 3.8. По формуле $d = m \frac{\lambda_0 L}{x_k}$ рассчитать постоянную решетки, где

m – порядок спектра,

x_k – соответствующая координата.

Расстояние L указано на передней панели установки ($L=465$ мм). Результаты занесите в таблицу.

3.9. Ручкой 3 поверните пластину с одномерной дифракционной решеткой на углы $30^0, 60^0$ по отношению к первоначальному положению. Пронаблюдайте изменения дифракционной картины и зарисуйте ее. Объясните увиденное.

3.10. Поверните турель 2 и установите в качестве объекта исследования двумерную дифракционную решетку.

3.11. На листе с изображением дифракционной картины (см.рис.6) нанесите координатные оси X и Y . Измерьте расстояния ΔX_{m_1} и ΔY_{m_2} для главных дифракционных максимумов (см.рис.6). Из рис.10 видно, что

$$\Delta X_{m_1} = F \operatorname{tg} \varphi; \quad \Delta Y_{m_2} = F \operatorname{tg} \psi,$$

причем,

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \alpha; \quad \psi = \frac{\pi}{2} - \beta;$$

F – фокусное расстояние линзы.

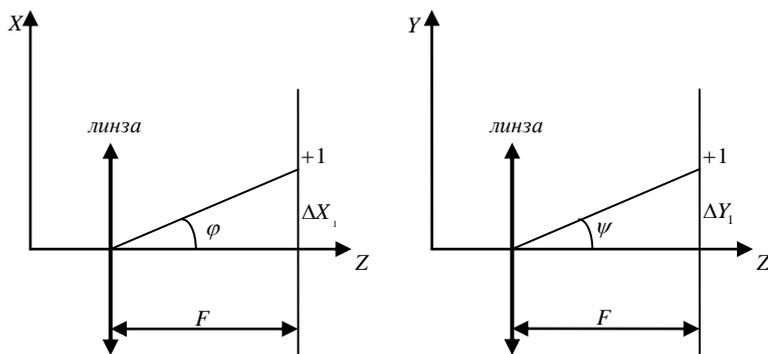


Рис. 10

Используя условия (1.4) возникновения главных дифракционных максимумов для решеток с периодами d_1 и d_2 и рис. 4а, получим

$$d_1 \sin \varphi = m_1 \lambda; \quad d_2 \sin \psi = m_2 \lambda \quad (1.6)$$

При малых углах φ и ψ имеем

$$\Delta X = F \frac{m_1 \lambda}{d_1} \quad \text{и} \quad \Delta Y = F \frac{m_2 \lambda}{d_2} \quad (1.7)$$

3.12. При формулах

$$d_1 = m_1 \frac{F \lambda}{\Delta x_1} \quad \text{и} \quad d_2 = m_2 \frac{F \lambda}{\Delta y_1}$$

найдите периоды решеток d_1 и d_2 (m_1 и $m_2 = 1$, $F=L$). Результаты занесите в таблицу.

Таблицы результатов

Одномерная дифракционная решетка						Двумерная дифракционная решетка			
m	L, мм	λ , мкм	X, мм	d, мкм	$\langle d \rangle$, мкм	ΔX , мм	ΔY , мм	d_1 , мкм	d_2 , мкм
1.									
2.									
3.									
4.									

3.13. Поверните пластинку с двумерной дифракционной решеткой на угол 30° , 60° . Пронаблюдайте изменения дифракционной картины. Объясните увиденное.

4. Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Объясните сущность дифракции света.
3. Опишите устройство и назначение одномерной и двумерной дифракционных решеток.
4. Опишите порядок выполнения работы.

5. Вопросы для защиты работы

1. Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля. Объясните с его помощью явление дифракции света.
2. Метод зон Френеля.
3. Получите условия минимумов и максимумов при дифракции на одномерной решетке.

4. Почему изменяются положения максимумов и минимумов при повороте объектов исследования по отношению к падающему на них световому пучку?
5. Объясните картину дифракции на двумерной решетке.

Литература

1. И.В. Савельев. Курс общей физики, М.: Наука, 1987. – т.2
2. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. Курс физики, М.: Высшая школа, 1972. – т.3
3. Лабораторный практикум по физике под ред. К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. М.: высшая школа, 1988. - 350 с.
4. Н.М. Годжаев. Оптика, М.: Высшая школа, 1977. - 430 с.
5. Г.С. Ландсберг. Оптика, М.: Наука, 1976. - 926 с.

Лабораторная работа № 80

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель работы: изучение дифракции Фраунгофера на одной щели, на двух щелях, на четырех щелях, на одномерной дифракционной решетке в монохроматическом свете от лазерного источника.

Приборы и принадлежности: Модульный учебный комплекс МУК – 0.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1.1. Дифракция света. Принцип Гюйгенса – Френеля.

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при прохождении света в среде с резкими неоднородностями (малыми отверстиями, непрозрачными экранами и т.п.) и связанных с отклонениями от прямолинейности распространения. Дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий, проникновению света в область геометрической тени. Отклонение света от прямолинейности распространения можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса – Френеля. Согласно этому принципу каждая точка, до которой доходит волна, служит источником вторичных элементарных сферических волн, а их огибающая определяет положение волнового фронта (поверхность, отделяющая часть пространства, вовлеченную в волновой процесс, от области в которой колебания еще не возникли) в следующий момент времени. Эти источники когерентны (колебания всех точек волнового фронта происходят с одинаковой частотой и в одинаковой фазе), волны, исходящие из них, также когерентны и интерферируют при наложении.

Каждая из вторичных волн возбуждает в точке наблюдения колебания, амплитуда результирующего колебания равна векторной сумме амплитуд складываемых колебаний. Результат сложения зависит от разности фаз δ , приходящих в точку наблюдения волн. В свою очередь δ связана с оптической разностью хода Δ волн

$$\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda_0}. \quad (1.1)$$

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн ($\Delta = \pm m\lambda_0$, $m=0,1,2,3\dots$), то фазы приходящих в точку наблюдения волн одинаковы

$$\delta = \pm 2\pi m. \quad (1.2)$$

Они усиливают друг друга, возникает максимум интенсивности света. Если же разность хода равна полуцелому числу длин волн, $\Delta = \pm(m + \frac{1}{2})\lambda_0$, то волны встречаются в противофазе

$$\delta = \pm(m + \frac{1}{2})2\pi. \quad (1.3)$$

Они ослабляют друг друга, образуется минимум интенсивности света.

Таким образом, при распространении световых волн от источника свет будет наблюдаться только в тех точках пространства, где вторичные волны при интерференции усиливают друг друга.

1.2. Метод зон Френеля

В общем случае расчет интерференции вторичных волн представляет собой сложную математическую задачу. Метод зон Френеля позволяет значительно упростить ее. Для пояснения сути метода определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке P сферической волной, распространяющейся в изотропной однородной среде из точечного источника S (рис 1).

В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля все точки неограниченного волнового фронта Φ (сферической поверхности радиуса a) являются источниками вторичных сферических

волн. Разобьем волновую поверхность Φ на кольцевые зоны (зоны Френеля) таким образом, чтобы расстояние от краев соседних зон до P отличались на $\frac{\lambda_0}{2}$.

$$M_1P - M_0P = M_2P - M_1P = \dots = \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.4)$$

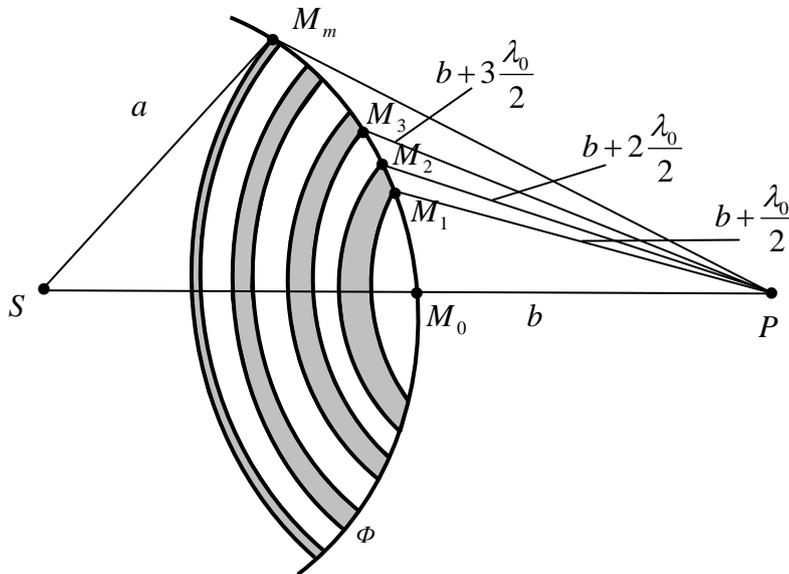


Рис. 1

Тогда исходящие из двух симметричных источников соседних зон волны возбуждают в точке P колебания, отличающиеся на π . Суммарные колебания, обусловленные действием соседних зон Френеля, находятся в противофазе и ослабляют друг друга.

Амплитуда результирующего колебания в точке P будет равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_m \mp A_{m+1} \pm \dots, \quad (1.5)$$

где A_1, A_2, \dots, A_m – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ..., m -й зонами Френеля.

Амплитуда колебаний A_m , обусловленная действием m -й зоны Френеля, зависит от ее площади, номера m и угла φ_m (рис.2).

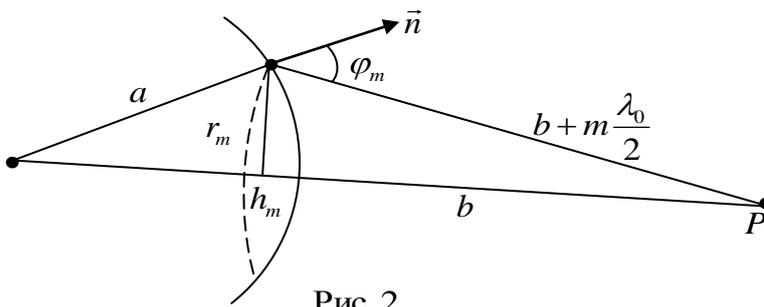


Рис. 2

Как показывает расчет, площади всех зон Френеля примерно одинаковы, действие же зоны уменьшается с ростом m , т.к. при этом увеличивается расстояние от зоны до точки P . Одновременно растет угол φ_m , что также ослабляет действие зоны (ее излучение максимально в

направлении нормали \vec{n}). Все это приводит к тому, что амплитуда A_m монотонно убывает по мере роста номера m .

Таким образом, амплитуды колебаний, приходящих со всех зон Френеля в точку P , образуют монотонно убывающую последовательность

$$A_1 > A_2 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Суммарную амплитуду (1.5) можно представить в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{A_m}{2} - A_{m+1} + \frac{A_{m+2}}{2}\right) \quad (1.6)$$

Вследствие монотонного убывания A_m можно приближенно считать, что $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$.

Тогда выражения в скобках будут равны 0, и с учетом того, что для больших m величиной $\frac{A_m}{2}$ можно пренебречь, формула (1.6) примет вид

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (1.7)$$

Найдем радиус m -й зоны Френеля. Из рис. 2 видно, что $r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m \frac{\lambda_0}{2})^2 - (b + h_m)^2$.

С учетом того, что $\lambda_0 \ll a$, $\lambda_0 \ll b$ и $h_m \ll a$, получим $h_m = \frac{b}{2(a+b)} m \lambda_0$,

$$r_m = 2ah_m, \quad r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda_0. \quad (1.8)$$

Длина световой волны весьма мала ($\lambda_0 = 0.5 \mu\text{м}$ для зеленого света). Приняв $a=b=1\text{м}$, получим радиус первой зоны Френеля $r_1 = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Следовательно, распространение света от S к P происходит так, как если бы световой поток шел внутри узкого канала, т.е. прямолинейно.

Описанный метод позволяет также объяснить дифракцию света на различных резких неоднородностях (малых отверстиях, непрозрачных экранах).

Различают дифракцию **Френеля и Фраунгофера**. Дифракцию Френеля (дифракция сферических волн) наблюдают при конечных расстояниях от источника света до препятствия и от препятствия до точки наблюдения. Дифракция Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах) наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения достаточно удалены от преграды, вызывающей дифракцию.

1.3. Дифракция Фраунгофера на узкой щели

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на щель шириной a . Когерентные вторичные волны распространяются от нее по всем направлениям. Результат их интерференции можно наблюдать на экране \mathcal{E} , расположенном в фокальной плоскости (рис 3) линзы L .

Оптическая разность хода волн, идущих от краев щели в произвольном направлении φ , равна

$$\Delta = a \sin \varphi. \quad (1.9)$$

После прохождения через линзу L они собираются на экране в точке P и интерferируют. Для выяснения вида интерференционной картины разобьем открытую поверхность волнового фронта

AB на зоны Френеля (разность хода от краев соседних зон равна $\frac{\lambda_0}{2}$), параллельные краям щели.

Всего на ширине щели уместится

$$\frac{\Delta}{\lambda_0/2} = \frac{a \sin \varphi}{\lambda_0/2} \text{ зон.} \quad (1.10)$$

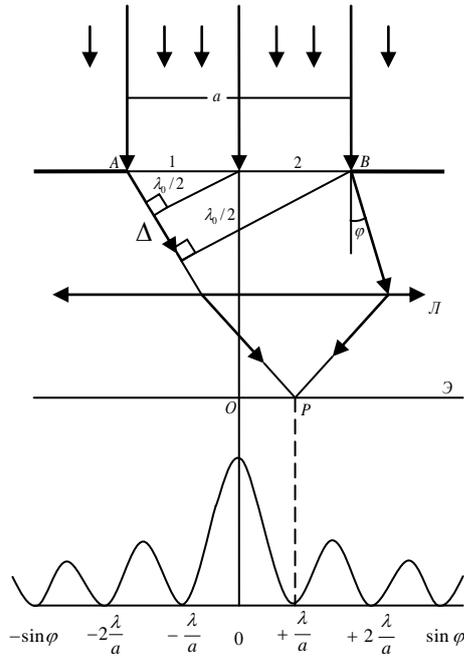


Рис.3

Так как на щель падает плоская волна, то площади всех зон одинаковы, значит, одинакова амплитуда колебаний, возбуждаемых в точке P действием каждой зоны Френеля, а фазы колебаний, создаваемых соседними зонами, противоположны. Следовательно, колебания каждой пары соседних зон будут гасить друг друга.

Поэтому, если на ширине щели укладывается четное число зон Френеля, то амплитуда результирующего колебания в точке P равна 0 и наблюдается минимум интенсивности света.

Из (1.10) следует условие образования дифракционного минимума:

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda_0}{2} = \pm k \lambda_0 \quad (k=1, 2, \dots) \quad (1.11)$$

Дифракционный максимум возникает при нечетном числе зон Френеля, укладывающихся на ширине щели

$$a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=1, 2, \dots), \quad (1.12)$$

где k определяет порядок дифракции.

В этом случае действие щели эквивалентно действию одной зоны Френеля, поскольку действие остальных пар зон взаимно компенсируется.

Волны, распространяющиеся от щели в прямом направлении ($\varphi = 0$), возбуждают в точке O экрана колебания, усиливающие друг друга, т.к. все они приходят в одинаковой фазе ($\Delta = 0$). В этой точке возникает самый интенсивный центральный дифракционный максимум ($k=0$).

Итак, волны, дифрагирующие от щели под углами, соответствующими нечетному числу зон Френеля, создают на экране максимумы интенсивности света, а волны, дифрагирующие под углами, соответствующими четному числу зон Френеля, - минимумы.

В целом дифракционная картина, возникающая при прохождении монохроматического света через узкую щель, имеет вид чередующихся светлых и темных полос, симметрично расположенных по обе стороны от центральной светлой полосы.

Выражение (1.11) позволяет найти угловое положение первого минимума ($k=1$) (рис.4).

$$\sin \varphi_1 = \pm \frac{\lambda_0}{a}, \quad (1.13) \quad \sin \varphi$$

а минимальное число полос определяется требованием

$$|\sin \varphi| < 1, \quad k \leq \frac{a}{\lambda_0}. \quad (1.14)$$

Из выражений (1.13) и (1.14) следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается (яркость уменьшается).

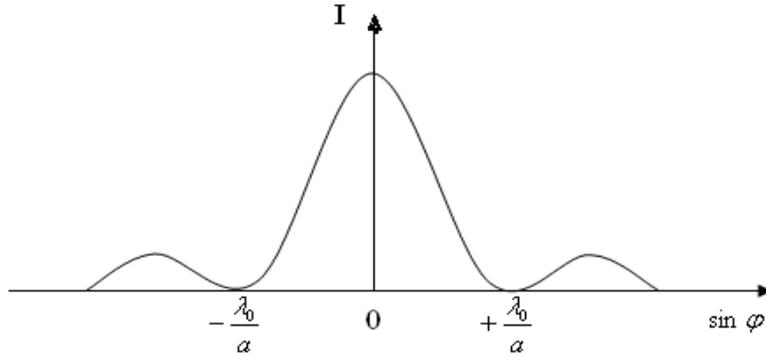


Рис. 4

Это относится и к другим максимумам, картина становится менее четкой. При $a < \lambda_0$ минимумы вообще не возникают, интенсивность света монотонно убывает от середины картины к ее краям. Наоборот, чем шире щель ($a > \lambda_0$), тем картина ярче, дифракционные полосы уже, а число полос больше. При $a \gg \lambda_0$ в центре получается яркое изображение щели, т.е. имеет место прямолинейное распространение света.

1.4. Дифракционная решетка

При дифракции от одной щели интенсивность света в максимумах невелика и дифракционная картина недостаточно четко выражена. Для получения картины с четкими максимумами интенсивности света применяется дифракционная решетка.

Одномерная дифракционная решетка – это система параллельных щелей равной ширины a , лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками b . Величина

$$d = a + b \quad (1.15)$$

называется постоянной (периодом) дифракционной решетки.

При падении на решетку плоской монохроматической волны в фокальной плоскости линзы наблюдается дифракционная картина.

Она является результатом двух процессов: дифракции света от каждой щели и интерференции пучков света, дифрагированных от всех щелей.

Для выяснения характера картины на экране рассмотрим дифракцию от двух щелей (рис 5).

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни

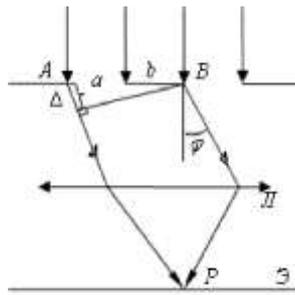


Рис. 5

одна из щелей не распространяет света, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. прежние минимумы интенсивности будут возникать в направлениях, определяемых условием (1.11)

$$a \sin \varphi = \pm k \lambda_0 \quad (k=1,2,\dots).$$

Кроме того, в некоторых других направлениях вторичные волны, идущие от двух щелей, будут гасить друг друга вследствие интерференции, т.е. будут наблюдаться дополнительные минимумы. Они возникают в направлениях, отвечающих условию

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2,\dots), \quad (1.16)$$

где $d \sin \varphi = \Delta$ - разность хода лучей, идущих от краев A и B щелей. Действие одной щели будет усиливать действие другой, если в разности хода укладывается целое число длин волн:

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2} = \pm m \lambda_0 \quad (m=0,1,2,\dots). \quad (1.17)$$

Формула (1.17) – условие образования главных максимумов.

Все волны, распространяющиеся за щелями в прежнем направлении ($\varphi = 0$), создают центральный максимум ($m=0$). Таким образом, полная дифракционная картина от двух щелей определяется условиями образования:

прежних минимумов $a \sin \varphi = \lambda_0, 2\lambda_0, 3\lambda_0, \dots$;

дополнительных минимумов $d \sin \varphi = \frac{\lambda_0}{2}, \frac{3\lambda_0}{2}, \frac{5\lambda_0}{2}, \dots$;

главных максимумов $d \sin \varphi = 0, \lambda_0, 2\lambda_0, 3\lambda_0, \dots$

Следовательно, между двумя главными максимумами располагается один добавочный минимум. Это приводит к тому, что максимумы становятся более узкими, чем при одной щели.

Если решетка содержит N щелей, то между двумя главными максимумами расположатся $(N-1)$ дополнительных минимумов, разделенных слабыми вторичными максимумами в количестве $(N-2)$. При этом прежними остаются условия образования прежних минимумов (1.11) и главных максимумов (1.17).

На рис.6 для примера приведена дифракционная картина, наблюдаемая для $N=4$ и $d/a=3$. В данном случае главные максимумы третьего, шестого и т.д. порядков приходятся на минимумы интенсивности от одной щели, в результате чего они не наблюдаются. Штриховая линия задает распределение интенсивности при дифракции от одной щели, умноженной на N^2 , так как I_{max} в N^2 раз больше интенсивности, создаваемой в направлении φ одной щелью.

Как видно, четкие главные максимумы разделены темными пространствами. Чем больше щелей N содержит решетка, тем больше количество световой энергии пройдет через нее, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем более интенсивными и острыми будут максимумы. В итоге дифракционная картина от решетки с достаточно большим числом щелей представляет собой систему узких ярких полос, разделенных сравнительно темными промежутками.

Положение главных максимумов зависит, как видно из (1.17), от длины волны λ_0 . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m=0$), разложатся в спектр (m – порядок спектра), фиолетовая область которого обращена к центру дифракционной картины, красная – наружу.

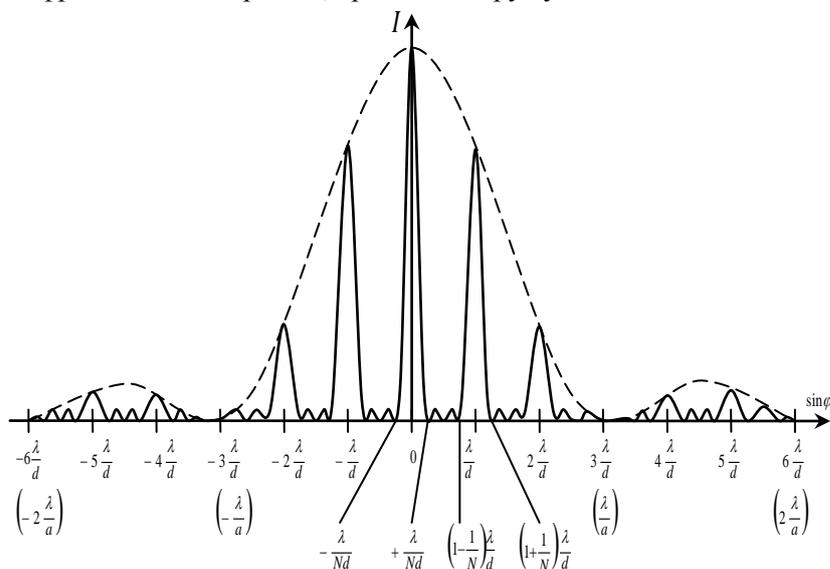


Рис. 6

В центре белая полоса, т.к. центральный максимум образован недифрагированными волнами, для которых разность хода равна 0 и условие возникновения максимума одинаково для всех длин волн. Из (1.17) следует, что чем выше порядок спектра, тем больше угол дифракции, соответствующий образованию максимума, тем шире спектр. Это приводит к частичному перекрытию спектров, начиная со спектров 2-3 порядков.

1.5. Наклонное падение лучей

Если плоская волна падает на решетку наклонно под углом θ , то разность хода между соседними пучками становятся равной $AC-DB=d \sin\theta-\sin\varphi$ (рис. 7).

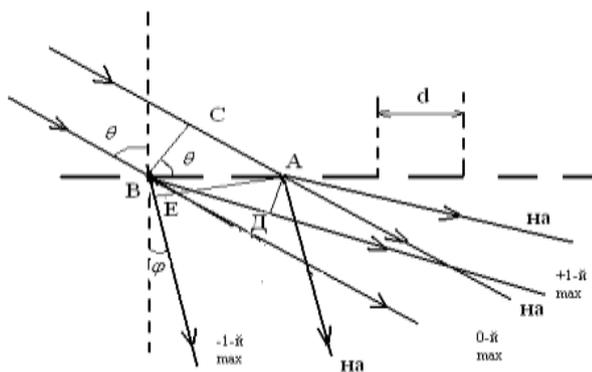


Рис. 7

Характер дифракционной картины в основном сохраняется. Положение главных максимумов определяется условием

$$d(\sin\theta - \sin\varphi_m) = m\lambda_0 \quad (1.18)$$

φ_m - направление на главный максимум порядка m ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Преобразуем соотношения 1.18, воспользовавшись тригонометрической формулой разности синусов двух углов, т.е.

$$\sin\theta - \sin\varphi_m = 2\sin\frac{\theta - \varphi_m}{2} \cdot \cos\frac{\theta + \varphi_m}{2}. \quad (1.19)$$

С учетом 1.19 формула 1.18 преобразуется к виду

$$2d \cos\frac{1}{2}(\theta + \varphi_m) \cdot \sin\frac{1}{2}(\theta - \varphi_m) = m\lambda_0 \quad (1.20)$$

Если решетка довольно груба, т.е. период ее d значительно больше λ_0 , то углы дифракции малы и угол φ_m мало отличается от θ . В таком случае можно положить:

$$\frac{1}{2}(\theta + \varphi_m) \approx \theta \text{ и } \sin\frac{1}{2}(\theta - \varphi_m) \approx \frac{1}{2}(\theta - \varphi_m) \quad (1.21)$$

С учетом (1.21) формула (1.20) принимает вид:

$$d \cos\theta(\theta - \varphi_m) = m\lambda_0 \quad (1.22)$$

Сравним формулу 1.22 с формулой для нормального падения волнового фронта на решетку $d\sin\varphi_m = m\lambda_0$ или $d\varphi_m = m\lambda_0$, если угол φ_m мал. Это сравнения показывает, что угол между направлениями на нулевой максимум и на ненулевые максимумы ($\theta - \varphi_m$) вычисляется так же, как если бы падение было нормальным, но решетка имела бы уменьшенный период, а именно $d^1 = d \cos\theta$. Следовательно, роль периода решетки d играет величина $d \cos\theta$, которая может быть сделана очень малой. Скользящее падение лучей как бы уменьшает период решетки и увеличивает углы дифракции. Таким путем удается получать отчетливые дифракционные спектры даже от очень грубых решеток,

например от граммофонных пластинок. Последние позволяют в демонстрационной аудитории получать в белом свете довольно красивые дифракционные спектры разных порядков.

Метод скользящего падения имеет большое значение в рентгеновской спектроскопии при исследовании дифракции рентгеновских лучей.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

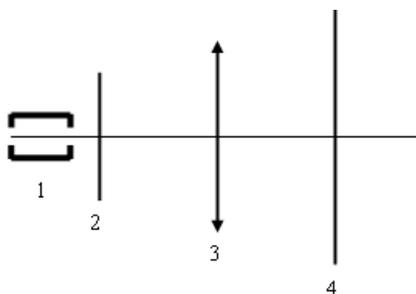
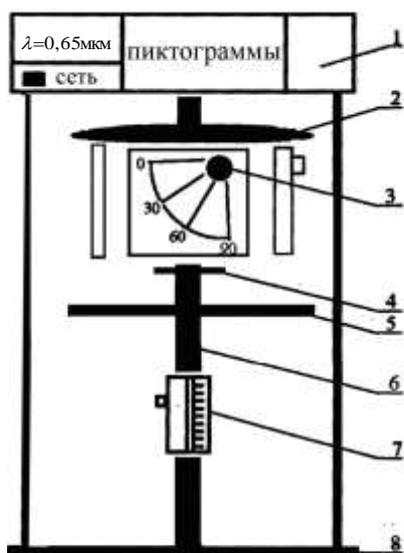


Рис. 8

Схема установки для исследования дифракции Фраунгофера представлена на рис. 8, где 1 – источник плоской монохроматической световой волны (лазер); 2 – набор щелей; 3 – линза, в фокальной плоскости которой расположен экран 4 (съемный лист белой бумаги).

Внешний вид установки МУК – 0 изображен на рис. 9,



где 1 – устройство с полупроводниковым лазерным осветителем;

2 – турель, на которой смонтированы объекты исследования для лабораторных работ по интерференции и дифракции;

3 – диафрагма;

4 – поляризатор, закрепленный на турели во вращающейся обойме со стрелкой – указателем и транспортиром;

5 – турель с объектом исследования, используемым в работах по поляризации света;

6 – стойка;

7 – устройство, содержащее поворотную стеклянную пластинку, использующуюся в опытах по изучению закона Брюстера;

8 – основание оптического блока.

Лазерный источник света находится в верхней части установки. Ниже расположенная турель содержит все объекты исследования: одна щель, две щели, четыре щели, одномерная дифракционная решетка.

Рекомендуется вначале провести измерения с одиночной щелью, установив ее (см. пиктограмму) под лазерным источником. Затем, вращая турель, переходить к двум, четырем щелям и одномерной решетке, место расположения которой определяется также по соответствующим пиктограммам.

Если на пути лазерного пучка поставить щель, то на экране Э за щелью будет наблюдаться дифракционная картина в виде центрального наиболее яркого максимума и системы расположенных симметрично ему максимумов различных порядков, разделенных минимумами (рис. 10).

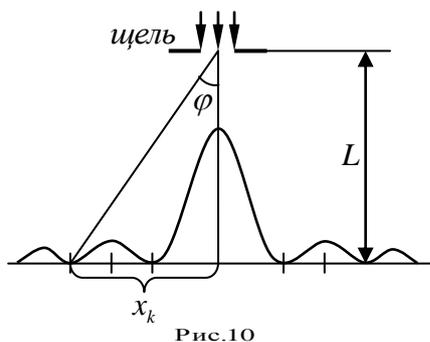


Рис.10

Угловое положение минимумов определяется соотношением (1.11) $\sin \varphi = k \frac{\lambda_0}{a}$. Учитывая, что углы дифракции в этом случае малы, получим $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{x_k}{L}$.

Тогда

$$x_k = \frac{k\lambda_0 L}{a}, \quad (2.1)$$

где x_k - расстояние от центра дифракционной картины до минимума k -ого порядка. При переходе от минимума порядка k к минимуму порядка $(k+1)$ получим

$$x_{k+1} = \frac{(k+1)\lambda_0 L}{a}. \quad (2.2)$$

$$\text{Разность } \Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda_0 L}{a} \quad (2.3)$$

называется шириной дифракционной полосы.

Таким образом, используя явление дифракции, можно по формуле (2.3) определить размеры щелей и препятствий.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Включите лазерный монохроматический источник света ($\lambda_0 = 0,65$ мкм, что соответствует красному видимому свету, тумблер «сеть»).

3.2. Положите лист белой или миллиметровой бумаги на основание оптического блока (8).

3.3. Поверните турель 2 и установите первый объект исследования - одиночную щель в положение, перпендикулярное направлению светового пучка.

3.4. С помощью ручки 3 установите стрелку, закрепленную на оси вращения пластинки со щелью, на угол 0^0 . Объекты 4 и 5, не используемые при изучении дифракции света, выведите из под светового пучка.

3.5. На бумаге должна появиться дифракционная картина - ряд чередующихся красных полосок (см. рис. 11).

3.6. Зарисуйте дифракционную картину.

3.7. По своему рисунку измерьте положение минимума первого порядка x_1 (см. рис. 11). Результат запишите в таблицу.

3.8. По формуле $a = \frac{k\lambda_0 L}{x_1}$ рассчитайте ширину щели a . Расстояние L указано на передней панели установки ($L=465$ мм).

3.9. Повторите опыт несколько раз.

3.10. Ручкой 3 поверните щель на угол 30^0 по отношению к первоначальному положению. Пронаблюдайте изменения дифракционной картины и зарисуйте ее. Объясните увиденное.

3.11. Поверните турель 2, установите на место одиночной щели пластину с двумя щелями. С помощью ручки 3 установите угол 0^0 и зарисуйте дифракционную картину.

3.12. На своем рисунке измерьте координату максимума первого порядка $x_k (m=1)$ и по формуле $d = m \frac{\lambda_0 L}{x_k}$ найдите расстояние d между щелями. Результаты занесите в таблицу.

3.13. Ручкой 3 поверните пластину со щелями на углы $30^0, 60^0$ и зарисуйте дифракционные картины. Результаты занесите в таблицу.

3.14. Вычислите расстояние d , пользуясь результатами этих опытов.

3.15. Повторите аналогичные опыты для четырех щелей и для одномерной дифракционной решетки.

3.16. Результат измерений и вычислений занесите в таблицу.

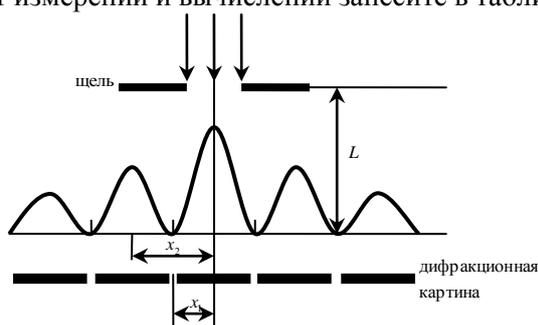


Рис. 11

Таблица результатов

	№	Одиночная щель			Две щели		Четыре щели		Одномерная дифр. решетка	
		L , мм	x , мм	a , мкм	x , мм	d , мкм	x , мм	d , мкм	x , мм	d , мкм
0°	1 2									
30°	1 2									
60°	1 2									

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

5. Сформулируйте цель работы.
6. Объясните сущность дифракции света.
7. Опишите порядок выполнения работы.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

6. Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля. Объясните с его помощью явление дифракции света.
7. Метод зон Френеля.
8. Объясните картину дифракции на одной щели.
9. Почему изменяются положения максимумов и минимумов при повороте объектов исследования по отношению к падающему на них световому пучку?
10. Получите условия минимумов и максимумов при дифракции на одномерной решетке.

ЛИТЕРАТУРА

6. И.В. Савельев. Курс общей физики, М.: Наука, 1987. – т.2
7. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. Курс физики, М.: Высшая школа, 1972. – т.3
8. Лабораторный практикум по физике под ред. К.А. Барсукова и Ю.И. Уханова. М.: высшая школа, 1988. - 350 с.
9. Н.М. Годжаев. Оптика, М.: Высшая школа, 1977. - 430 с.
10. Г.С. Ландсберг. Оптика, М.: Наука, 1976. - 926 с.

Лабораторная работа № 81

Изучение интерференции света от двух щелей

Цель работы: определение расстояния между щелями с помощью интерференционных полос в опыте Юнга.

Приборы и принадлежности: модульный учебный комплекс МУК-0.

1. Теоретическое введение

Интерференция света – явление, заключающееся в пространственном перераспределении энергии светового излучения при суперпозиции электромагнитных волн. Необходимое условие интерференции любых волн – их когерентность – согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Строго когерентны лишь монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой. Рассмотрим два точечных когерентных источника S_1 и S_2 , колебания которых происходят с одинаковой частотой, а разность фаз колебаний равна нулю (источники синфазны). Пусть от источника S_1 распространяются бегущие волны в среде 1 с показателем преломления n_1 , а от источника S_2 – в среде 2 с показателем преломления n_2 (рис.1). На рисунке линия OO_1 – граница между этими прозрачными средами.

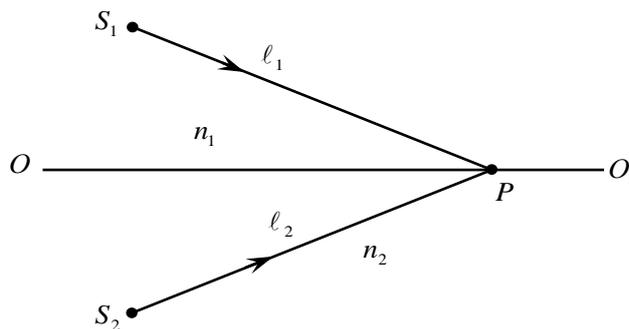


Рис.1

На границе OO_1 выберем точку P и определим условие минимума и максимума амплитуды результирующего колебания в этой точке пространства. Обозначим $l_1 = S_1P$ и $l_2 = S_2P$. Для электромагнитных волн колебания вектора \vec{E} от двух когерентных источников 1 и 2 определяются выражениями:

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - k_1 l_1) \text{ и } E_2 = E_0 \cos(\omega t - k_2 l_2), \quad (1.1)$$

E_0 - амплитуда гармонических колебаний, k - волновое число.

В точке наблюдения P происходит сложение колебаний одинаковой частоты. Будем считать, что эти колебания происходят вдоль одного направления. Разность фаз колебаний в этой точке равна

$$\Delta\varphi = (\omega t - k_1 l_1) - (\omega t - k_2 l_2) = k_2 l_2 - k_1 l_1, \quad (1.2.)$$

где $k = \frac{\omega}{v}$ - волновое число; $v = \frac{c}{n}$ - скорость распространения электромагнитной волны в среде с показателем преломления n , c – скорость этой волны в вакууме.

$$\text{Так как } kl = \frac{\omega l}{v} = \frac{\omega n l}{c} = k_0 n l, \quad (1.3.)$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ - волновое число для среды с $n = 1$ (вакуум), λ_0 - длина волны в среде с $n = 1$.

Тогда разность фаз колебаний

$$\Delta\varphi = k_0 n_2 \ell_2 - k_0 n_1 \ell_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 \ell_2 - n_1 \ell_1) \quad (1.4.)$$

определяет результирующее колебание в точке P .

Величина $n\ell$ - оптический путь, разность этих величин для двух волн $\Delta = n_2 \ell_2 - n_1 \ell_1$ - оптическая разность хода, а

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (1.5.)$$

Из условия минимума при сложении колебаний

$$\Delta\varphi = \pm(2m+1)\pi, \quad (1.6.)$$

$m = 0, 1, 2, \dots$, получаем:

$$\Delta = \pm(2m+1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.7.)$$

Условие максимума: $\Delta\varphi = \pm 2\pi m$ (колебания происходят в одной фазе) и

$$\Delta = \pm m \lambda_0. \quad (1.8.)$$

Можно утверждать, что при сложении колебаний в любой точке пространства результирующее колебание определяется величиной оптической разности хода волн.

2. Описание рабочей установки и метода измерений

Рассмотрим монохроматическую световую волну (длина волны в вакууме λ_0) с плоским фронтом, падающую на непрозрачный экран с двумя узкими щелями (оптическая схема близка к схеме опыта Юнга). Пусть экран, где расположены узкие щели, может поворачиваться относительно точки O - середины расстояния d между источниками S_1 и S_2 (рис. 2) на некоторый угол α . В условиях эксперимента $d = 2a$, где a - ширина щели.

Можно показать, что распространение волн от щелей одинакового размера a при $d = 2a$ в плоскопараллельных пучках света происходит таким же образом, как и от двух точечных источников. Теорию таких двух источников мы и рассмотрим ниже.

Экран наблюдения (лист бумаги или миллиметровки) располагается на расстоянии $OA=L$, отсчитываемом от точки O ; x - координата точки наблюдения P равна AP .

Оптическая разность хода лучей 1 и 2 от плоского фронта до щелей равна $\Delta_1 = FS_2 = d \sin \alpha$, а оптическая разность хода лучей 1 и 2 после прохождения щелей S_1 и S_2 равна $\Delta_2 = \ell_2 - \ell_1$ ($n=1$). На экран Э лучи 1 и 2 приходят с разностью хода $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ (2.1)

Рассчитаем Δ_2 . Из прямоугольных треугольников S_1BP и S_2CP :

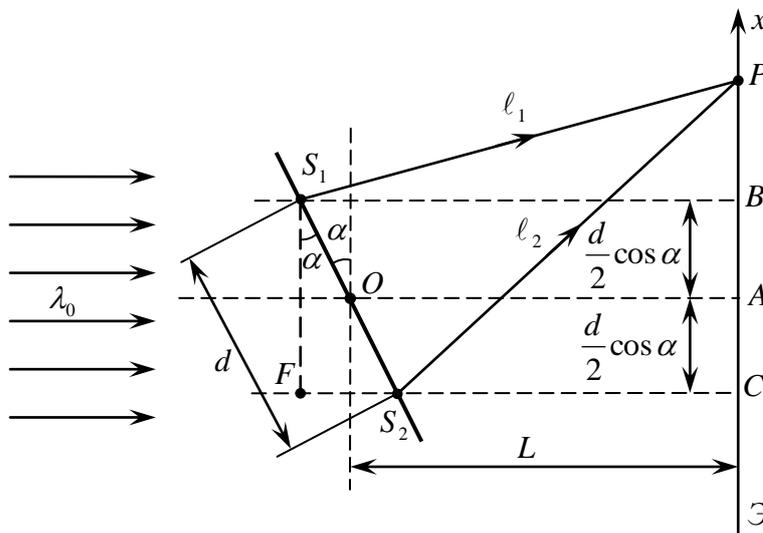


Рис.2

$$\ell_1^2 = \left(L + \frac{d}{2} \sin \alpha\right)^2 + \left(x - \frac{d}{2} \cos \alpha\right)^2; \quad (2.2)$$

$$\ell_2^2 = \left(L - \frac{d}{2} \sin \alpha\right)^2 + \left(x + \frac{d}{2} \cos \alpha\right)^2; \quad (2.3)$$

$$\ell_2^2 - \ell_1^2 = (\ell_2 + \ell_1)(\ell_2 - \ell_1) = -2Ld \sin \alpha + 2xd \cos \alpha; \quad (2.4)$$

При условии $d \ll L$ $\ell_1 \approx \ell_2 \approx L$ и $\ell_1 + \ell_2 \approx 2L$. Учтем, что $\Delta_2 = \ell_2 - \ell_1$

$$2L\Delta_2 = 2xd \cos \alpha - 2Ld \sin \alpha \quad (2.5)$$

или
$$\Delta_2 = \frac{xd \cos \alpha}{L} - d \sin \alpha \quad (2.6)$$

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = \frac{xd \cos \alpha}{L} \quad (2.7)$$

Из условия максимума для интерферирующих лучей 1 и 2 $\Delta = \pm m\lambda_0$, где $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, тогда $m\lambda_0 = \frac{xd \cos \alpha}{L}$ и координаты точек экрана с максимальной интенсивностью света можно рассчитать по формуле

$$x_m = \frac{m\lambda_0 L}{d \cos \alpha}, \quad (2.8)$$

расстояние между соседними максимумами

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda_0 L}{d \cos \alpha}. \quad (2.9)$$

Измеряя Δx между серединами ярких полос, можно определить

$$d = \frac{\lambda_0 L}{\Delta x \cos \alpha}, \quad (2.10)$$

где L - расстояние до экрана для каждого значения Δx .

Работа выполняется на установке МУК - 0, внешний вид которой изображен на рис. 3,

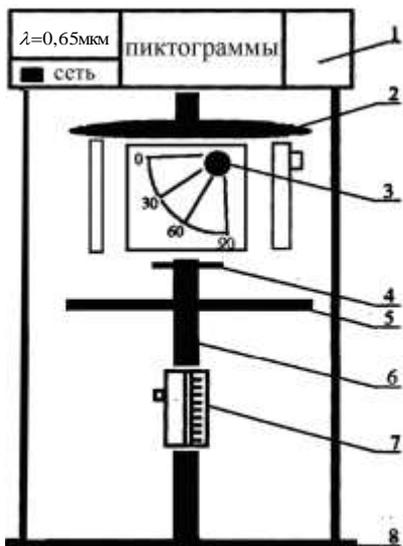


Рис. 3

- где 1 – устройство с полупроводниковым лазерным осветителем;
 2 – турель, на которой смонтированы объекты исследования для лабораторных работ по интерференции и дифракции;
 3 – диафрагма;
 4 – поляризатор, закрепленный на турели во вращающейся обойме со стрелкой – указателем и транспортиром;
 5 – турель с объектом исследования, используемый в работах по поляризации света;
 6 – стойка;
 7 – устройство, содержащее поворотную стеклянную пластинку, использующуюся в опытах по изучению закона Брюстера;
 8 – основание оптического блока.

3. Порядок выполнения работы и обработка результатов измерений

1. Тумблером «сетка» включите лазерный монохроматический источник света ($\lambda = 0,65$ мкм), что соответствует красному видимому свету.
2. Положите лист белой или миллиметровой бумаги на основание оптического блока (8).
3. Поверните турель 2 и установите исследуемый объект – две щели в положение, перпендикулярное направлению светового пучка.

4. С помощью ручки 3 установите стрелку, закрепленную на оси вращения пластинки с двумя щелями, на угол 0° .
5. На бумаге должна появиться дифракционная картина – ряд чередующихся красных полосок (см. рис.4)

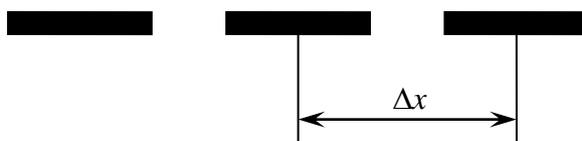


Рис. 4

6. Зарисуйте дифракционную картину.
7. Для угла поворота $\alpha = 0^\circ$ по своему рисунку измерьте расстояние между серединами интерференционных максимумов Δx (см. рис). Результаты запишите в таблицу.
8. По формуле $d = \frac{\lambda_0 L}{\Delta x \cos \alpha}$ определите расстояние между щелями (при $d \ll L$ и $\ell_1 \approx \ell_2 \approx L$ можно считать $L = 465$ мм). Численное значение L указано на передней панели установки.
9. Опыт повторите для угла поворота $\alpha = 60^\circ$. Пронаблюдайте изменение дифракционной картины, зарисуйте ее и рассчитайте d .
10. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

№	α	L , мм	Δx , мм	λ_0 , мкм	d , мкм	Таблица
						$\langle d \rangle$, мкм
1.	0°	465		0,65		
2.						
1.	60°	465		0,65		
2.						

11. Рассчитайте погрешность измерения d дифференциальным методом.

4. Вопросы для допуска к работе

1. Сформулируйте цель работы.
2. Объясните сущность интерференции света.
3. Схема установки и порядок выполнения работы.

5. Вопросы для защиты работы

1. Какими условиями определяется когерентность волн?
2. Роль когерентности волн при интерференции.
3. Оптическая длина пути и оптическая разность хода.
4. Выведите связь между разностью фаз интерферирующих лучей и оптической разностью хода.
5. Условия максимумов и минимумов при интерференции волн.
6. Вывод рабочей формулы.

Литература

1. И.В. Савельев. Курс общей физики. – М.: Наука, 1988. – т.2
2. Б.М. Яворский, А.А. Детлав. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1982. – т.3