

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
КУРГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
Кафедра “Общая физика”

**ДИФРАКЦИЯ СВЕТА**

Методические указания  
к выполнению лабораторной работы № 34-35  
для студентов направлений 150200,  
280000, 140000, 190600, 220300, 200000,  
190200, 151000, 190600, 050501, 260600, 080000,  
190700, 220000, специальностей 150202, 280100,  
140211, 190601, 190603, 220301, 200503,  
190201, 190202, 151001, 151002, 190601,  
260601, 080502, 190702, 220200

Кафедра общей физики

Дисциплина «Физика» для студентов направлений 150200, 280000, 140000, 190600, 220300, 200000, 190200, 151000, 190600, 050501, 260600, 080000, 190700, 220000, специальностей 150202, 280100, 140211, 190601, 190603, 220301, 200503, 190201, 190202, 151001, 151002, 190601, 260601, 080502, 190702, 220200.

Составил: канд.техн.наук, доц. Клабуков А.Г.

Утверждены на заседании кафедры «25» октября    200     г.

Рекомендованы методическим советом университета

«  10  »    декабря 200     г.

Теоретическое введение.

Дифракция света.

## 1. Принцип Гюйгенса – Френеля

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении волн в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонением от законов геометрической оптики. При дифракции, так же как при интерференции, наблюдается перераспределение интенсивности колебательного процесса в пространстве в результате суперпозиции когерентных волн.

Расчет интенсивности дифракционной картины осуществляется с использованием принципа Гюйгенса – Френеля: 1) бесконечно малые элементы волновой поверхности представляют источниками вторичных когерентных волн, амплитуды которых пропорциональны площади элемента; 2) амплитуда колебаний в любой точке пространства за волновой поверхностью определяется суперпозицией (интерференцией) вторичных волн; 3) вторичные источники излучают свет преимущественно в направлении внешней нормали  $\vec{n}$  к волновой поверхности; 4) амплитуда вторичных волн уменьшается в направлениях, составляющих с нормалью  $\vec{n}$  угол  $\alpha$  и равна нулю при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ .

## 2. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света

Для расчета дифракционной картины Френель предложил прием, получивший название метода зон Френеля. С помощью принципа Гюйгенса-Френеля и метода зон объясним закон прямолинейного распространения света. Пусть  $S$  точечный источник света, а  $M$  – точка наблюдения. Заменим действие источника  $S$  действием воображаемых источников, расположенных на волновой поверхности  $\Phi$ , которая представляет сферу радиуса  $R$  с центром в т.  $S$ . Разобьем волновую поверхность  $\Phi$  на кольцевые зоны так, чтобы расстояние от краев зоны до т.  $M$  отличалось на  $\frac{\lambda}{2}$ .

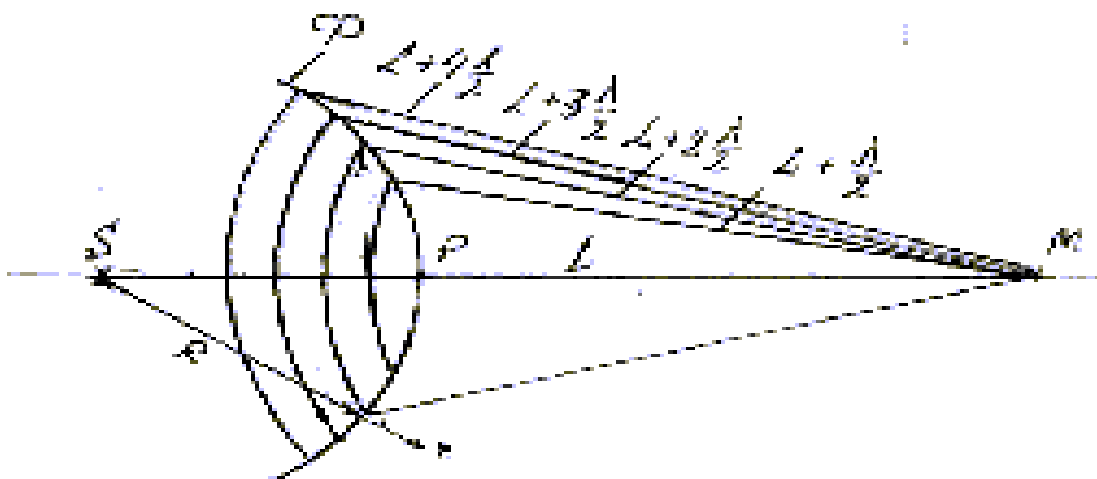


Рис.1

Так как колебания от сходственных точек соседних зон проходят до точки М расстояния, отличающиеся на  $\frac{\lambda}{2}$ , то в точку М они приходят в противоположных фазах и при наложении будут взаимно ослаблять друг друга. Результирующая амплитуда А в точке М равна:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m, \quad (1)$$

где  $A_1, A_2, A_3, \dots, A_m$  – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1, 2, 3, ..., m- зонами.

При небольших m площади зон одинаковы:

$$S_m = \frac{\pi R \cdot L \lambda}{R + L}.$$

Однако, действие отдельных зон в точке М уменьшается с увеличением угла  $\alpha$  между направлением в точку М и нормалью к поверхности зоны и расстояния от зоны до точки М. Поэтому  $A_1 > A_2 > A_3 \dots$

Приближенно  $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$ , тогда

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

-результирующее действие открытого фронта волны равно половине действия первой (центральной) зоны Френеля, радиус которой очень мал  $\sim 0,1$  мм. Таким образом, практически свет из точки S в М распространяется прямолинейно.

Если на пути монохроматического света от точечного источника S поставить экран, закрывающий для точки наблюдения М все зоны Френеля, кроме первой, то амплитуда в т.М увеличится вдвое, а интенсивность света – вчетверо по сравнению с их значениями в отсутствии экрана:  $A = A_1$  и  $I = A^2$ . Значительно большее усиление света в точке М можно осуществлять с помощью зонной пластинки – прозрачная пластинка, на которую нанесено непрозрачное покрытие в виде колец, закрывающее только четные (либо нечетные) зоны Френеля. Зонная пластинка действует на свет подобно собирающей линзе.

В зависимости от способа наблюдения различают дифракцию Френеля, т.е. дифракцию в сходящихся лучах, и дифракцию Фраунгофера, или дифракцию в параллельных лучах. В первом случае на препятствие, закрывающее часть волновой поверхности, падает сферическая или плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся позади препятствия на конечном расстоянии от него. Во втором случае на препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости собирающей линзы

### 3. Дифракция Фраунгофера

#### 3.1. Дифракция от одной щели

Пусть параллельный пучок монохроматического света ( $\lambda = \text{const}$ ) падает нормально на экран  $E$ , в котором имеется длинная узкая щель шириной  $a$  и длиной  $l \gg a$ .

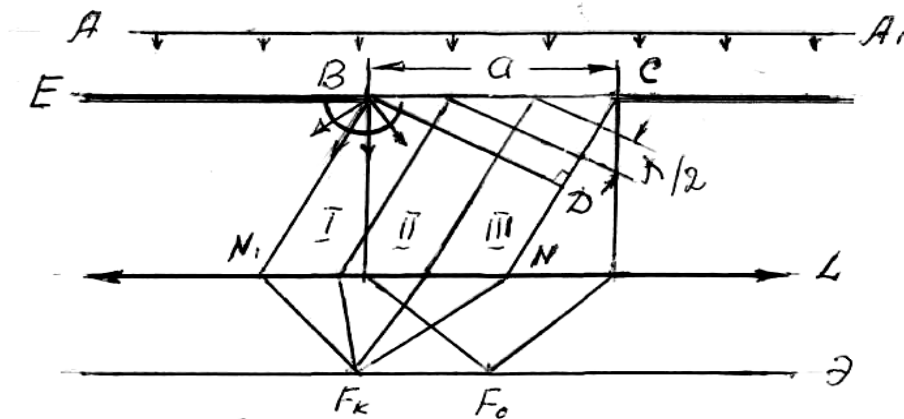


Рис.2

Когда фронт волны  $A_1A_2$  дойдет до щели, то все точки, открываемого щелью фронта волны  $BC$ , становятся источниками вторичных волн, фронт волны у которых сфера, а лучи распространяются во всех направлениях перпендикулярно сферы (пример – точка  $B$ ).

Выделим пучок параллельных световых лучей, распространяющихся под некоторым углом  $\varphi$  к первоначальному направлению. Преломляясь в линзе  $L$ , эти лучи соберутся в некоторой точке  $F_k$  экрана  $\mathcal{E}$ , помещенного в фокальной плоскости линзы. Для расчета интерференции всех этих лучей применим метод зон Френеля. Разобьем открываемый щелью фронт волны  $BC$  на зоны Френеля. Опустим из точки  $B$  перпендикуляр  $BD$  на направление  $CN$  и разделим отрезок  $CD$  (оптическая разность хода лучей  $BN$  и  $CN$ ) на отрезки одинаковой длины, равной  $\lambda/2$ . Проводя через точки  $1, 2, 3, \dots$  линии, параллельные  $BD$ , до встречи с  $BC$ , разобьем фронт волны в щели на зоны Френеля. Очевидно, сколько отрезков длиной  $\lambda/2$  укладывается на расстоянии  $CD$ , столько же зон Френеля ( $Z$ ) будет укладываться в щели шириной  $a$

$$Z = \frac{CD}{\lambda/2} = \frac{a \cdot \sin \varphi}{\lambda/2}.$$

Волны, идущие от каждых двух соседних зон Френеля, приходят в точку  $M$  в противофазах и гасят друг друга.

Результат интерференции света определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Если число зон четное,  $Z = 2k$  (где  $k$  - целое число, не равное нулю), то при данном угле  $\varphi$  на экране наблюдается дифракционный минимум. Углы  $\varphi$ , соответствующие этим *минимумам* освещенности, находятся из условия:

$$a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

Если число зон нечетное,  $Z = 2k + 1$ ,

$$a \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

то наблюдается дифракционный максимум (одна зона Френеля остается непогашенной).

В направлении  $\varphi=0$  наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка (колебания, вызываемые в точке  $F_0$  всеми участками щели, совершаются в одной фазе), а освещенность боковых максимумов убывает от центра к краям дифракционной картины.

### 3.2. Дифракция на дифракционной решетке

Совокупность большого числа параллельных щелей одинаковой ширины  $a$ , разделенных между собой непрозрачными промежутками шириной  $b$ , называется дифракционной решеткой.

Сумма  $a + b = d$  называется *периодом* или постоянной дифракционной решетки.

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну  $A_1A_2$ , падающую нормально на решетку (рис.3).

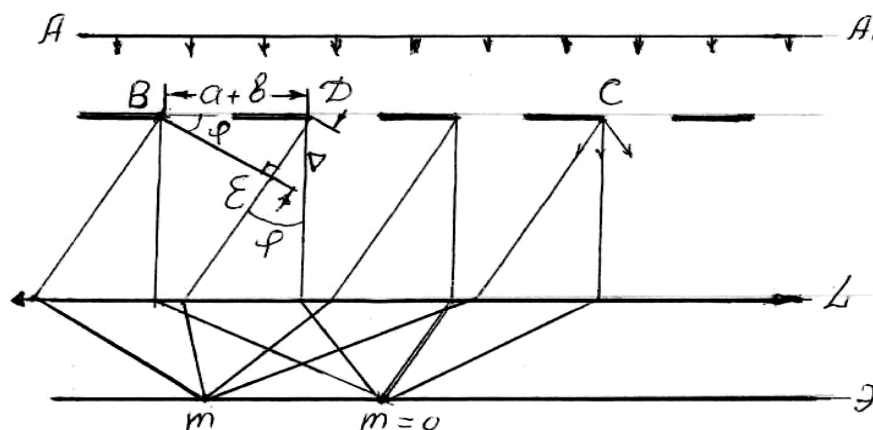


Рис.3

Согласно принципа Гюйгенса-Френеля каждая точка фронта волны, открываемого каждой щелью становится вторичным источником света (пример точка  $C$  на рис.3).

Лучи, идущие от разных щелей под углом  $\varphi$ , отличным от нуля, сходятся в точке  $M$ , пройдя различные пути и имея различные фазы колебаний; они будут давать при интерференции более сложную картину по сравнению с одной щелью.

Если угол  $\varphi$  таков, что для каждой из щелей выполняется условие  $\min$  интенсивности (2), то в точке М, где эти лучи собираются, будет, разумеется, темнота. Если этот угол таков, что выполняется условие  $\max$  интенсивности света, то интерференция лучей, прошедших щели, может дать в точке М как свет, так и темноту в зависимости от разности хода между соответственными лучами. Соответственные лучи – это лучи, исходящие из левых или правых краев щелей или из точки, равностоящих от этих краев. Из рис.3 видно, что разность хода соответственных лучей равна  $D\varepsilon$

$$\Delta = D\varepsilon = (a + b) \cdot \sin \varphi = d \cdot \sin \varphi$$

Из теории интерференции известно, что если разность хода интерферирующих лучей равна четному числу полуволн, то лучи усиливают друг друга, если же разность хода равна нечетному числу полуволн, то лучи гасят друг друга. Таким образом, при дифракции от N щелей максимумы света будут наблюдаться под углами  $\varphi_{\max}$  удовлетворяющими условиям:

$$(a + b) \cdot \sin \varphi_{\max} = 2m \cdot \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \quad (4)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$

Максимумы, удовлетворяющие условию (4), называются *главными*.

Дифракционная картина для дифракционной решетки определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей. Так как щели имеют одинаковую ширину  $a$  и находятся на одинаковом расстоянии  $b$ , то разность хода лучей, идущих от двух соседних щелей будет для данного направления  $\varphi$  одинакова в пределах всей решетки, т.е. условие главных максимумов будет выполняться для всей решетки.

Главные минимумы соответствуют таким углам  $\varphi_{\min}$ , для которых амплитуда результирующего колебания  $A=0$ , т.е. свет от равных частей каждой щели полностью гасится в результате интерференции. Условие *главных минимумов*

$$a \cdot \sin \varphi_{\min} = k\lambda. \quad (5)$$

Кроме минимумов, определяемых условием (5), в промежутках между соседними главными максимумами имеется по  $(N-1)$ -му добавочному минимуму. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых лучи от отдельных щелей взаимно гасят друг друга. Направления добавочных минимумов определяются условием

$$d \cdot \sin \varphi = \frac{k'}{N} \cdot \lambda, \quad (6)$$

$$(k' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1).$$

С увеличением числа щелей  $N$  возрастает четкость дифракционной картины. Амплитуда результирующего колебания на экране в точках, для которых выполняется условие (4)

$$A_{\max} = \sum_1^N A_{\varphi} = NA_{\varphi}, \quad (7)$$

где  $A_{\varphi}$  - амплитуда колебаний от одной щели в направлении угла  $\varphi$ .

Интенсивность света  $I_{\max}$  пропорциональна квадрату амплитуды и возрастает в  $N^2$  по сравнению с интенсивностью  $I_{\varphi}$  от одной щели

$$I_{\max} = N^2 \cdot I_{\varphi}. \quad (8)$$

С увеличением числа щелей решетки уменьшается ширина дифракционных максимумов. Угловая ширина  $\Delta\varphi$  дифракционного максимума обратно пропорциональна числу щелей решетки

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{N \cdot d}. \quad (9)$$

Лучшие дифракционные решетки имеют до 1800 штрихов на 1 мм.

В монохроматическом свете дифракционная картина имеет вид узких и ярких главных максимумов, определяемых уравнением  $d \sin \varphi = m\lambda$ .

Если же на дифракционную решетку падает свет, содержащий различные длины волн, то вместо одиночных светлых полос на экране наблюдаются цветные полосы, каждая из которых соответствует определенной длине волны света.

Таким образом, дифракционная решетка является прибором, разлагающим свет на составные части; с ее помощью получается дифракционный спектр.

## Лабораторная работа №34

### Дифракция плоских световых волн на дифракционной решетке

#### ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

1. Исследование дифракции света на прозрачной дифракционной решетке;
2. Определение длин световых волн в спектре ртутно-кварцевой лампы.

#### ПРИБОРЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТИ:

1. Гониометр УГ-3 (цена деления лимба  $30'$ ;  
точность отсчета по нониусу  $\pm 1'$ ).
2. Дифракционная решетка ( $d=0,01 \pm 0,005$  мм).
3. Ртутно-кварцевая лампа.

#### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка состоит из источника света 1 (ртутно-кварцевая лампа), гониометра 4 и дифракционной решетки 6, укрепленной на столике 5 гониометра. Излучение лампы освещает щель 2 коллиматора 3



гонометра. Параллельный пучок лучей из коллиматора падает на дифракционную решетку, поставленную перпендикулярно падающим лучам. Зрительную трубу 9 гониометра можно поворачивать вокруг вертикальной оси. В фокальной плоскости окуляра зрительной трубы наблюдается дифракционный спектр. Угловое положение зрительной трубы определяется по шкале 7 и нониусу 8 лимба гониометра.

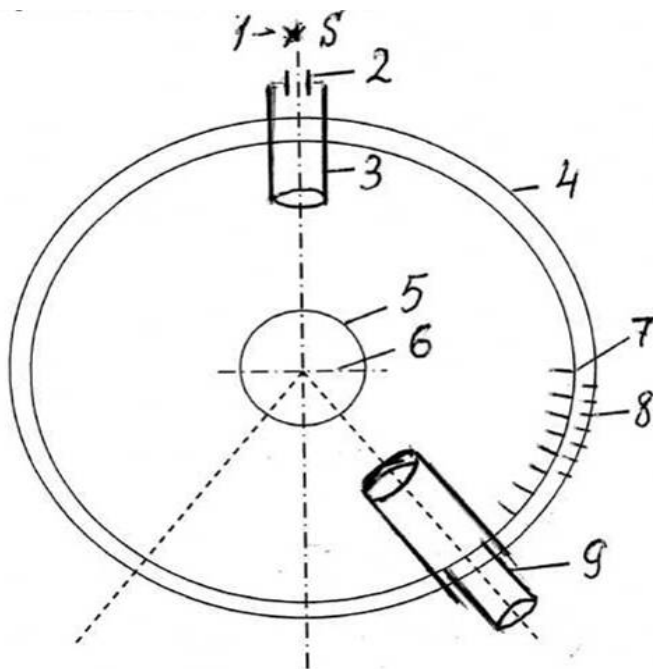


Рис.4

В дифракционных спектрах излучения ртутно-кварцевой лампы наиболее четко наблюдаются три полосы: фиолетовая, зеленая и желтая. Схематически вид спектра на рис. 5.

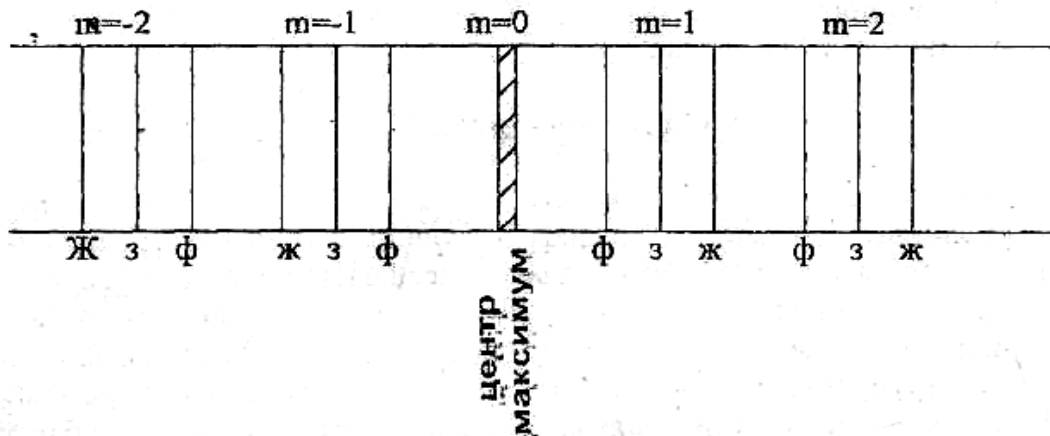


Рис.5

При  $m = 0$  условие максимума удовлетворяет для всех длин волн, т.е. при  $m = 0$  наблюдается центральная световая полоса, соответствующая не отклоненному пучку лучей (нулевой максимум). При  $m = \pm 1$  симметрично по обе стороны от центральной полосы получают дифракционные цветные полосы, от фиолетовой до желтой, соответствующие разным длинам волн,

входящим в состав света ртутной лампы. Эта группа линий называется спектром 1-го порядка. Желтая часть спектра отклонена больше, чем фиолетовая. При  $m = \pm 2$  получается подобная же группа 2-го порядка и так далее.

Угловое положение спектральных линий определяется условием главных максимумов для дифракционной решетки:

$$d \cdot \sin \varphi = m\lambda,$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$ ;

$\varphi$  - угол между нормалью к решетке и направлением на максимум  $m$ -го порядка.

В работе необходимо определить длины волн, соответствующие желтой, зеленой и фиолетовой линиям спектра по формуле:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}. \quad (10)$$

Экспериментальная задача сводится к определению углов дифракции  $\varphi$ . Поскольку начало отсчета по шкале гониометра может не совпадать с направлением нормали к плоскости решетки, угол дифракции  $\varphi_m$  определяется половинной разностью двух углов  $\alpha_{-m}$  и  $\alpha_{+m}$

$$\varphi_m = \frac{\alpha_{+m} - \alpha_{-m}}{2},$$

где  $m$  - номер максимума.

## ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Включить источник света. Наблюдать в зрительную трубу дифракционную картину.
2. Повернуть зрительную трубу против часовой стрелки вокруг оси гониометра, навести зрительную трубу на желтую спектральную линию 2-го порядка, определить угол  $\alpha_{+2}$ . Поворачивая затем зрительную трубу по часовой стрелке, последовательно совмещать нить окуляра зрительной трубы с яркими спектральными линиями (желтой, зеленой, фиолетовой) порядков  $m = +2, +1$ , (слева от центрального максимума). Определить соответствующие углы  $\alpha_{+m}$  и записать их значения для каждого цвета.
3. Продолжать далее поворачивать зрительную трубу по часовой стрелке за центральный максимум, последовательно наводить нить зрительной трубы на фиолетовую, зеленую и желтую линии спектра справа от центрального максимума для  $m = -1, -2$ . Определить соответствующие углы  $\alpha_{-m}$ , результаты представить в таблице 1.
4. Наблюдение по пунктам 2 и 3 провести три раза для последующей статистической обработки.

## Обработка результатов измерений

Цветная линия	Угол отсчета				Углы дифракции $\varphi = \frac{\alpha_{+m} - \alpha_{-m}}{2}$		Длина волны $\lambda$ , нм
	Правая сторона $\alpha_{+m}$		Левая сторона $\alpha_{-m}$		m=2	m=1	
	m=+2	m=+1	m=-1	m=-2			
<i>Желтая</i> 1 2 3							
<i>Зеленая</i> 1 2 3							
<i>Фиолетовая</i> 1 2 3							

1. Рассчитать углы дифракции  $\langle \varphi_m \rangle = \frac{\langle \alpha_{+m} \rangle - \langle \alpha_{-m} \rangle}{2}$  для всех спектральных линий.
2. Рассчитать длины волн излучения, соответствующие желтому, зеленому и фиолетовому участкам спектра ртутной лампы. Для расчетов использовать данные по соответствующим углам дифракции, постоянную решетки и соотношение (10). Результаты представить в стандартной форме  $\langle \lambda \rangle \pm \Delta \lambda$ .
3. Используя экспериментальные данные и соотношение (8), определить угловую дисперсию дифракционной решетки для желтого, зеленого и фиолетового участков спектра для  $m = 1$  и  $2$ .

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 35

### Дифракция лазерного излучения

Цель работы: Исследование дифракции лазерного излучения на одиночной щели на одномерной решетке и двумерной решетке; определение длины световой волны.

Приборы и принадлежности:

1. Оптический генератор - гелий-неоновый лазер ЛГ;
2. Объекты дифракции: дифракционная решетка  $d = 0,01$  мм; двумерная дифракционная решетка; щель переменной ширины.
3. Экран.
4. Масштабная линейка

### Экспериментальная установка

Необходимым условием наблюдения и интерференции волн является их когерентность, т.е. согласованного протекания во времени и пространстве нескольких волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – волны строго определенной частоты и постоянной амплитуды. Свет, испускаемый такими источниками как газоразрядные лампы или нагретые тела, не является монохроматичным и когерентным.

Источниками когерентного излучения являются оптические квантовые генераторы – лазеры, которые дают излучение постоянной частоты с малой расходимостью светового пучка.

Экспериментальная установка представлена на рис.6, где 1- источник света – гелий-неоновый лазер; 2 – объект дифракции (щель или дифракционная решетка); 3 – экран. Все элементы установки смонтированы на оптической скамье.

### Дифракция на решетке

Световая волна  $AA_1$ , падающая на решетку, - плоская, так как лазер дает параллельный пучок лучей. Дифракционная картина наблюдается на экране 3, удалением от решетки на расстояние  $L$  (рис.7).

При интерференции лучей, идущих от соответствующих точек соседних щелей, будет выполняться условие  $max$ , если  $\Delta = 2m \cdot \frac{\lambda}{2}$ . Расстояние максимума  $m$ -го порядка от центрального равно  $\Delta y_m$ . Так как по условию опыта  $L \gg \Delta y$ , то угол  $\varphi$  мал и разность хода  $\Delta$  найдем, проведя перпендикуляр из т.В к лучу 2.  $\angle CBD = \varphi$  - углы с взаимно перпендикулярными сторонами. Для малых углов  $\sin \varphi_m \approx \text{tg} \varphi_m = \frac{\Delta y_m}{L}$  и разность хода между соответствующими лучами

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi_m = d \cdot \frac{\Delta y_m}{L}.$$

Условие главных максимумов для дифракционной решетки  $d \cdot \sin \varphi_m = m\lambda$  будет иметь вид  $d \frac{\Delta y_m}{L} = m\lambda$ , из которого получаем формулу для определения длины волны

$$\lambda = \frac{d}{m} \cdot \frac{\Delta y_m}{L},$$

где  $d$  - период решетки (постоянная решетки);

$\Delta y_m$  - расстояние между максимумом  $m$ -го порядка и нулевым;

$L$  - расстояние от решетки до экрана.

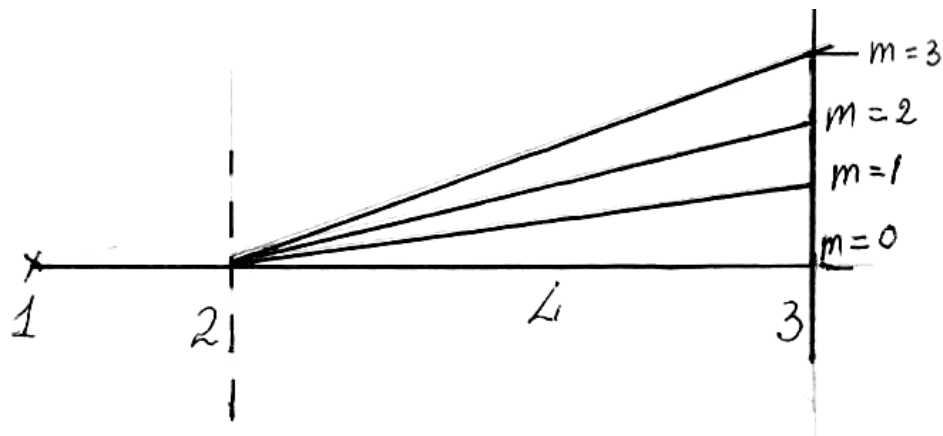


Рис.6

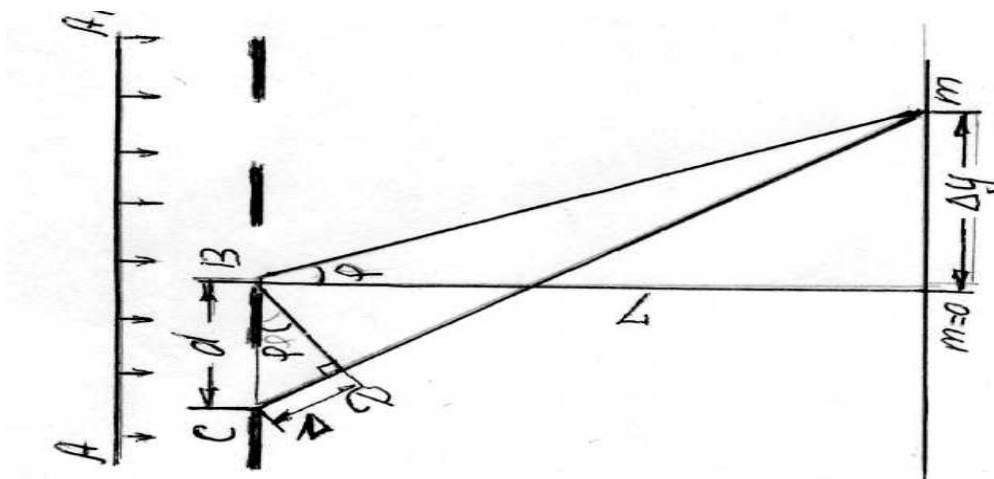


Рис.7

### ДИФРАКЦИЯ ОТ ЩЕЛИ

При дифракции от щели (рис.8) выполняется условие  $min$ , если для наблюдения из точки М щель открывает четное число зон Френеля. Для этого необходимо, чтобы на разности хода  $\Delta$  лучей 1 и 2 укладывалось четное число полуволн. Но  $\Delta = a \cdot \sin \varphi \approx a \cdot \operatorname{tg} \varphi = a \cdot \frac{\Delta y_{min}}{L}$  и условие  $min$ , в нашем случае

вид  $a \cdot \frac{\Delta y_{min}}{L} = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$ . Условие  $max(2)$  будет выполняться, если щель открывать нечетное число зон Френеля. В нашем опыте будет так

$$a \cdot \frac{\Delta y_{min}}{L} = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

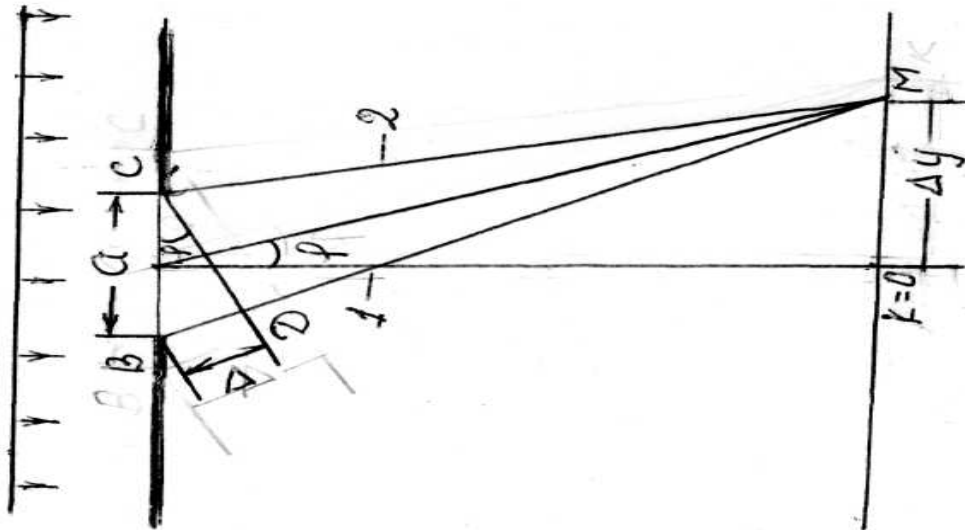


Рис.8

### ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

ЗАДАНИЕ 1 – Определение длины световой волны.

1. Включить лазер.
2. Установить держатель с дифракционной решеткой на пути луча лазера.
3. Измерить параметры дифракционной картины ( $2\Delta y_m$  – расстояние между максимумами  $m$ -го порядка).
4. Измерить расстояние от решетки до экрана  $L$ .
5. Данные записать в таблицу 2.

Таблица 2

$m$	$2\Delta y_m$	$\sin \varphi$	$\lambda$

6. Рассчитать углы дифракции до наблюдаемых максимумов:  
 $\sin \varphi_m = \operatorname{tg} \varphi_m = \frac{\Delta y_m}{L}.$
7. Определить длину волны излучения лазера.
8. Определить среднее значение  $\lambda$ . Оценить погрешность результатов измерений.

ЗАДАНИЕ 2 – Определение отношения  $\frac{d_1}{d_2}$  скрещенных решеток.

1. Поместить на пути луча держатель со скрещенными решетками. Зарисовать наблюдаемую картину.
2. Определить  $2\Delta y_m$  и  $2\Delta X_m$ .
3. Определить отношение периодов дифракционных решеток с горизонтальными и вертикальными щелями.

ЗАДАНИЕ 3 – Определение ширины щелей.

1. Установить на пути луча держатель со щелью.
2. Изменяя ширину щели, наблюдать за изменением дифракционной картины.
3. Установить определенную ширину щели и получить четкую дифракционную картину.
4. Измерить расстояние между максимумами 1-го порядка.  $2y_1$ .
5. По формуле (...) определить ширину щели.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление дифракции света?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Как объясняется явление дифракции на основании принципа Гюйгенса-Френеля?
4. В чем заключается принцип построения зон Френеля?
5. Объясните закон прямолинейного распространения света пользуясь методом зон Френеля.
6. Используя метод зон Френеля, поясните схему наблюдения дифракционных максимумов при дифракции от щели. Запишите условие максимума и минимума при дифракции от щели.
7. Поясните с выводом формулы условия наблюдения главных дифракционных максимумов при дифракции света на решетке.
8. Объясните расположение цветных линий в дифракционном спектре (дифракционная решетка как спектральный прибор).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2002.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 2000.
3. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. Т.1. М.: Наука, 1972. С.71-78.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. М.: Высшая школа, 1974. С.84-92.

**КЛАБУКОВ АФАНАСИЙ ГРИГОРЬЕВИЧ**

**ДИФРАКЦИЯ СВЕТА**

Методические указания  
к выполнению лабораторной работы № 34-35  
для студентов направлений 150200,  
280000, 140000, 190600, 220300, 200000,  
190200, 151000, 190600, 050501, 260600, 080000,  
190700, 220000, специальностей 150202, 280100,  
140211, 190601, 190603, 220301, 200503,  
190201, 190202, 151001, 151002, 190601,  
260601, 080502, 190702, 220200

Редактор Н.М. Кокина

---

Подписано к печати	Формат 60x84 1/16	Бумага тип. № 1
Печать трафаретная	Усл.печ.л. 1,5	Уч.-изд. л.1,5
Заказ	Тираж 100	Цена свободная

---

Редакционно-издательский центр КГУ  
640669, г. Курган, ул. Гоголя, 25  
Курганский государственный университет