

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
**«Ивановский государственный политехнический университет»**  
(ИВГПУ)

**Кафедра естественнонаучных дисциплин и техносферной безопасности**

**Физика**

**Определение длины волны лазерного излучения с помощью дифракционной решетки**

Методические указания к выполнению лабораторной работы  
для студентов дневной и заочной форм обучения

УДК 531.5 (075)

Ф48

Рецензенты:

Кандидат технических наук, доцент кафедры естественнонаучных дисциплин и техно-  
сферной безопасности ФГБОУ ВПО «ИВГПУ»

Бондаренко Л.И.

Кандидат технических наук, доцент кафедры технического сервиса и механики  
ФГБОУ ВО Ивановская ГСХА

Абалихин А.М.

Автор: Комарова Т.А. – доцент кафедры естественнонаучных дисциплин и техно-  
сферной безопасности

**Ф48** Физика. Изучение дифракции света: методические указания к выполнению лабора-  
торной работы для студентов дневной и заочной форм обучения / Т.А. Комарова,– Ива-  
ново: ФГБОУ ВПО «ИВГПУ», 2019. – 16 с.

Рассмотрено и одобрено методической комиссией факультета (протокол №2 от  
18.11.2019 г.)

© Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего про-  
фессионального образования «Ивановский  
государственный политехнический универ-  
ситет

© Т.А. Комарова, 2019

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Изучение физики в ВУЗе, является не только фундаментом для изучения специальных дисциплин, но и способствует формированию естественно научной картины мира у студентов. Тем не менее, физика является одним из наиболее сложных предметов. Изучение предмета осложняется использованием большого количества понятий и определений, взаимосвязь между которыми осуществляется с помощью математических уравнений и формул. При этом использование математики для описания тех или иных явлений невозможно без необходимого уровня владения математическим аппаратом. Поэтому при изучении физики важно задействовать разнообразные виды деятельности, направленные на формирование связей между различными понятиями и определениями.

Данное пособие предназначено для проведения лабораторного практикума по физике, у студентов, обучающихся на факультетах, основная образовательная программа которых предусматривает изучение физики. Его применение возможно, как в группах, обучающихся по очной форме обучения, так и в группах, обучающихся по заочной форме обучения.

Методические указания включают в себя несколько частей. Во введении содержится подобранный теоретический материал, охватывающий тематику проведения лабораторной работы. Вторая часть содержит описание лабораторной установки, а также основные принципы и закономерности, лежащие в основе измерения. Третья часть содержит подробную методику проведения измерений и последующих вычислений.

Все разделы пособия содержат методические указания к их выполнению и вопросы, как для самостоятельного, так и для итогового контроля знаний. Также в пособии содержится приложение, содержащее табличные данные, необходимые для статистической обработки результатов измерений.

## Лабораторная работа

### Определение длины волны лазерного излучения с помощью дифракционной решетки

**Цель работы:** изучить основные законы дифракции света и с помощью косвенных измерений определить длину волны света, излучаемого лазером.

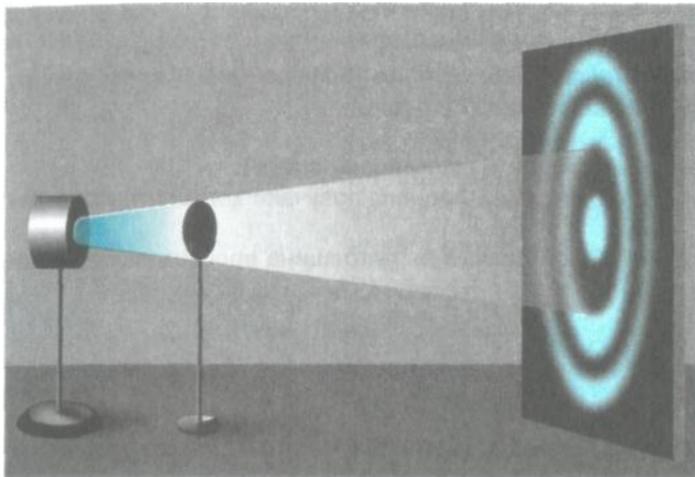
**Приборы и принадлежности:** газовый лазер, дифракционная решетка, линейка, оптическая скамья, экран.

**I. Внимательно изучите теоретические положения, касающиеся тематики данной лабораторной работы.**

#### Введение.

#### 1. Принцип Гюйгенса – Френеля.

Явления отклонения света от прямолинейного распространения при прохождении его через малые отверстия и щели, и огибания световыми волнами тел малых размеров объединяются под названием дифракции света (*рисунок 1*).

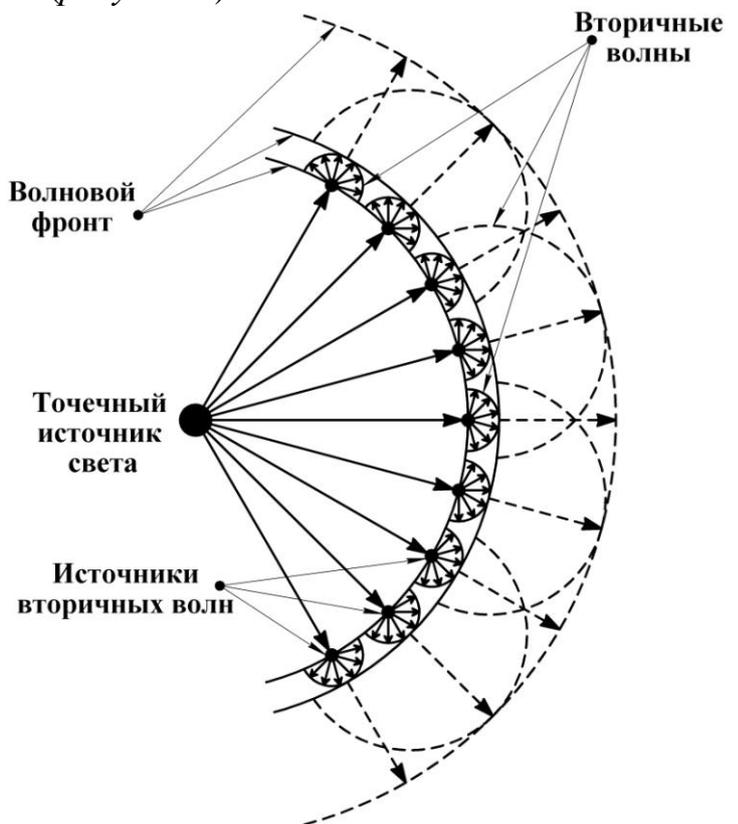


**Рисунок 1.**

Первое объяснение дифракции было дано Френелем в 1818 г. Для количественного описания дифракционных явлений он использовал принцип Гюйгенса, который дополнил принципом интерференции вторичных волн.

Этот общий принцип получил название принципа Гюйгенса – Френеля: каждая точка, до которой дошло световое возбуждение, становится источником вторичных когерентных волн, интерференция которых дает наблюдаемую интенсивность света в рассматриваемой точке пространства (*рисунок 2*).

Принцип Гюйгенса – Френеля позволяет рассчитывать распределение интенсивности света на экране при дифракции. Покажем это сначала для случая свободного распространения световой волны.



**Рисунок 2.**

Рассмотрим точечный источник света в однородной и изотропной среде. От него распространяются сферические волны. Задача состоит в том, чтобы определить напряженность электрического поля световой волны в произвольной точке  $P$  (рисунок 3).

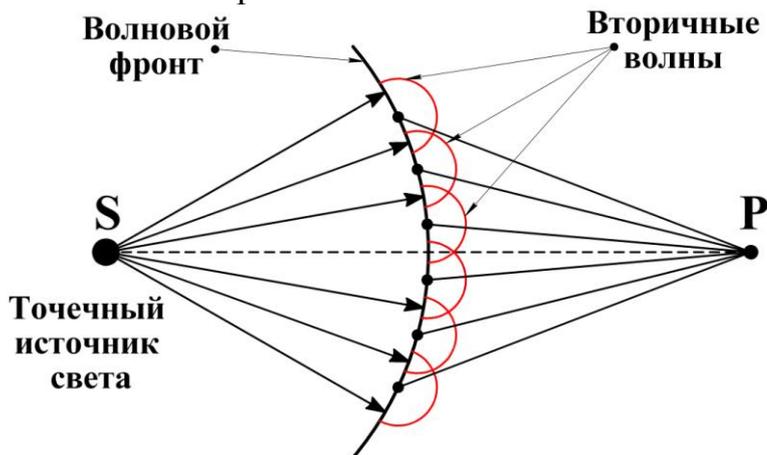


Рисунок 3.

Для этого изобразим фронт волны в некоторый момент времени. Каждая точка фронта излучает вторичные сферические волны, которые создают в рассматриваемой точке  $P$  колебания электрического вектора.

Для нахождения результирующей интенсивности света в любой точке пространства надо найти колебания, приходящие от каждой точки фронта и сложить их с учетом их фазы и амплитуды. Эта задача в общем случае

сводится к интегрированию, а соответствующие интегралы называются интегралами Френеля. Их вычисление представляет большие математические трудности. Однако правильное решение многих дифракционных задач удается получить с помощью приближенных методов, таких как

- метод зон Френеля;
- графический метод сложения амплитуд.

## 2. Зоны Френеля.

Метод зон Френеля состоит в следующем: с центром в точке  $P$  проводится ряд сферических поверхностей так, чтобы их радиусы увеличивались на  $\frac{\lambda}{2}$  ( $\lambda$  - длина волны света, рисунок 4). Этими поверхностями фронт волны разбивается на кольцевые зоны (1,2,3...), называемые зонами Френеля. Если расстояние  $OP$  обозначить через  $r$ , то радиусы сферических поверхностей будут  $r + \frac{\lambda}{2}$ ,  $r + 2 \cdot \frac{\lambda}{2}$ ,  $r + 3 \cdot \frac{\lambda}{2}$  и т.д.

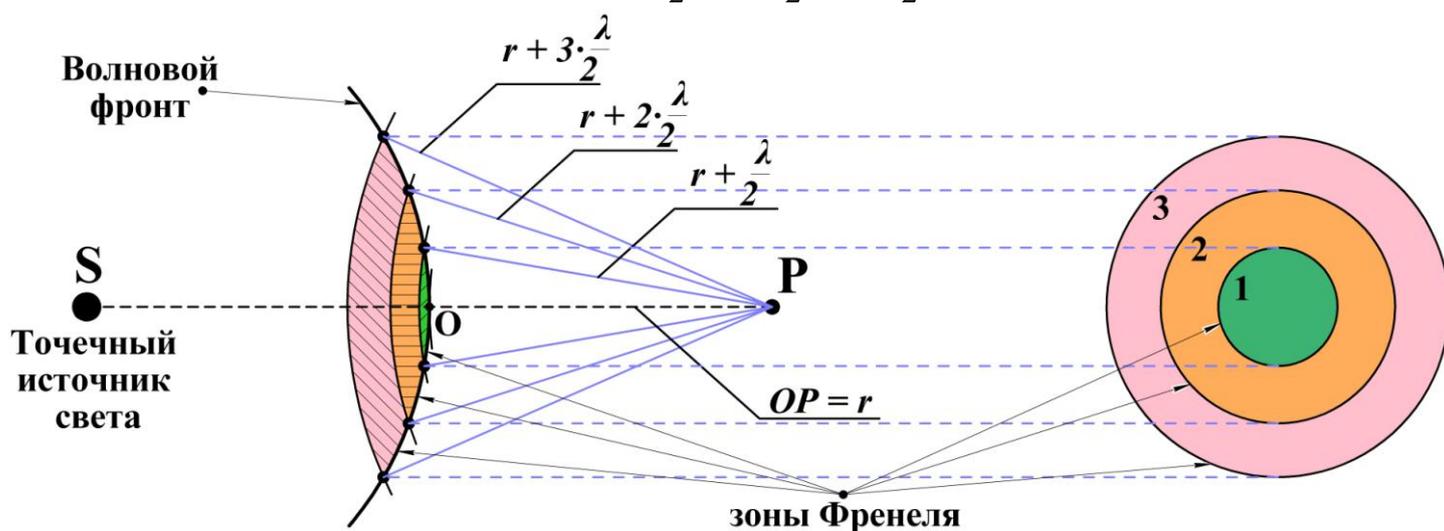


Рисунок 4.

Очевидно, волны, приходящие в точку  $P$  от двух соседних зон Френеля, возбуждают колебания в противоположных фазах, т.к. разность хода этих волн равна  $\frac{\lambda}{2}$ . Поэтому амплитуда результирующего колебания в этой точке запишется в виде:

$$A_{PE3} = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (1)$$

где  $A_1, A_2, A_3, A_4 \dots$  - амплитуды колебаний электрического вектора, создаваемых в точке  $P$  отдельными зонами Френеля.

Амплитуды колебаний  $A_1, A_2, A_3, A_4 \dots$  зависят от площади зоны, от расстояния зоны до точки  $P$  и от угла, под которым из точки  $P$  видна каждая зона.

Легко убедиться в том, что площади зон Френеля примерно одинаковы. Но по мере увеличения номера зоны  $k$  увеличивается ее расстояние до точки  $P$  и угол  $\alpha_k$ , под которым из точки  $P$  видна эта зона, поэтому амплитуды колебаний будут постепенно убывать по абсолютной величине,  $A_1 > A_2 > A_3 > A_4 \dots > A_k > \dots$ .

В рассматриваемом нами случае свободного, ничем не ограниченного фронта волны, число  $m$  зон, укладываемых на фронте волны, очень велико, поэтому зависимость амплитуды от номера зоны можно считать линейной и в среднем положить

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}, \text{ или } \frac{A_{k-1}}{2} - A_k + \frac{A_{k+1}}{2} = 0, \quad (2)$$

В соответствии с выражением (2), перепишем уравнение (1) в виде:

$$A_{рез} = \left(\frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2}\right) - A_2 + \left(\frac{A_3}{2} + \frac{A_3}{2}\right) - A_4 + \frac{A_5}{2} + \dots \pm \frac{A_m}{2} \dots,$$

$$\Downarrow$$

$$A_{рез} = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots \pm \frac{A_m}{2}. \quad (3)$$

В (3) все выражения в скобках обращаются в нуль (согласно (2)) и  $\frac{A_m}{2} \approx 0$ , т.к. число зон  $m$  велико и действием последней зоны можно пренебречь. Тогда,

$$A_{рез} = \frac{A_1}{2}.$$

Таким образом, в случае свободного, ничем не ограниченного фронта световой волны амплитуда результирующего колебания в точке  $P$  равна половине амплитуды колебаний, порожденных волнами, приходящими от первой (центральной зоны Френеля), т.е. той зоны, центр которой находится с точкой  $P$  на одной прямой. Это означает, что свет от источника  $S$  в произвольную точку  $P$  распространяется прямолинейно, и принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде с точки зрения волновой теории света.

### 3. Дифракция Френеля.

Различают два случая дифракции:

- дифракция в непараллельных лучах или дифракция Френеля и
- дифракция в параллельных лучах или дифракция Фраунгофера.

Рассмотрим сначала дифракцию Френеля на примере дифракции сферических волн на круглом отверстии. Рассмотрим два случая.

1) Пусть  $BC \ll L$ , т.е. размеры отверстия гораздо меньше расстояния его до экрана. В этом случае амплитуды колебаний, приходящих от всех зон Френеля, можно считать примерно одинаковыми:  $|A_1| = |A_2| = |A_3| \dots$ . Обозначим через  $k$  - число зон Френеля, укладываемых в отверстии. Если  $k$  - число четное, то световые волны, приходящие от всех зон Френеля, попарно погасят друг друга и в точке  $M$  будет наблюдаться минимум интенсивности.

Если  $k$  - число нечетное, то световые волны, приходящие от одной зоны Френеля, остаются непогашенными и в точке  $M$  будет наблюдаться максимум интенсивности.

Для другой точки экрана число зон Френеля, укладывающихся в отверстие, будет другим, и на экране будут наблюдаться чередующиеся темные и светлые кольца (в случае монохроматического света). На рисунке 5 изображено распределение интенсивности света  $I$  на экране при  $k$  четном (рисунк 5б) и  $k$  нечетном (рисунк 5а).

На непрозрачный экран с круглым отверстием  $BC$  падает сферическая волна. На рисунке 5 изображен фронт волны в отверстии. Найдем амплитуду  $A$  результирующего колебания в точке  $M$ . Для этого с центром в точке  $M$  построим зоны Френеля и запишем амплитуду  $A$  в виде:  $A_{PEЗ} = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$

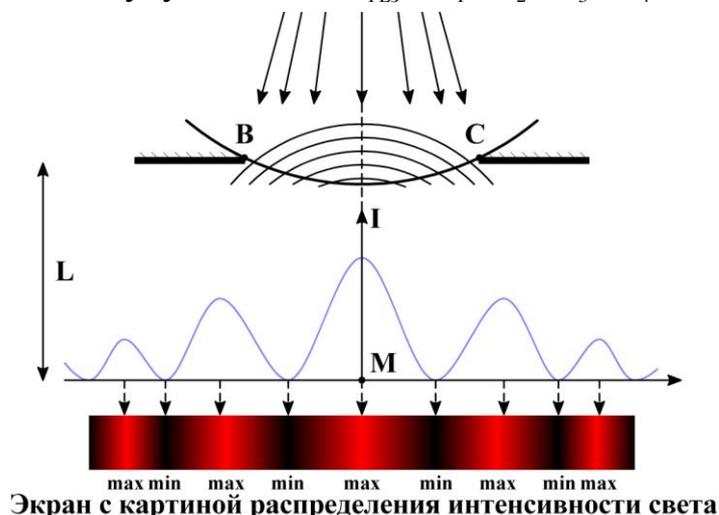


Рисунок 5а.

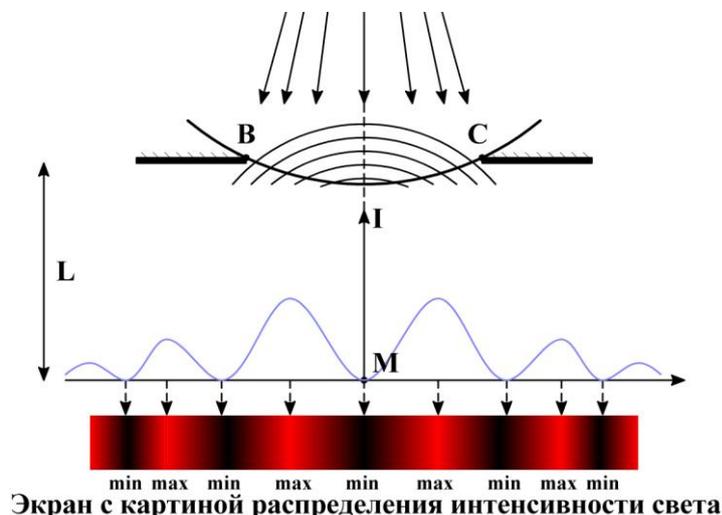


Рисунок 5б.

2) При больших размерах отверстия амплитуды зон Френеля значительно отличаются друг от друга:  $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$ , и амплитуда результирующего колебания в точке  $M$  будет равна  $A = \frac{A_1}{2}$ , т.е. свет распространяется прямолинейно.

Таким образом, для наблюдения дифракции отверстие должно быть малым, сравнимым с размерами центральной зоны Френеля. Более строго условие дифракции Френеля можно записать в виде:

$$\frac{D^2}{\lambda L} \approx 1, \quad (4)$$

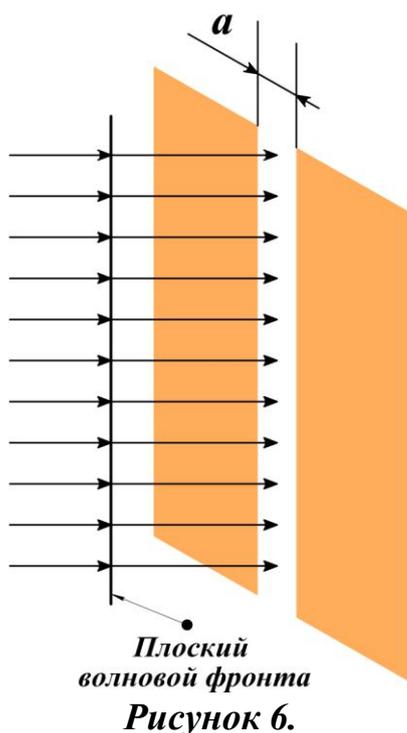
где  $D$  – диаметр отверстия.

Колебания, создаваемые четной и нечетной зонами Френеля, находятся в противофазе и взаимно ослабляют друг друга. Поэтому если поставить на пути света специальную пластинку, которая перекрывает все четные или все нечетные зоны Френеля, то амплитуда световых колебаний в точке  $M$  резко возрастет. Такая пластинка называется зонной. Увеличивая интенсивность света, она действует как собирающая линза.

#### 4. Дифракция Фраунгофера. Дифракция на одной щели.

Пусть плоская монохроматическая волна падает на экран с бесконечно длинной узкой щелью  $AB$  шириной  $a$  (рисунк 6). Для наблюдения дифракции Фраунгофера необходимо, чтобы  $a$  удовлетворяла условию  $\frac{a^2}{\lambda L} < 1$ .

Рассмотрим волны, идущие от точек щели под углом  $\varphi$  к первоначальному направлению. Эти волны, пройдя через



линзу, возбуждают в точке  $M$  экрана колебания, которые интерферируют друг с другом. Амплитуда результирующего колебания зависит от разности хода волн. Для лучей  $AM$  и  $BM$ , приходящих в точку  $M$  от крайних точек щели, оптическая разность хода равна  $AC$ :

$$\Delta = AC = a \sin \varphi, \quad (5)$$

где  $BC$  – перпендикуляр, опущенный из точки  $B$  на направление луча, идущего из точки  $A$  щели.

Когда фронт волны дойдет до щели, то по принципу Гюйгенса-Френеля каждая точка ее становится источником вторичных когерентных волн. Эти волны распространяются от щели по всем направлениям. Линза, поставленная за щелью, собирает параллельные лучи на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы (рисунки 7).

Разобьем  $AC$  на отрезки, равные по длине  $\frac{\lambda}{2}$ . На длине  $AC$  уложится  $\frac{a \sin \alpha}{\lambda/2}$  таких

отрезков. Через точки деления проведем прямые, параллельные  $BC$ . Тем самым фронт волны в щели разобьется на зоны Френеля. Волны, приходящие в точку  $M$  от двух сосед-

них зон, вызывают в ней колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами. Поэтому результат интерференции света в точке  $M$  зависит от числа  $m$  зон Френеля, укладывающихся в щели:

$$m = \frac{a \sin \alpha}{\lambda/2}.$$

Для одних направлений, для одних углов  $\varphi$  это число будет четным, для других нечетным.

Если  $m$  – число четное ( $m=2k$ ), то колебания от каждой из двух соседних зон Френеля взаимно гасят друг друга, и в точке  $M$  будет наблюдаться минимум освещенности (дифракционный минимум).

Если  $m$  – число нечетное ( $m=2k+1$ ), то действие одной зоны Френеля остается не скомпенсированным, и в точке  $M$  будет наблюдаться дифракционный максимум.

Итак, условие дифракционных мак-

симумов для щели:

$$a \sin \varphi = \pm(2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad k=0, 1, 2, \dots, \quad (6)$$

условие дифракционных минимумов:

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

Рассмотрим отдельно случай  $\varphi = 0$ . При  $\varphi = 0$  все волны имеют одинаковую фазу, пройдут до экрана одинаковый оптический путь ( $\Delta = 0$ ) и, интерферируя, дадут на экране центральный максимум. К нему примыкают относительно слабые максимумы первого порядка ( $k = \pm 1$ ). Центральная светлая полоса ограничена с обеих сторон темными полосами – дифракционными минимумами первого порядка. За ними идут максимумы гораздо меньшей интенсивности и т.д. Распределение интенсивности света  $I$  на экране в зависимости от  $\sin \varphi$  дана на рисунке 7.

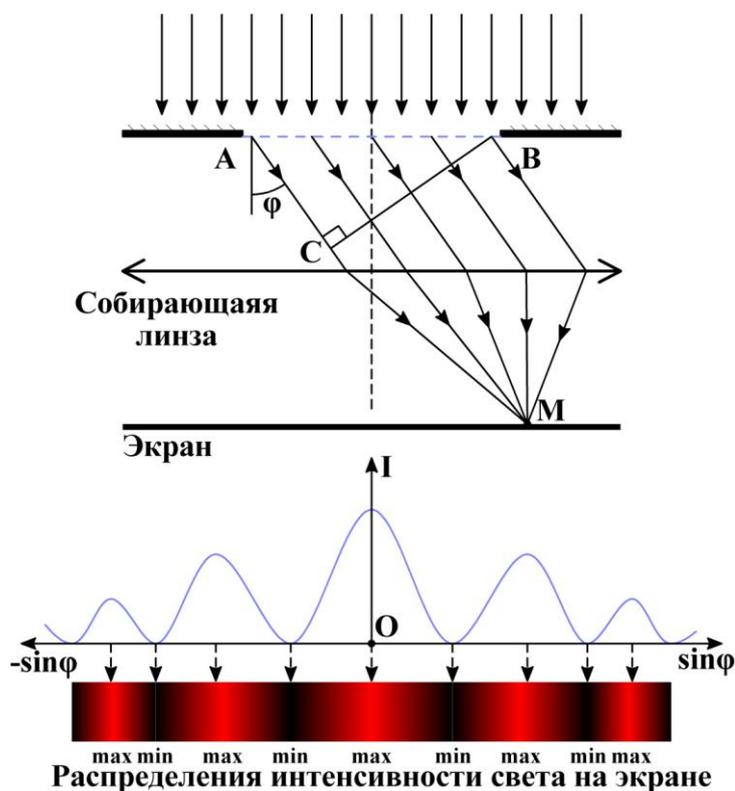


Рисунок 7.

#### 4. Дифракционная решетка.

Совокупность большого числа щелей, разделенных непрозрачными промежутками, называется дифракционной решеткой (рисунок 8).

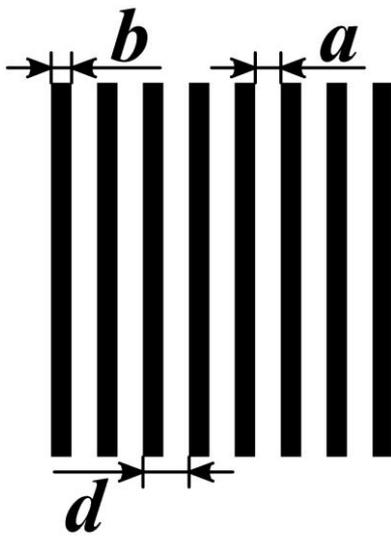


Рисунок 8.

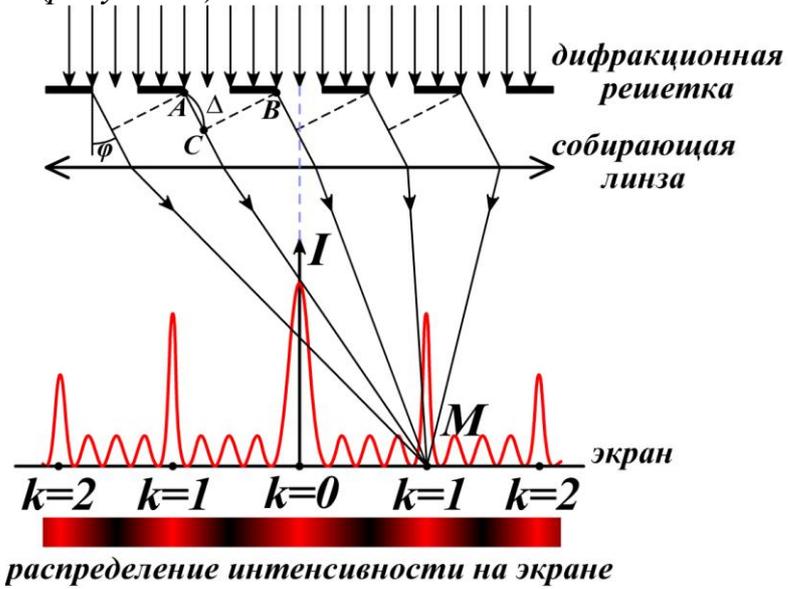


Рисунок 9.

Обозначим:  $a$  – ширина щели,  $b$  – ширина непрозрачного промежутка,  $a + b = d$  – постоянная или период решетки,  $N$  – число щелей решетки.

Пусть на решетку, содержащую  $N$  щелей, нормально падает плоская монохроматическая волна с длиной волны  $\lambda$  (рисунок 9).

Рассмотрим лучи, которые, пройдя через щели, распространяются под углом  $\varphi$  к первоначальному направлению. На рисунке 9 изображены только те лучи, которые идут от соответственных точек щелей, т.е. точек, отстоящих друг от друга на расстоянии  $d$ . Эти лучи собираются линзой в точке  $M$  экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы, и возбуждают в ней световые колебания, которые интерферируют друг с другом. Результат интерференции зависит от оптической разности хода волн. Из рисунка 9 видно, что разность хода волн от точек  $A$  и  $B$  двух соседних щелей равна:

$$\Delta = AC = d \sin \varphi.$$

Это выражение справедливо для любой пары соответственных лучей. Для определения положения максимумов и минимумов интенсивности на экране воспользуемся графическим методом сложения амплитуд (рисунок 10).

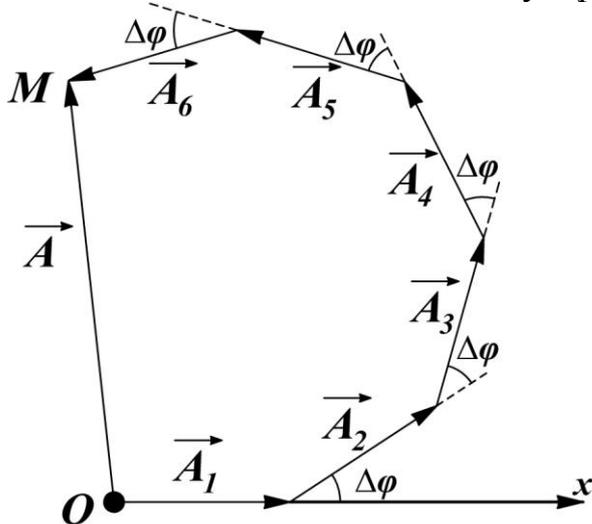


Рисунок 10.

Результирующее колебание в точке  $M$  равно сумме  $N$  колебаний, возбуждаемых волнами, приходящими от каждой из  $N$  щелей решетки. Амплитуды  $A_i$  этих колебаний одинаковы, но векторы амплитуд повернуты относительно друг друга на один и тот же угол

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi.$$

Поэтому при построении векторной диаграммы откладываем от точки  $O$  векторы  $\vec{A}_1, \vec{A}_2, \vec{A}_3, \dots$  под углами  $0, \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi, 2 \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi, \dots$  к оси  $Ox$ .

Как видно из рисунка 10, векторы амплитуд образуют ломаную линию, а замыкающая

$OM$  этой ломаной дает амплитуду  $\vec{A}$  результирующего колебания в точке  $M$ .

Если вторичные волны, прошедшие через щели решетки, не меняют своего первоначального направления, т.е.  $\angle\varphi=0$ , то  $\Delta\Phi=0$  и амплитуда результирующего колебания окажется равной  $A=NA_i$ , колебания от отдельных щелей будут взаимно усиливать друг друга. То же самое имеет место при  $\Delta\Phi=2\pi k$ , где  $k=\pm 1, \pm 2, \dots$  или при  $d \sin \varphi = k\lambda$ .

Таким образом, условие:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (8)$$

где  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ,

определяет положение максимумов интенсивности, которые называются главными максимумами. Число  $k$  называется порядком главного максимума.

Если при сложении амплитуд колебаний ломаная линия окажется замкнутой, то амплитуда результирующего колебания обращается в нуль, т.е. колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. На экране под соответствующими углами  $\varphi$  будут наблюдаться дифракционные минимумы.

Очевидно,  $A=0$  при  $\Delta\Phi = \frac{2\pi}{N}, \frac{4\pi}{N}, \dots$ , т.е. при  $d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, (N-1) \frac{\lambda}{N}$ .

Таким образом, между двумя главными максимумами располагаются  $(N-1)$  минимумов, отделенных друг от друга дополнительными максимумами малой интенсивности.

Условие дифракционных минимумов запишется в виде:

$$d \sin \varphi = k\lambda + p \frac{\lambda}{N}, \quad \text{где } p = 1, 2, 3, \dots, N-1. \quad (9)$$

Дифракционная картина на экране в монохроматическом свете имеет вид узких светлых полос, разделенных широкими темными промежутками. Распределение интенсивности  $I$  на экране от дифракционной решетки приведено на рисунке 9.

Направим теперь на решетку белый свет. Из формулы (8) следует, что положение главных максимумов зависит от длины волны  $\lambda$ , т.е. для различных длин волн максимумы интенсивности наблюдаются под разными углами. Исключение составляет центральный максимум, который имеет место для всех длин волн. Поэтому на экране центральный максимум имеет вид белой полосы, все остальные максимумы имеют вид радужных полос и называются дифракционными спектрами 1-го, 2-го, ... порядков (рисунк 11).

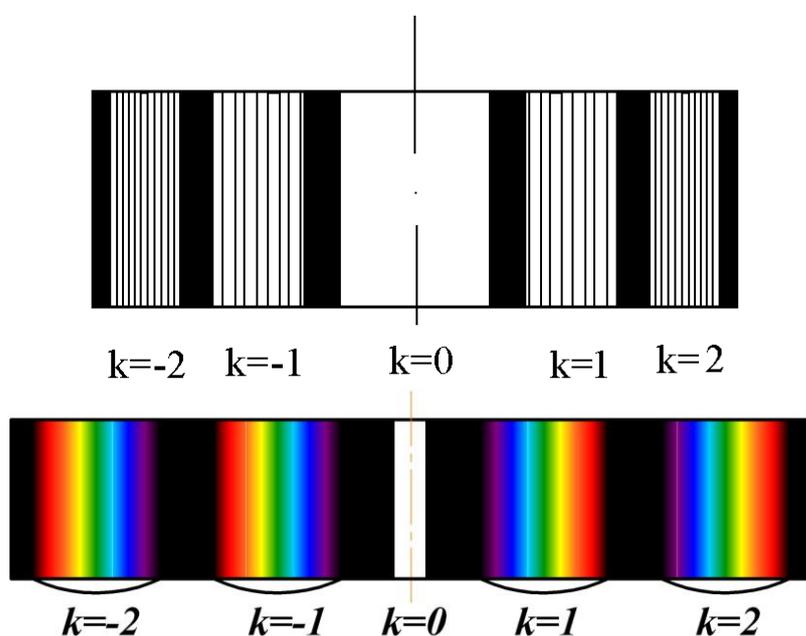


Рисунок 11.

В пределах каждой полосы окраска меняется от фиолетовой (ближе к центру) до красной. Однако дифракционные спектры на экране, как правило, перекрываются, причем частичное перекрывание начинается со спектров второго и третьего порядков. Аналогичная картина наблюдается и при освещении щели белым светом.

Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор, используемый для изучения спектрального состава света и определения длины световой волны.

## 5. Дисперсия и разрешающая способность дифракционной решетки.

Основными характеристиками каждого спектрального прибора, в том числе и дифракционной решетки, являются дисперсия и разрешающая способность. Дисперсия определяет линейное или угловое расстояние между спектральными линиями, длины волн которых отличаются на единицу (рисунок 12):

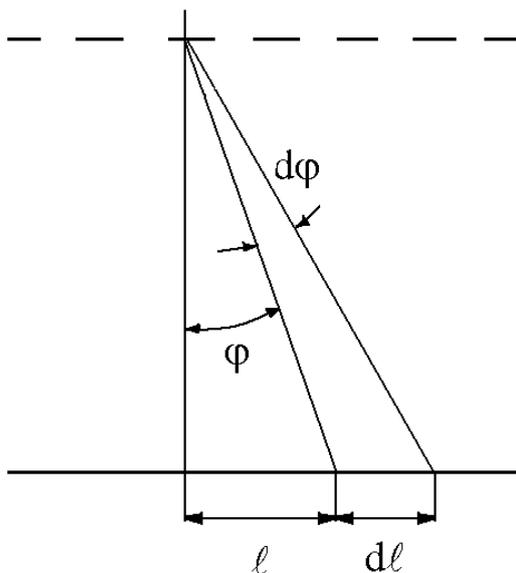


Рисунок 12.

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} \text{ или } D_l = \frac{l_2 - l_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \text{линейная дисперсия,}$$

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} \text{ или } D_\varphi = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \text{угловая дисперсия.}$$

Под разрешающей способностью спектрального прибора понимают его способность давать раздельное изображение двух близких спектральных линий.

Согласно критерию Релея, спектральные линии с близкими длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  считаются разрешенными, если главный максимум дифракционной картины для  $\lambda_1$  совпадает по своему положению с первым минимумом в том же порядке спектра для  $\lambda_2$ . В этом случае

разность  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  называется разрешенной разностью.

На рисунке 13 изображено распределение интенсивностей спектральных линий  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , разрешенных (случай а) и неразрешенных (случай б).

За меру разрешающей способности спектрального прибора принимают величину, которая показывает, сколько раз в длине волны укладывается разрешенная разность:

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (10)$$

Найдем разрешающую способность дифракционной решетки. Для этого запишем условие дифракционного максимума  $k$ -го порядка для длины волны  $\lambda_1$ :

$$d \sin \varphi_1 = k\lambda_1,$$

и условие первого минимума того же порядка для длины волны  $\lambda_2$ :

$$d \sin \varphi_2 = k\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}.$$

По условию Релея  $\varphi_1 = \varphi_2$  и

$$k\lambda_1 = k\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}, \text{ откуда:}$$

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN. \quad (11)$$

Из (11) следует, что разрешающая способность дифракционной решетки

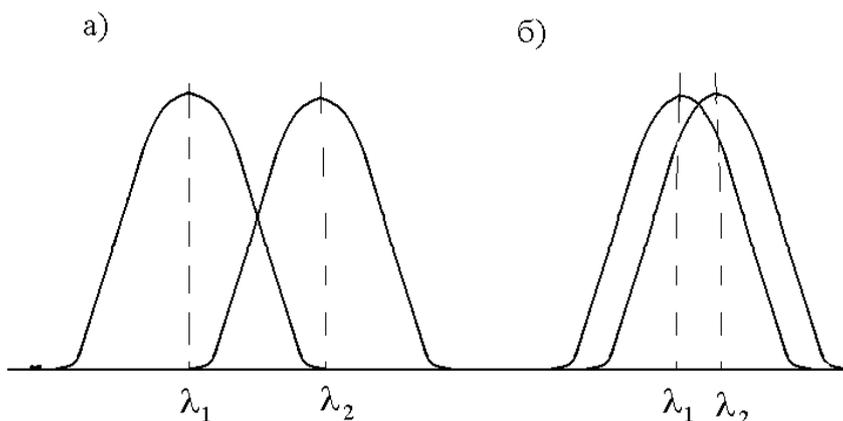


Рисунок 13.

зависит от числа щелей  $N$  решетки и порядка изучаемого спектра. Поэтому при измерении длин волн спектральных линий с близкими  $\lambda$  следует использовать решетку с большим числом щелей или изучать эти линии в более высоком порядке спектра, однако спектры более высоких порядков менее яркие.

## **II. Ответьте на вопросы для самоконтроля.**

- 1) Что такое дифракция?
- 2) В чем заключается метод зон Френеля?
- 3) Что такое дифракционная решетка?
- 4) Что такое период дифракционной решетки?
- 5) Запишите условие максимумов для дифракционной решетки?

## **III. Изучите методику и принципы лежащие в основе используемого в работе способа измерения длины волны. Ознакомитесь со схемой установки.**

### **Схема установки.**

Внешний вид лабораторной установки представлен на рисунке 14. Источником света служит полупроводниковый (GaAs) лазер. Дифракционную картину наблюдают на экране.



**Рисунок 14.**

Параллельный световой пучок лазера освещает дифракционную решетку (рисунок 14). Дифракционная решетка представляет собой тонкий стеклянный диск с непрозрачным покрытием, на котором в центре нанесены штрихи. В результате дифракции на дифракционной решетке на экране наблюдается дифракционная картина распределения интенсивности лазерного излучения. По мишени, размещенной на экране проводят измерения, соответствующие заданию.

## **IV. Ответьте на вопросы для самоконтроля.**

- 1) Объясните назначение основных элементов лабораторной установки?

## **V. Используя план выполнения работы проведите соответствующие измерения и вычисления.**

### **План выполнения работы.**

**Задание (Определение длины волны лазерного излучения с помощью дифракционной решетки).**

1. Поместить в держатель дифракционную решетку.
2. С помощью юстировочного винта установить объект в таком положении, чтобы луч лазера попадал на дифракционную решетку.
3. Отметить на экране положение центрального максимума, а также положение первых двух максимумов слева и справа.

4. Измерить расстояние от центрального максимума до каждого из двух максимумов слева  $x_k^{СЛЕВА}$  и справа  $x_k^{СПРАВА}$ . Результаты измерений занести в таблицу №2.

5. Устанавливать расстояние  $L$  между экраном и дифракционной решеткой, указанной в таблице №2. Результат занести в таблицу №2.

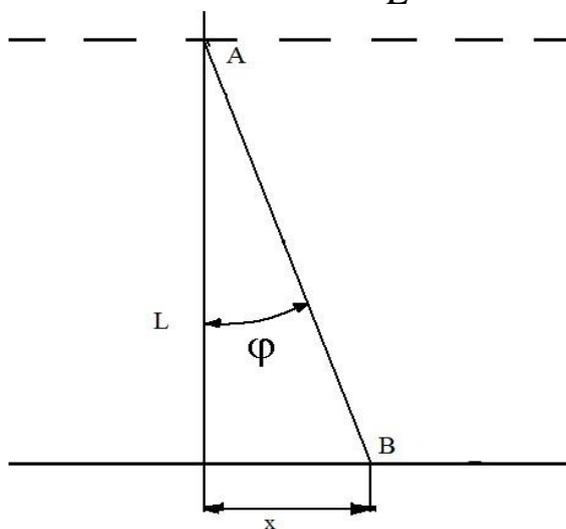
6. Вычислить среднее значение расстояний по формуле  $\langle x_k \rangle = \frac{x_k^{СПРАВА} + x_k^{СЛЕВА}}{2}$ .

7. Для каждого порядка максимума, по формуле  $\sin \varphi = \frac{\langle x_k \rangle}{\sqrt{\langle x_k \rangle^2 + L^2}}$ , вычислить угловые координаты. Это делается в соответствии с рисунком для первого максимума

$$\sin \varphi = \frac{x}{AB} = \frac{x}{\sqrt{L^2 + x^2}}$$

Из математики известно, что при малых углах синус угла можно заменить тангенсом

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{\langle x_k \rangle}{L}$$



Вычислить синусы углов для двух максимумов слева и справа с различными значениями расстояния  $L$ . Полученные данные занести в таблицу.

8. Для каждого порядка максимума вычислить длину волны по формуле  $\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{k}$ . Расстояние между штрихами решетки (период дифракционной решетки  $d$ ) равно  $10^{-5}$  м.

**Таблица №1 Результаты измерений**

Порядок максимума $k$	Расстояние от центрального максимума до максимума с номером $m$			$L, \text{ см}$	$\sin \varphi$	$\lambda, \text{ нм}$	$\langle \lambda \rangle, \text{ нм}$	$\Delta \lambda, \text{ нм}$
	$x_k^{СЛЕВА}, \text{ м}$	$x_k^{СПРАВА}, \text{ м}$	$\langle x_k \rangle, \text{ м}$					
1				40				
2								
1				50				
2								
1				60				
2								

9. Вычислить среднее значение длины волны  $\langle \lambda \rangle$ .

10. Определить абсолютную погрешность измерения по методу Стьюдента:

$$\Delta\lambda = t_{PN} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta\lambda_i^2}{N(N-1)}} \quad (\text{Надежность измерений считать равной } 0,95; \text{ см. приложение}).$$

### Контрольные вопросы.

1. Что такое дифракция?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса –Френеля.
3. В чем заключается метод зон Френеля?
4. Запишите условие дифракционных максимумов и минимумов для щели.
5. Что такое дифракционная решетка?
6. Запишите условие максимумов для дифракционной решетки.
7. Что такое период дифракционной решетки?
8. В чем заключается дифракция Фраунгофера?
9. В чем заключается дифракция Френеля?

### Список литературы.

- 1) Трофимова Т.И. Курс физики: учеб. Пособие для вузов – 11-е изд., стер. – М.: Издательский центр «Академия», 2006. – 560 с. §176-§180.
- 2) Савельев И.В. Курс общей физики: Учебное пособие. В 3-х т. Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит., 1988. – 496 с., ил. §125 - §130.
- 3) Грабовский Р.И. Курс физики: Учебное пособие. 10-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2007. – 608 с.: ил. §54, §55.

**ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Таблица коэффициентов Стьюдента**

<b>Коэффициенты Стьюдента</b>				
<b>N</b>	<b>P – надежность измерений</b>			
	<b>0,90</b>	<b>0,95</b>	<b>0,98</b>	<b>0,99</b>
<b>2</b>	<b>6,31</b>	<b>12,71</b>	<b>31,82</b>	<b>63,66</b>
<b>3</b>	<b>2,92</b>	<b>4,30</b>	<b>6,96</b>	<b>9,92</b>
<b>4</b>	<b>2,35</b>	<b>3,18</b>	<b>4,54</b>	<b>5,84</b>
<b>5</b>	<b>2,13</b>	<b>2,78</b>	<b>3,75</b>	<b>4,60</b>
<b>6</b>	<b>2,02</b>	<b>2,57</b>	<b>3,36</b>	<b>4,03</b>
<b>7</b>	<b>1,94</b>	<b>2,45</b>	<b>3,14</b>	<b>3,71</b>
<b>8</b>	<b>1,90</b>	<b>2,36</b>	<b>3,00</b>	<b>3,50</b>
<b>9</b>	<b>1,86</b>	<b>2,31</b>	<b>2,90</b>	<b>3,36</b>
<b>10</b>	<b>1,83</b>	<b>2,26</b>	<b>2,82</b>	<b>3,25</b>
<b>∞</b>	<b>1,65</b>	<b>1,96</b>	<b>2,33</b>	<b>2,59</b>