

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
"Оренбургский государственный университет"

Кафедра общей физики

С.Н.ЛЕТУТА, А.А.ЧАКАК

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования "Оренбургский государственный университет".

Оренбург 2006

УДК 53 (07)
ББК 22.3я 7
Л 52

Рецензент:
доктор физико-математических наук, профессор Н.А.Манаков

Л 52

Летута С.Н.

Определение длины световой волны с помощью дифракционной решетки: методические указания к лабораторным работам/ С.Н. Летута, А.А. Чакак. – Оренбург: ГОУ ОГУ, 2006. - 20 с.

Методические указания предназначены для студентов естественнонаучных и технических специальностей, выполняющих лабораторные работы по курсу общей физики. В указаниях рассмотрены основные теоретические положения по дифракции Фраунгофера, даны характеристики спектральных приборов, рассмотрены экспериментальные методы измерения длины световой волны с помощью дифракционной решетки и угловой и линейной дисперсии в видимом диапазоне.

Методические указания рекомендованы к изданию кафедрой общей физики ОГУ. Составители – Летута С.Н., Чакак А.А.

ББК 22.3я 7

©Летута С.Н.,
Чакак А.А., 2006
©ГОУ ОГУ, 2006

Содержание

Введение.....	4
1 Дифракция Фраунгофера от одной щели.....	6
2 Дифракционная решетка.....	10
3 Характеристики спектральных приборов	15
4 Применение явления дифракции.....	17
5 Экспериментальная часть.....	17
6 Контрольные вопросы	20
7 Литература, рекомендуемая для изучения физики.....	21

Введение

Дифракция света - в узком, но наиболее употребительном смысле - огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов), проникновение света в область геометрической тени.

Интерференция и дифракция физические явления, заключающиеся в перераспределении световой энергии в результате суперпозиции (наложения) волн. Различие между ними связано с историческими причинами: интерференция возникает в результате суперпозиции конечного числа дискретных когерентных волн, в результате чего в одних местах пространства возникают максимумы, а в других - минимумы интенсивности, а дифракция - в результате суперпозиции (бесконечного числа) волн, возбуждаемых источниками, расположенными непрерывно.

Дифракция света как волновое явление, исчезающее в пределе $\lambda \rightarrow 0$, зависит от длины волны λ . Красный свет сильнее дифрагирует (сильнее отклоняется границами тел), чем фиолетовый, т.е. разложение белого света в спектр, вызванный дифракцией, имеет обратную последовательность цветов по сравнению с последовательностью, получающейся при разложении света в призме.

Условием наблюдения дифракционной картины является *когерентность* волн, т.е. равенство их частот (длин волн) и сохранение неизменной разности фаз за время, достаточное для наблюдения. В частности, *монохроматические волны*, т.е. волны, порождаемые гармоническими колебаниями, когерентны.

Различают два вида дифракции. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие и идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, то имеет место *дифракция Фраунгофера* или *дифракция в параллельных лучах*. В противном случае будет наблюдаться *дифракция Френеля*. С практической точки зрения особенно важен случай дифракции Фраунгофера, т.к. математический разбор многих важных примеров дифракции Фраунгофера не труден и он находит применение при рассмотрении многих вопросов, касающихся оптических приборов (дифракционной решетки, оптических инструментов и т.д.). Условия, близкие к условиям Фраунгофера, можно осуществить, поместив малый источник света в фокусе линзы и собрав свет при помощи второй линзы в некоторой точке экрана, расположенного в ее фокальной плоскости. Эта точка служит изображением источника. Помещая между линзами различные препятствия, мы наблюдаем на экране различные дифракционные картины. Решить задачу дифракции - значит найти распределение интенсивности света на экране в зависимости от размеров и формы препятствий, вызывающих дифракцию света.

Современник Ньютона Гюйгенс (его "Трактат о свете" написан в 1678 г., издан в 1690 г.) исходил из аналогии между акустическими и оптическими явлениями и полагал, что световое колебание следует рассматривать как упругие импульсы распространяющийся в особой среде – эфире. Из идей Гюйгенса наибольшую ценность представляет общий принцип, выдвинутый им как приём для отыскания направления распространения световых волн.

Принцип Гюйгенса (1678 г.) можно сформулировать так: "Каждая точка, до

которой доходит световое колебание, является в свою очередь источником вторичных волн; поверхность, огибающая в некоторый момент времени эти вторичные волны, указывает положение фронта действительно распространяющейся волны к этому моменту времени".

Пусть, на плоскую преграду с отверстием падает параллельный ей фронт волны (рисунок 1). По Гюйгенсу каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн, которые в однородной и изотропной среде будут сферическими. Построив огибающую вторичных волн, можно убедиться, что за отверстием волна, огибая края преграды, проникает в область геометрической тени (на рисунке 1 границы этой области показаны пунктиром). Принцип Гюйгенса позволяет решать лишь задачи о направлении распространения светового фронта и не затрагивает по существу вопроса об интенсивности волн, идущих по разным направлениям. Френель (1815 г.) дополнил принцип Гюйгенса, введя представления о когерентности и интерференции вторичных волн. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства. Модифицированный таким образом *принцип Гюйгенса - Френеля* позволяет исследовать вопросы, относящиеся к распределению интенсивности результирующей волны в различных направлениях, т.е. решать задачи о дифракции света, прямолинейного распространении света, отражения, преломления и т.д.

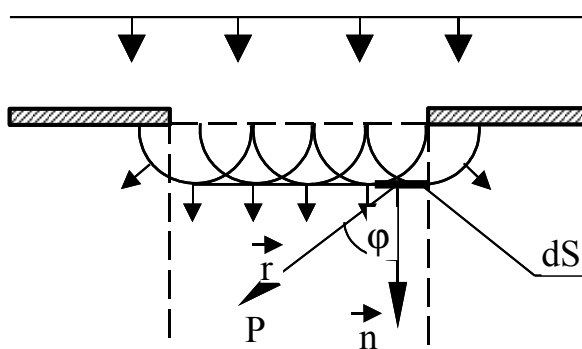


Рисунок 1

Формулировка Френеля не устраняет трудность, характерную для принципа Гюйгенса и состоящую в том, что из него следует наличие двух волн: одной, идущей вперед, от источника света, другой, построенной так же, но направленной обратно, к источнику. В своей формулировке *Френель отрицал наличие обратной волны*. В соответствии с этим допущением на рисунке 1 огибающая вторичных волн, направленных обратно, вообще не отмечена.

Принцип Гюйгенса - Френеля можно сформулировать следующим образом: Окружим имеющиеся источники света произвольной замкнутой поверхностью S . Каждую точку такой поверхности можно рассматривать как источник вторичных волн, распространяющихся во всех направлениях. Световое поле, возникающее в результате их интерференции в пространстве вне поверхности S , совпадает с полем реальных источников света.

Для отыскания амплитуды колебаний вектора напряженности электрического поля (интенсивности, пропорциональной квадрату амплитуды) результирующей волны, согласно принципу Гюйгенса-Френеля, можно поступить следующим образом. Поверхность S огибающей вторичных волн будем рассматривать как светящуюся поверхность, излучение отдельных элементов которой, приходя в любую точку P , определяет своей совокупностью результирующее колебание в этой точке (рисунок 1). Излучение каждого элемента dS поверхности S надо представлять себе как сферическую волну (вторичная волна), которая приносит в точку P колебание:

$$dA = \frac{a}{r} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha) . \quad (1)$$

В соотношении (1) амплитуда a пропорциональна площади dS и зависит от угла φ между нормалью \vec{n} к dS и радиус-вектором \vec{r} от dS к точке P , т.е.

$$a = B(\varphi) \cdot a_0 \cdot dS ,$$

где $B(\varphi)$ - некоторый коэффициент, зависящий от φ ,

a_0 - амплитуда колебаний на единичном расстоянии от элемента dS .

Результирующее колебание в точке P представляет собой суперпозицию колебаний (1), взятых для всей поверхности S :

$$A = \int_S B(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha) dS , \quad (2)$$

где \vec{k} - волновой вектор, $k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ - модуль волнового вектора (волновое число),

$(\omega t + \alpha)$ - фаза колебаний в месте расположения элемента поверхности dS .

Каждый элемент dS рассматривается как некоторый вспомогательный источник. Так как фазы всех вспомогательных источников определяются колебанием, идущим из первичного источника света, то они строго согласованы между собой, и, следовательно, вспомогательные источники *когерентны*. В случае если вспомогательная поверхность S совпадает с фронтом волны, идущей из первичного источника света, то все вспомогательные источники будут иметь одинаковую фазу. Если же выбор S сделан иначе, то фазы вспомогательных источников не одинаковы, но источники, конечно, остаются когерентными.

1 Дифракция Фраунгофера от одной щели

Точное вычисление интеграла (2) возможно только в простейших случаях. Обычно его вычисляют с помощью приближённых методов. В частности, точный расчет интеграла (2) возможен для дифракции Фраунгофера от щели. Пусть, на щель шириной b падает плоская монохроматическая световая волна (рисунок 2). Поместим за щелью собирающую линзу, а в фокальной плоскости линзы - экран. Волновая поверхность падающей волны, плоскость щели и экран параллельны друг другу.

Наша цель - найти распределение интенсивности света в плоскости экрана. При этом мы используем примечательное свойство собирающей линзы - все параллельные пучки света $00'$, NN' , FF' собираются в одной и той же точке P фокальной плоскости линзы, в которой расположен экран. Для аналитического расчета интенсивности света, распространяющегося по разным направлениям за щелью, напишем выражение для волны, посылаемой каждым элементом

волнового фронта и просуммируем действие всех элементов. Амплитуда волны, обусловленной одним таким элементом, пропорциональна его ширине dx , т.е. равна $C \cdot dx$. Множитель C определяется из условия, что по направлению $\varphi = 0$ амплитуда волны, посылаемой всей щелью, равна A_0 , т.е. $C \cdot b = A_0$, или $C = \frac{A_0}{b}$.

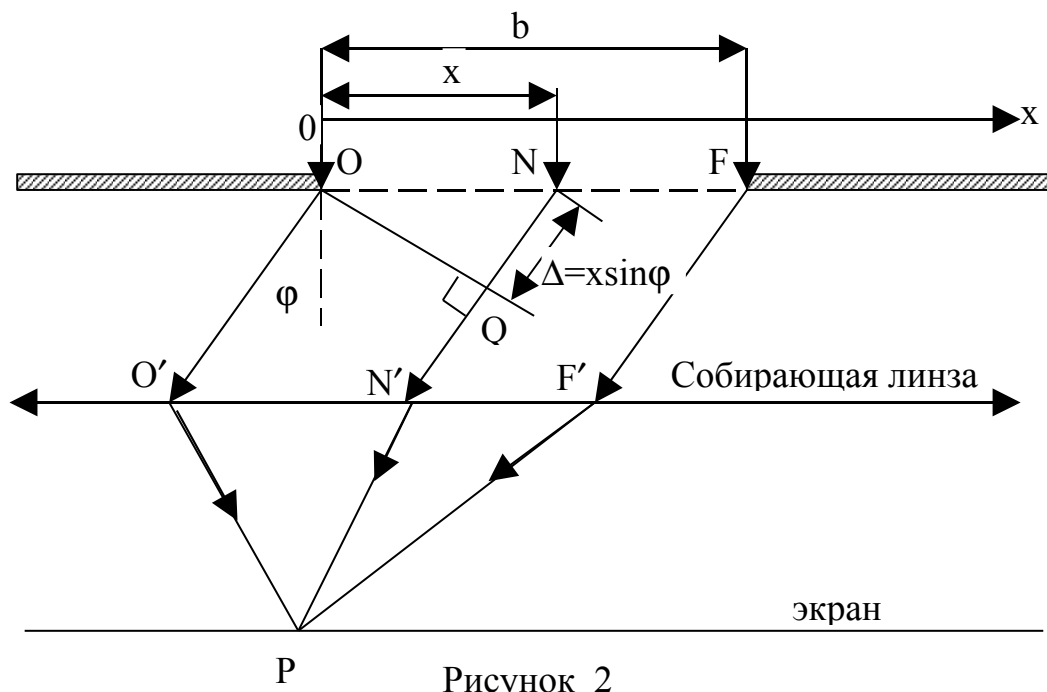


Рисунок 2

Таким образом, световое колебание на соответствующем участке dx щели выразится соотношением:

$$dA = \frac{A_0}{b} \cdot dx \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (3)$$

Для отыскания действия всей щели в направлении, определяемом углом φ с первоначальным направлением, необходимо учесть разность фаз, характеризующую волны, доходящие от различных элементов волнового фронта до точки наблюдения P.

Из рисунка 2 видно, что разность хода между волнами, идущими от элементарной зоны при точке O (левый край щели) и от какой – либо точки N (лежащей на расстоянии x от края щели), есть $NQ = \Delta = x \cdot \sin \varphi$. Световое колебание, идущее от элемента dx в точке N, в точку P экрана запишем следующим образом:

$$dA = \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \cdot \sin \varphi) dx \quad (4)$$

Результирующее колебание в точке P определится как сумма этих выражений, т.е. выразится интегралом по всей ширине щели:

$$A = \int_0^b \frac{A_0}{b} \cdot \cos(\omega \cdot t - kx \cdot \sin \varphi) dx = A_0 \frac{\sin\left(\frac{1}{2}bk \cdot \sin \varphi\right)}{\frac{1}{2}bk \cdot \sin \varphi} \cdot \cos\left(\omega \cdot t - \frac{1}{2}bk \cdot \sin \varphi\right) \quad (5)$$

Таким образом, результирующая волна, идущая в направлении φ имеет амплитуду:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{1}{2}bk \cdot \sin \varphi\right)}{\frac{1}{2}bk \cdot \sin \varphi} = A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \cdot \sin \varphi}{\lambda}}, \quad (6)$$

так как $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Для точки, лежащей против центра линзы, $\varphi=0$ и $A_\varphi|_{\varphi=0}=A_0$. При $\varphi=0$ колебания от всех элементарных зон приходят в точку Р в одинаковой фазе. Поэтому амплитуда результирующего колебания равна алгебраической сумме амплитуд складываемых колебаний.

При значениях φ , удовлетворяющих условию

$$\frac{\pi b \cdot \sin \varphi}{\lambda} = \pm n\pi, \quad (7)$$

т.е. в случае, если $b \cdot \sin \varphi = \pm n\lambda$, ($n = 1, 2, 3, \dots$), амплитуда A_φ обращается в нуль.

Условию (7) можно дать простое объяснение. Допустим, что $n=1$. Тогда разность хода между лучами, идущими от краёв щели, составляет λ , или разность фаз между этими лучами равна 2π . Тогда для любого луча, проходящего через щель, можно найти другой луч, колебания вектора напряжённости электрического поля в котором происходят в противофазе с первым лучом (разность фаз составляет π). Эти два луча в точке Р, в которой собираются лучи идущие в направлении φ , взаимно компенсируют друг друга. Очевидно, эти рассуждения можно повторить для любого целого n . Таким образом, если на разности хода между лучами, идущими от краёв щели в направлении φ , укладывается целое число длин волн, то в точке Р экрана $A_\varphi = 0$.

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды. Следовательно, в соответствии с (6):

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi b \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)^2}, \quad (8)$$

где I_0 - интенсивность света в середине дифракционной картины (против центра линзы),

I_φ -интенсивность в точке, положение которой определяется значением φ .

Выражения (7) и (8) показывают, что вдоль экрана (с изменением угла φ) интенсивность меняется, проходя через максимумы и минимумы, в частности, краям центрального максимума соответствуют значения угла φ , получающиеся из условия $b \cdot \sin\varphi = \pm\lambda$. Эти значения угла φ равны $\pm\arccos(\lambda/b)$. Следовательно, угловая ширина центрального максимума равна $\delta\varphi = 2\arccos(\lambda/b)$. На рисунке 3 показана кривая распределения интенсивности I_φ в зависимости от $\sin\varphi$.

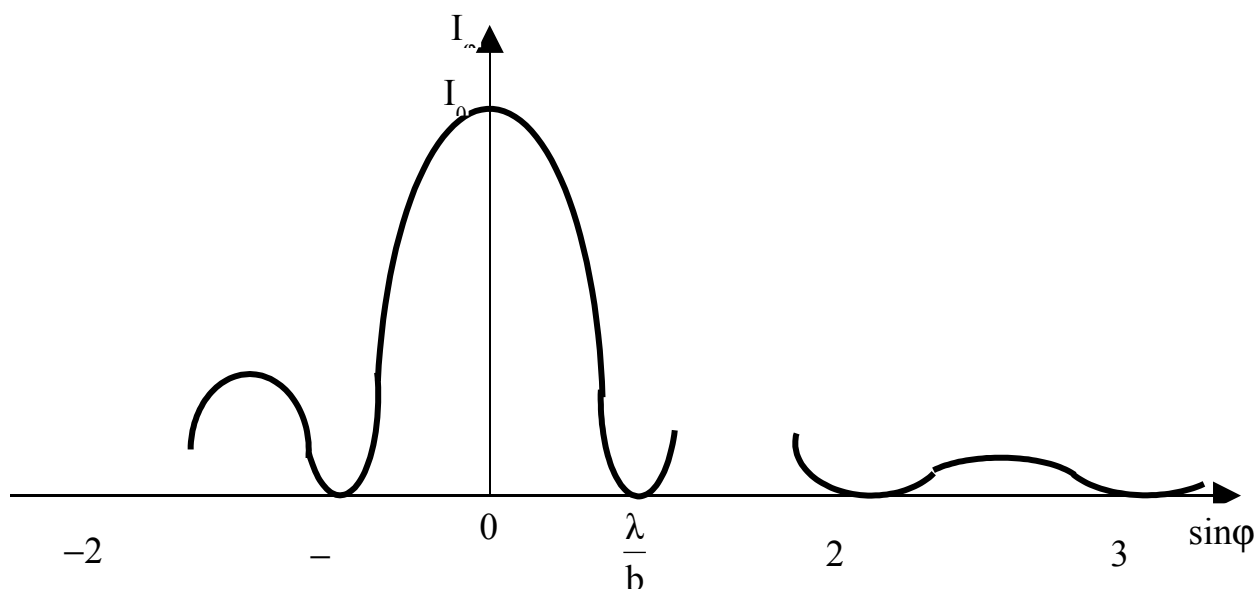


Рисунок 3

Как видно из рисунка 3 величина вторичных максимумов быстро убывает. Так, расчет по формуле (8) дает, что численные значения интенсивностей центрального и следующих максимумов относятся как $1 : 0,045 : 0,016 : 0,008$ и т.д.

Из приведенных выше формул ясно, что положение минимумов и максимумов зависит от длины волны λ . Поэтому дифракционная картина имеет описанный вид лишь для монохроматического света. В случае белого света мы имеем совокупность соответствующих картин для разных цветов (сдвинутых одна относительно другой в соответствии с различием в λ).

Центральный максимум ($\varphi = 0$) будет, конечно, общим для всех длин волн, так что центр дифракционной картины представится в виде белой полосы, переходящей в цветную каемку. Вторичные максимумы для разных длин волн уже не совпадают между собой; ближе к центру располагаются максимумы, соответствующие более коротким волнам. Длинноволновые максимумы отстоят друг от друга дальше, чем коротковолновые. Однако максимумы эти настолько расплывчаты, что никакого сколько-нибудь отчетливого разделения различных длин волн (спектрального разложения) при помощи дифракции на *одной щели* получить нельзя. Для получения более яркой дифракционной картины используются дифракционные решетки.

2 Дифракционная решетка

Дифракционные решетки бывают различных типов – прозрачные, отражательные, пространственные, амплитудные, фазовые. В данной работе используется *прозрачная дифракционная решетка*. В дальнейшем тексте используется термин "*дифракционная решетка*", хотя имеется в виду прозрачная дифракционная решетка.

Дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа одинаковых отстоящих друг от друга на равных расстояниях параллельных щелей, разделенных непрозрачными промежутками, нанесенными тем или иным способом на плоскую или вогнутую оптическую поверхность. Дифракционная решетка используется в спектральных приборах в качестве диспергирующей системы для пространственного разложения электромагнитного излучения (в т.ч. света) в спектр. Фронт световой волны, падающей на дифракционную решетку, разбивается ее непрозрачными участками (штрихами) на отдельные когерентные пучки, которые, претерпев дифракцию на штрихах, интерферируют, образуя результирующее пространственное распределение света – *спектр излучения*.

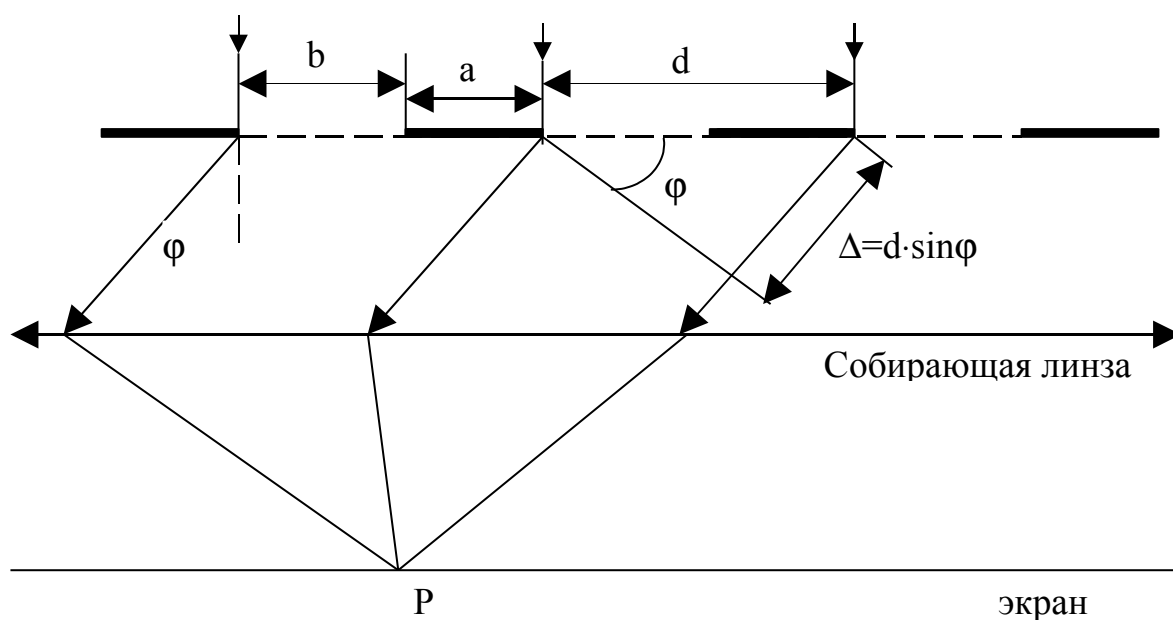


Рисунок 4

Плоская дифракционная решётка представляет собой периодическую структуру с постоянным расстоянием d между штрихами, которое называется *периодом дифракционной решетки* (рисунок 4), причем $d = a + b$, где a - ширина непрозрачной части (штриха), b - ширина щели. На рисунке 4 φ - угол дифракции, Δ - разность хода между лучами, проходящими через соседние щели при падении нормально на решетку плоской монохроматической световой волны.

Выясним характер дифракционной картины на экране. Каждая из щелей дает на экране картину, описываемую кривой, изображенной на рисунке 3. При

одинаковых углах дифракции φ колебания от всех щелей придутся на одно и то же место экрана. Независимо от положения щели, центральный максимум лежит против центра линзы. При смещении щелей параллельно экрану, дифракционная картина на экране остается неподвижной. Смещение линзы параллельно экрану при неподвижной решетке приводит к такому же смещению дифракционной картины на экране. Если бы колебания, приходящие в точку Р от различных щелей были некогерентными, результирующая картина от N щелей отличалась бы от картины, создаваемой одной щелью тем, что все интенсивности возросли бы в N раз. В случае когерентности колебаний от различных щелей результирующая интенсивность будет отлична от $N \cdot I_\varphi$.

В дальнейшем будем считать, что колебания от всех щелей когерентны. В этом случае результирующее колебание в точке Р представляет собой сумму N колебаний с одинаковой амплитудой A_φ , сдвинутых друг относительно друга по фазе на одну и ту же величину δ . Из рисунка 4 видно, что разность хода от соседних щелей равна $\Delta = d \cdot \sin\varphi$. Следовательно, разность фаз между ними равна:

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \sin\varphi = kd \cdot \sin\varphi, \quad (9)$$

где λ - длина волны в данной среде,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} - \text{волновое число.}$$

Результирующая интенсивность в точке Р получается в результате интерференции N световых лучей от N щелей. Результирующую амплитуду колебания А в точке Р найдем методом графического сложения амплитуд от N источников. Обозначим амплитуду колебаний, создаваемую щелью S_i в точке Р через A_i ($i=1..2,3,..N$), причем все амплитуды A_i равны между собой по модулю (рисунок 5).

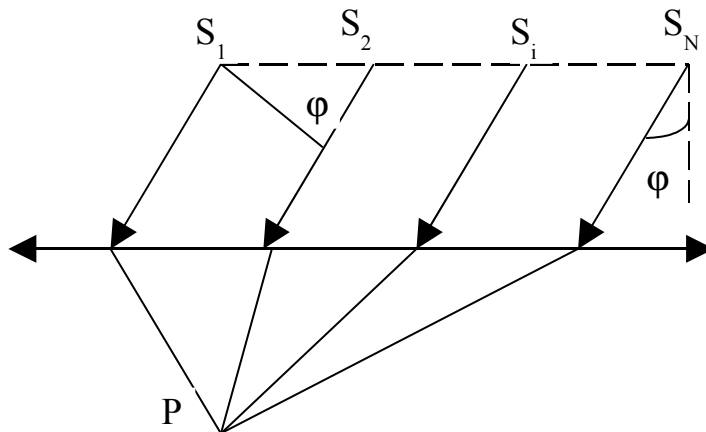


Рисунок 5

Из векторной диаграммы, полученной в результате сложения N колебаний (рисунок 6) видно, что:

$$\frac{A}{2} = R \cdot \sin\left(\frac{N\delta}{2}\right), \quad (10)$$

где R - радиус окружности с центром в точке 0, из которой результирующий вектор $\vec{A} = \sum_{i=1}^N \vec{A}_i$ виден под углом $N\delta$.

Опустим перпендикуляр из точки 0 на вектор \vec{A}_1 (рисунок 7). Из полученно-

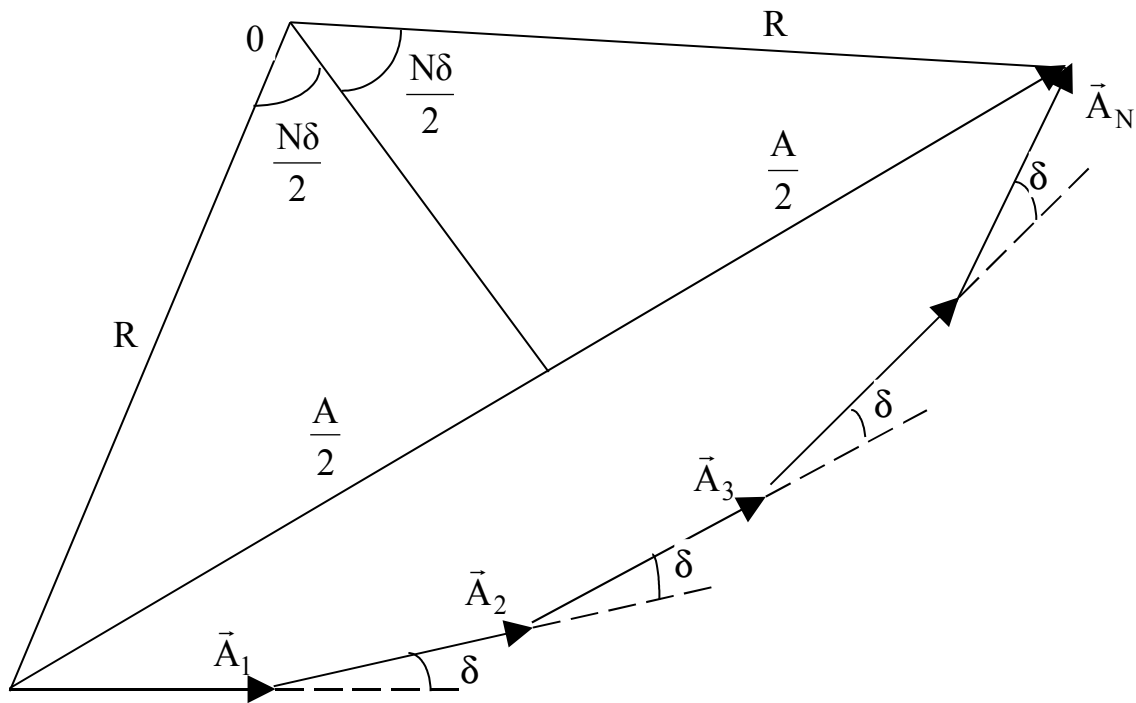


Рисунок 6

го прямоугольного треугольника находим амплитуду A_1 колебаний, создаваемую одной щелью:

$$\frac{A_1}{2} = R \cdot \sin\left(\frac{\delta}{2}\right). \quad (11)$$

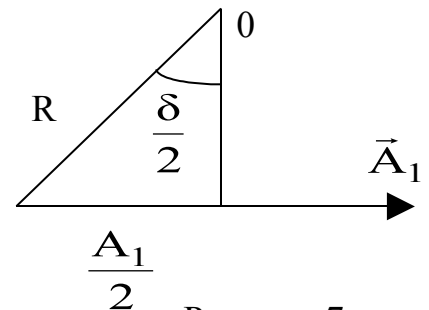


Рисунок 7

Поделив равенство (10) на равенство (11), получим соотношение

$$\frac{A}{A_1} = \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (12)$$

возведя которое в квадрат, имеем:

$$I_{\text{реш}} = I_{\phi} \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (13)$$

где $I_{\text{реш}}=A^2$ результирующая интенсивность, создаваемая решёткой, в точке P;

$I_\varphi = A_1^2$ - интенсивность от одной щели в точке Р при угле дифракции φ .

При $\delta \rightarrow 0$, $\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right) \rightarrow \frac{N\delta}{2}$, а $\sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \rightarrow \frac{\delta}{2}$, и

$$I_{\text{реш}} = I_\varphi \frac{\left(\frac{N\delta}{2}\right)^2}{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2} = N^2 I_\varphi. \quad (14)$$

Таким образом, **интенсивность волн, создаваемая N когерентными источниками, оказывается в N^2 раз больше интенсивности, создаваемой отдельным источником.**

Подставив в (13) выражение (8) для I_φ и (9) для δ получим:

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

где I_0 - интенсивность, создаваемая одной щелью против центра линзы (т.е. при $\varphi=0$).

Первый множитель в (15) обращается в нуль в точках, для которых:

$$b \cdot \sin \varphi = \pm n\lambda, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, значит, и в целом всей решеткой, равна нулю (см.(7)).

Второй множитель в (15) принимает значение N^2 (см. соотношение (14)) в точках, удовлетворяющих условию:

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (17)$$

Направления, определяемые этим условием, указывают положения максимумов интенсивности, называемых *главными*. Число m дает *порядок главного максимума*.

В справедливости условия (17) можно убедиться из простых рассуждений. Действительно, если на разности хода Δ между лучами, идущими в направлении φ от соседних щелей, укладывается целое число длин волн, то эти параллельные лучи, собираясь в фокальной плоскости собирающей линзы, взаимно усиливают

друг друга, так как фазы колебаний этих лучей одинаковы.

Кроме минимумов, определяемых условием (16) в промежутках между соседними главными максимумами имеется по $(N-1)$ -му *добавочному минимуму*. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. Направления добавочных минимумов определяются условием:

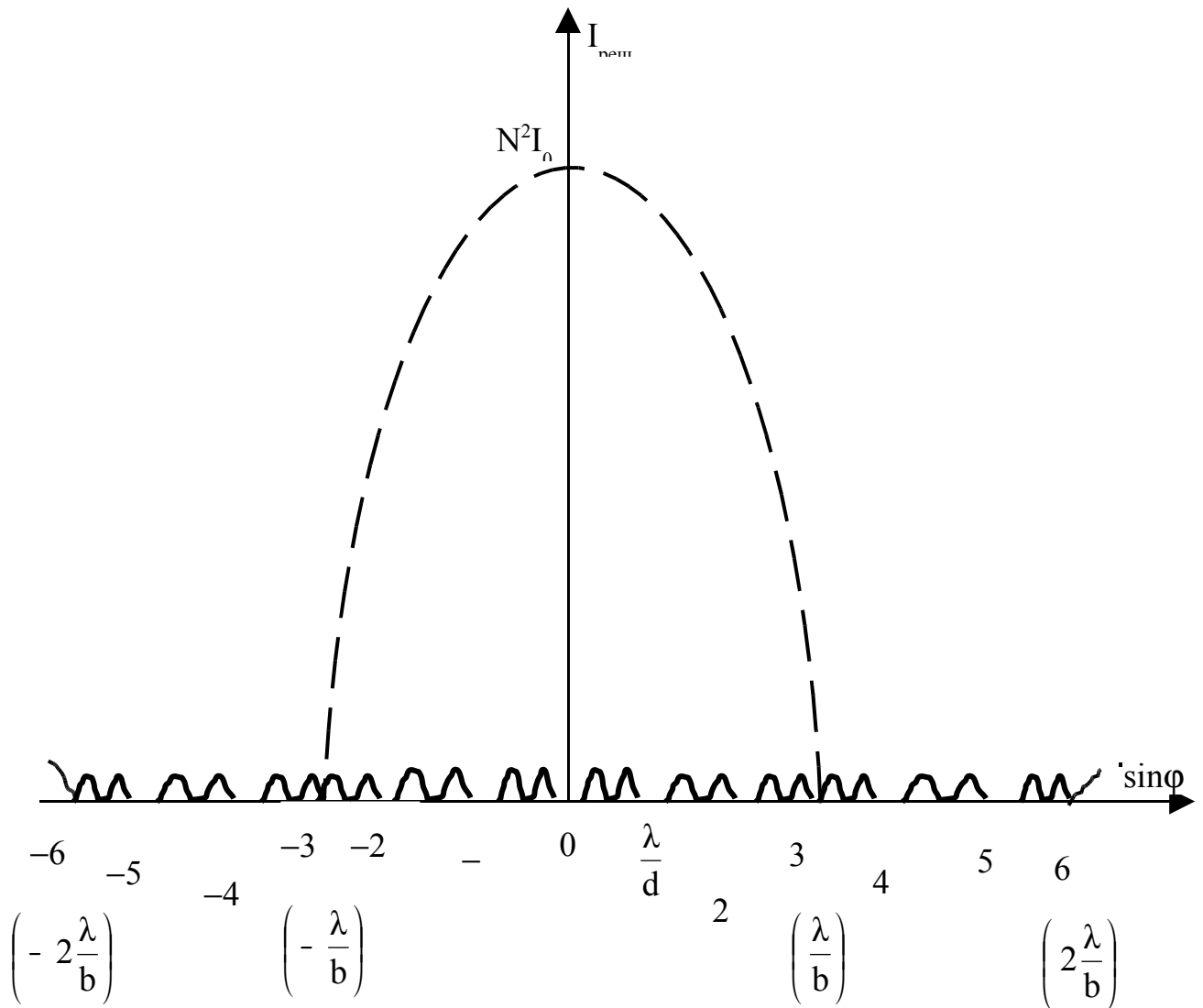


Рисунок 8

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

В (18) n' принимает все целочисленные значения кроме $0, N, 2N, \dots$, т.е. кроме тех, при которых (18) переходит в (17).

Дифракционная картина, т.е. график функции (15), при $N = 4$ и $\frac{d}{b} = 3$ имеет следующий вид (см. рисунок 8).

Как видно из рисунка 8, расплывчатые максимумы от одной щели (пунктирная огибающая повторяет распределение интенсивности от одной щели, причем интенсивность в N^2 раз больше, чем от одной щели) в случае дифракционной решетки (большого числа щелей) превращаются в резкие *узкие* максимумы, разделенные практически темными промежутками, ибо вторичные максимумы очень слабы. Резкость максимумов обеспечивает возможность надежно отличать близкие длины волн, для которых главные максимумы не будут перекрывать друг друга. Положение максимумов, определяемое формулой $d \cdot \sin \varphi = m \lambda$, зависит от длины волны λ . Другими словами, дифракционная решетка представляет собой *спектральный прибор*.

Чем меньше длина волны λ , тем меньшему значению угла φ соответствует положение максимума. Таким образом, белый свет растягивается в спектр так, что внутренний край его окрашен в фиолетовый цвет, а наружный – в красный. Значение $m=0$ определяет максимум по направлению $\varphi = 0$ для всех значений λ . Следовательно, нулевой спектр представляет собой белое изображение источника. В зависимости от спектральной однородности анализируемого света, т.е. различия крайних длин волн, его составляющих, спектры высших порядков начинают накладываться друг на друга. Так, для видимого светового излучения спектры второго и третьего порядков частично перекрывают друг друга. Применяя решетки с малым периодом и пользуясь спектрами высших порядков, можно получить значительные углы дифракции и таким образом *очень точно измерить длины волн*.

3 Характеристики спектральных приборов

Спектральные приборы позволяют определить с очень большой точностью длины волн или разницу в длинах волн двух близких спектральных линий. Для сравнения спектральных приборов и их выбора для решения конкретной физической задачи используют такие характеристики как их *дисперсия* и *разрешающая способность*.

Угловой дисперсией называют величину $D_\varphi = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda}$, где $\delta \varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta \lambda$. *Угловую дисперсию дифракционной решетки* можно найти, продифференцировав условие главного максимума $d \cdot \sin \varphi = m \lambda$, откуда $d \cdot \cos \varphi \cdot \delta \varphi = m \cdot \delta \lambda$, т.е.

$$D_\varphi = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \varphi}.$$

Линейной дисперсией называют величину $D_L = \frac{\delta L}{\delta \lambda}$, где δL – линейное расстояние на экране между спектральными линиями, отличающимися на $\delta \lambda$. Из рисунка 9 видно, что при небольших значениях угла φ можно положить $\delta L \approx f \cdot \delta \varphi$, где f – фокусное расстояние линзы, собирающей дифрагированные пучки света

на экране. Следовательно, линейная дисперсия D_L связана с угловой дисперсией D_φ соотношением: $D_L = f \cdot D_\varphi$.

РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ называют безразмерную величину $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$, где $\delta\lambda$ - минимальная разность длин волн спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются раздельно. Для дифракционной решетки

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \cdot N,$$

где m – порядок спектра,

N – число щелей, на которые падает свет.

Наличие значительной дисперсии еще не обеспечивает возможность раздельного наблюдения двух близких спектральных линий, если ширина максимума дифракционного спектра велика. На рисунке 10 показана результирующая интенсивность (сплошные кривые), наблюдаемая при наложении двух близких максимумов (пунктирные кривые). В случае (а) оба максимума воспринимаются как один. В случае (б) между максимумами лежит минимум.

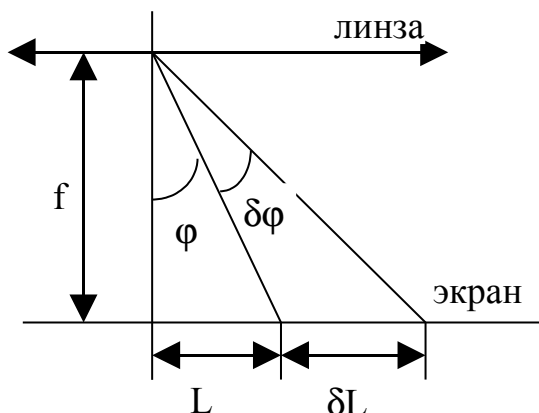


Рисунок 9

Согласно предложению Рэля условно принято считать разрешение полным, когда максимум первого горба совпадает с минимумом другого. Обычно критерию Рэля придают несколько иной вид. Если две соседние спектральные линии имеют одинаковую интенсивность и форму, то критерий Рэля означает, что минимум между линиями составляет около 80% от соседних максимумов (см. случай (б) на рисунке 10). Такой контраст устанавливает-

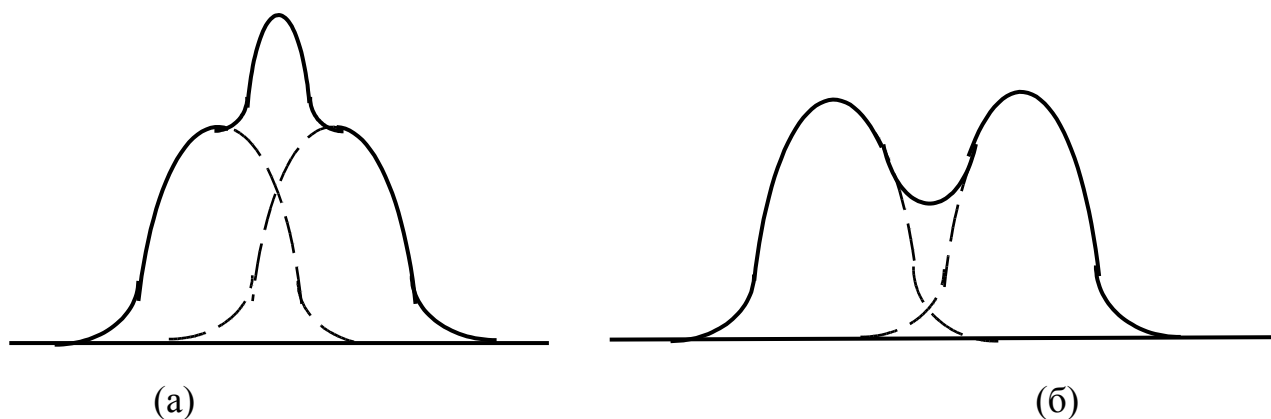


Рисунок 10

ся вполне уверенно как при визуальных, так и при объективных (фотографических и электрических) методах регистрации. Несмотря на условность, критерий

Рэляеа оказываеца вельма полезным для сравнения разрешающей способности различных приборов.

Хорошие дифракционные решетки для видимой области спектра имеют период $d \approx 0,8$ мкм и содержат около 200 тысяч штрихов (щелей) при общей длине решетки около 20 см. Большая разрешающая способность дифракционной решетки достигается за счет огромных значений N при незначительном m (2 или 3).

4 Применение явления дифракции

Путем исследования дифракционной картины можно определить *спектральный состав* излучения и измерить длины волн спектральных линий. Для определения тонкой структуры узких спектральных интервалов используют интерферометры.

Используя метод скользящего падения излучения на оптическую дифракционную решётку можно точно измерить *длину волны* монохроматического рентгеновского излучения. Изучая далее дифракцию этого излучения на естественном кристалле, можно измерить в абсолютных единицах *постоянную решетки* этого кристалла (*рентгеноструктурный анализ*). После этого такой кристалл может быть использован в рентгеновском спектрографе для измерения длин волн рентгеновского излучения и *анализа рентгеновского излучения* (*рентгеновская спектроскопия*).

5 Экспериментальная часть

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

- 1 Познакомиться с теоретическим описанием явления дифракции света.
- 2 Познакомиться с методом измерения длины световой волны с помощью дифракционной решётки.
- 3 Измерить длины световых волн для лучей красного, зеленого и фиолетового, цветов, угловую и линейную дисперсию в видимом диапазоне.

Для выполнения работы применяется установка, состоящая из осветителя 1, щелевого механизма 2, линз 3 и 5, дифракционной решётки 4 и экрана 6 с делениями (см. рисунок 11). Осветитель 1 через щель 2 испускает узкий пучок света, который, проходя через линзу 3, становится плоскопараллельным и падает нормально в виде плоской волны на дифракционную решетку 4. Экран 6 располагается в фокальной плоскости собирающей линзы 5.

1 Включите блок питания осветителя в сеть ~ 220 В.

2 Перемещением линзы 5 вдоль рельса добейтесь четкого изображения центральной полосы ($m = 0$) и спектров $m = 1$ и $m = 2$ порядков. Ослабив два винта ниже линейки (экрана с делениями), установите "0" шкалы на центральную световую полосу ($m = 0$). Получите симметричную картину относительно центра линейки.

3 Линейкой измерьте расстояние f от линзы 5 до линейки (экрана) 6.

4 Измерьте по шкале экрана средние (от значений справа и слева) расстояния

Значения λ занесите в таблицу 1.

Таблица 1

m = 1	$\bar{L}_{1\phi}, \text{ м}$	$\bar{L}_{13}, \text{ м}$	$\bar{L}_{1к}, \text{ м}$	$\varphi_{1\phi}$	φ_{13}	$\varphi_{1к}$	$\lambda_{1\phi}, \text{ м}$	$\lambda_{13}, \text{ м}$	$\lambda_{1к}, \text{ м}$
m = 2	$\bar{L}_{2\phi}, \text{ м}$	$\bar{L}_{23}, \text{ м}$	$\bar{L}_{2к}, \text{ м}$	$\varphi_{2\phi}$	φ_{23}	$\varphi_{2к}$	$\lambda_{2\phi}, \text{ м}$	$\lambda_{23}, \text{ м}$	$\lambda_{2к}, \text{ м}$
Средние значения длин волн для фиолетового, зеленого, красного цвета							$\bar{\lambda}_{\phi} = \frac{\lambda_{1\phi} + \lambda_{2\phi}}{2}$	$\bar{\lambda}_3 = \frac{\lambda_{13} + \lambda_{23}}{2}$	$\bar{\lambda}_к = \frac{\lambda_{1к} + \lambda_{2к}}{2}$

7 Сравните средние значения длин волн $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$ из таблицы 1 для лучей фиолетового, зеленого, красного цвета со справочными из таблицы 2 (учтите, что $1 \text{ м} = 10^9 \text{ нм} = 10^{10} \text{ \AA}$).

Таблица 2

Цвет	Диапазон длин волн	волн
фиолетовый	380÷450 нм	3800÷4500 \AA
зеленый	510÷550 нм	5100÷5500 \AA
красный	620÷760 нм	6200÷7600 \AA

8 Рассчитайте средние значения угловой дисперсии \bar{D}_{φ} и линейной дисперсии \bar{D}_L в видимом диапазоне для $m = 1$ порядка:

$$\bar{D}_{\varphi} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{\varphi_{1к} - \varphi_{1\phi}}{\lambda_{1к} - \lambda_{1\phi}}, \quad \bar{D}_L = \frac{\Delta L}{\Delta\lambda} = \frac{L_{1к} - L_{1\phi}}{\lambda_{1к} - \lambda_{1\phi}}.$$

Размерности дисперсий:

$$[D_{\varphi}] = [\varphi] / [\lambda] = 1 / \text{м} = \text{м}^{-1};$$

$$[D_L] = [L] / [\lambda] = \text{м} / \text{м} = 1 \text{ (т.е. безразмерная величина).}$$

9 Сделайте вывод по результатам работы.

6 Контрольные вопросы

1 Объясните сущность явления дифракции света и механизм ее возникновения.

2 Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.

3 Физические основы дифракции Фраунгофера на щели.

4. Назначение дифракционной решетки. Условие главных максимумов. Характер распределения интенсивности света на экране.

5 Характеристики спектральных приборов (дисперсия, разрешающая способность).

6 Сформулируйте критерий Рэлея.

7 Применение явления дифракции.

7 Литература, рекомендуемая для изучения физики

- 1 **Трофимова, Т.И.** Курс физики / Т.И. Трофимова.–М.: Высшая школа, 2004.–544 с.
- 2 **Савельев, И.В.** Курс общей физики: учебное пособие для вузов в 5 кн. / И.В. Савельев.–М.: Астрель, АСТ, 2002.
Кн.4: Волны. Оптика.–256 с.
- 3 **Иродов, И.Е.** Волновые процессы. Основные законы / И.Е. Иродов.–М.: Лаборатория Базовых знаний, 2001.–256 с.
- 4 **Детлаф, А.А.** Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский.–М.: Высшая школа, 2000.–718 с.
- 5 **Яворский, Б.М.** Справочное руководство по физике / Б.М. Яворский, Ю.А. Селезнев.–М.: Наука, 1989.–576 с.
- 6 **Сивухин, Д.В.** Общий курс физики: учебное пособие для вузов в 5 т. / Д.В. Сивухин.–М.: ФИЗМАТЛИТ МФТИ, 2002.
Т.4: Оптика.–792 с.
- 7 **Ландсберг, Г.С.** Оптика / Г.С. Ландсберг. –М.: Наука. 1976.–928 с.
- 8 **Физическая энциклопедия** / Гл. ред. А.М. Прохоров.–М.: Большая Российская энциклопедия, 1988.
Т.1: Ааронова – длинные.–704 с.
- 9 **Трофимова, Т.И.** Сборник задач по курсу физики с решениями / Т.И. Трофимова, З.Г. Павлова.–М.: Высшая школа, 2003.–591 с.