

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

- Цель работы:**
1. Изучение принципа работы дифракционной решетки.
 2. Определение периода дифракционной решетки.
 3. Определение спектральных характеристик дифракционной решетки.

В современной оптической спектроскопии широко применяются приборы, действие которых основано на явлениях многолучевой интерференции и дифракции – интерферометры и дифракционные спектрометры.

В первой части работы мы познакомились с принципом действия и основными характеристиками наиболее распространенного из интерференционных спектральных приборов – интерферометра Фабри – Перо. Сейчас познакомимся с дифракционным спектральным аппаратом, диспергирующим элементом которого является дифракционная решетка.

1. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА НА ЩЕЛИ

Под дифракцией света понимают любое отклонение от прямолинейного распространения света, если оно не может быть истолковано как результат отражения, преломления или искривления световых волн в средах с непрерывно меняющимся показателем преломления. Дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

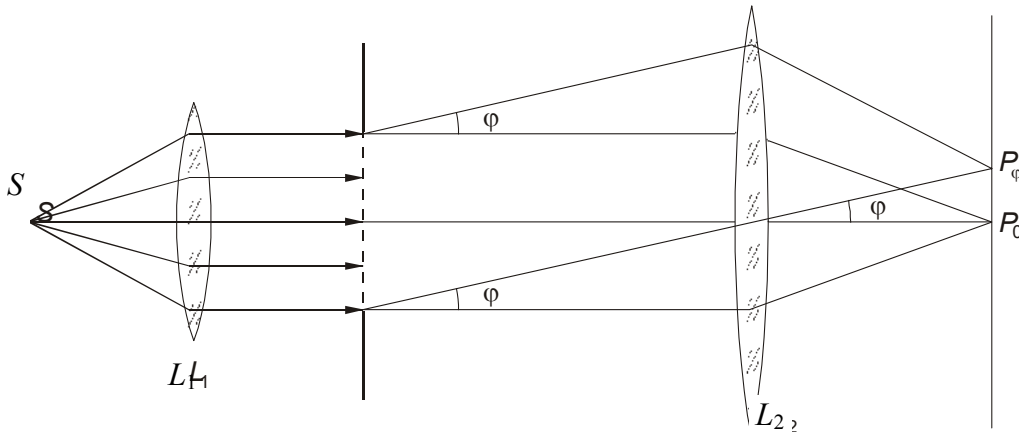
Дифракционная задача сводится к нахождению решения уравнений Максвелла, удовлетворяющего соответствующим граничным условиям.

В большинстве случаев, представляющих практический интерес, из-за математических трудностей приходится прибегать к приближенному методу, предложенному Френелем. Френель показал, что явление дифракции можно объяснить с помощью построения Гюйгенса и применения принципа интерференции.

Согласно построению Гюйгенса каждую точку волнового фронта можно считать центром вторичного возмущения, которое вызывает элементарные сферические волны, а волновой фронт в любой более поздний момент времени – огибающей этих волн. Френель для объяснения явления дифракции дополнил построение Гюйгенса утверждением, что вторичные волны интерферируют между собой. Это сочетание построения Гюйгенса с принципом интерференции называется принципом Гюйгенса – Френеля.

Наибольший практический интерес представляют дифракционные явления, наблюдаемые при падении на экран (или на отверстия в экране)

параллельного пучка света. В результате дифракции пучок утрачивает параллельность, т. е. появляется свет, распространяющийся в направлениях, отличных от первоначального. Распределение его интенсивности на очень большом (в пределе – бесконечно большом) расстоянии от экрана соответствует дифракции Фраунгофера. Волны, возникающие в результате ограничения фронта падающей плоской волны при прохождении сквозь отверстие в экране, называют дифрагированными, а нормали

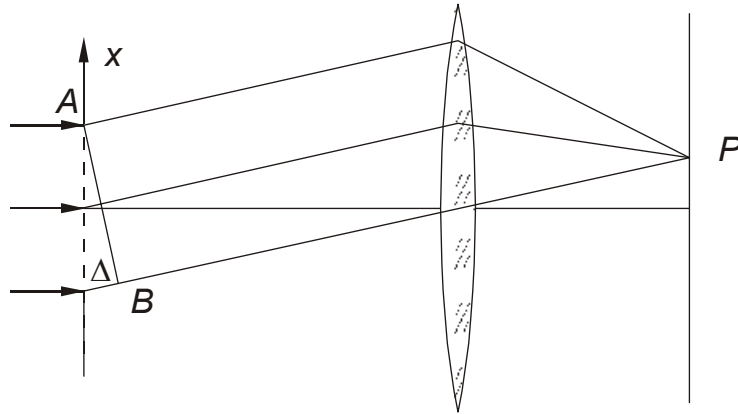


Р и с. 1

к их волновым поверхностям – дифрагированными лучами. Они не описываются в рамках геометрической оптики. Возникновение дифрагированных волн при прохождении через отверстие означает, что волна с ограниченной площадью поперечного сечения не может быть строго плоской. Разложение волны с ограниченным фронтом на сумму плоских волн (т. е. пространственное разложение Фурье) содержит слагаемые с волновыми векторами различных направлений. Эти слагаемые и соответствуют дифрагированным волнам.

Практически дифракцию Фраунгофера наблюдают не в «бесконечности», а в фокальной плоскости объектива или с помощью зрительной трубы, установленной на бесконечность. Схема опыта показана на рис. 1. Падающий на экран параллельный пучок можно получить, если точечный источник S поместить в фокус линзы L_1 (формирующая параллельный пучок линза L_1 называется коллиматором). Каждый дифрагированный пучок параллельных лучей соберется линзой L_2 в маленькое пятно. Такие максимумы интенсивности будут расположены вдоль прямой, перпендикулярной к оси щели и лежащей в фокальной плоскости линзы L_2 . В этой плоскости помещают экран для наблюдения дифракционной картины.

Рассмотрим сначала простой, но практически важный случай, когда отверстие в экране имеет вид узкой длинной щели с параллельными краями (рис. 2). Будем считать, что размер волновой поверхности в направлении вдоль щели ограничен только диаметром объектива, и если вносимую им дополнительную дифракцию не принимать во внимание, то волны дифрагируют только в направлениях, перпендикулярных щели.



Р и с. 2

Распределение интенсивности в дифракционной картине можно найти с помощью принципа Гюйгенса – Френеля. Задача состоит в определении E_p в любой точке P за экраном. При этом под E будем понимать любую из компонент векторов \vec{E} или \vec{H} электромагнитного поля световой волны. Проведем поверхность, закрывающую отверстие в экране и ограниченную краями отверстия. Разделим эту поверхность на элементарные участки, малые по сравнению с размерами отверстия, но большие по сравнению с длиной волны. Эти элементарные участки представим в виде узких длинных полосок, параллельных краям щели. В том случае, если ширина полосок одинакова, то и площади их будут равными. Можно считать, что каждый из этих участков сам становится источником световых волн, распространяющихся во всех направлениях.

Напряженность dE , создаваемая элементарным участком в точке наблюдения P , пропорциональна площади этого участка и напряженности на самом участке, которая создается первичным источником. Надо заметить, что при приближенном решении этой задачи по методу Френеля делается предположение, что напряженность в точках отверстия такова, какой она была бы в случае свободного распространения волны от источника при отсутствии какого бы то ни было экрана, и что в точках, на-

ходящихся непосредственно за экраном, напряженность поля равна нулю.

Так как ширина и площадь всех элементарных участков одинакова и все участки имеют одинаковый наклон к направлению наблюдения, то амплитуды вторичных волн равны. При вычислении вклада некоторого участка в результирующее поле E_p нужно учесть изменение фазы вторичной волны при ее распространении от элемента к точке наблюдения. Соотношение фаз вторичных волн в точке P будет таким же, как и в любой плоскости, перпендикулярной их направлению до линзы, например в плоскости AB (рис. 2). Из рис. 2 видно, что при нормальном падении света на щель начальные фазы всех вторичных источников одинаковы, так как вспомогательная поверхность, которой мы мысленно закрыли щель, совпадает с фронтом падающей волны.

С учетом всего сказанного, рассчитаем полное поле в точке P как суперпозицию полей вторичных волн от всех элементов поверхности, закрывающей щель в экране. Обозначим ширину щели b , а ширину элементарного участка dx , тогда $b = Ndx$, где N – число элементарных участков. Направление наблюдения зададим углом φ . Запишем вторичные волны от всех элементов щели. Пусть для самого крайнего элемента, расположенного вблизи края щели (точки A), имеем:

$$dE_1 = A_0 e^{i\omega t},$$

где A_0 – амплитуда вторичных волн. Вторичная волна от следующего элемента будет иметь такую же амплитуду, но она будет отставать по фазе по отношению к предыдущей волне на некоторую величину δ_0 , т. е.

$$dE_2 = A_0 e^{i(\omega t - \delta_0)}.$$

Аналогично для третьего элемента

$$dE_3 = A_0 e^{i(\omega t - 2\delta_0)}$$

и для N -го

$$dE_N = A_0 e^{i(\omega t - (N-1)\delta_0)} \cdot e$$

Результат суперпозиции всех вторичных волн представится формулой:

$$E_p = dE_1 + dE_2 + \dots + dE_N = A_0 e^{i\omega t} \left[1 + e^{-i\delta_0} + \dots + e^{-i(N-1)\delta_0} \right]. \quad (1)$$

В скобках получилась геометрическая прогрессия, знаменатель которой $q = e^{-i\delta_0}$.

Формулу (1) перепишем в виде:

$$\begin{aligned}
E_p &= A_0 e^{i\omega t} \frac{1 - e^{-iN\delta_0}}{1 - e^{-i\delta_0}} = A_0 e^{i\omega t} \frac{e^{-i\delta_0 N/2} (e^{i\delta_0 N/2} - e^{-i\delta_0 N/2})}{e^{-i\delta_0/2} (e^{i\delta_0/2} - e^{-i\delta_0/2})} = \\
&= A_0 \frac{\sin(N\delta_0/2)}{\sin(\delta_0/2)} e^{i[\omega t - (N-1)\delta_0/2]} .
\end{aligned} \tag{2}$$

Из формулы (2) следует, что амплитуда результирующего колебания в точке P , обусловленного вторичными волнами от всей щели шириной b , определяется выражением:

$$E_0(\varphi) = A_0 \frac{\sin(N\delta_0/2)}{\sin(\delta_0/2)} . \tag{3}$$

Преобразуем это выражение. Понятно, что $N\delta_0 = \delta$, где δ – сдвиг фаз вторичных волн от крайних элементов щели. Его можно представить, согласно рис. 2, так:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} b \cdot \sin \varphi . \tag{4}$$

Если число элементов N , на которые мы разбили щель, очень велико, то

$$\sin \frac{\delta_0}{2} = \sin \frac{\delta}{2N} \approx \frac{\delta}{2N} .$$

Тогда формула (3) переписывается так:

$$E_0(\varphi) = A_0 N \frac{\sin \delta/2}{\delta/2} = E_0 \frac{\sin U}{U} , \tag{5}$$

где $E_0 = A_0 N$ амплитуда суммарного возмущения при $\varphi = 0$, т. е. по направлению падающей волны, а

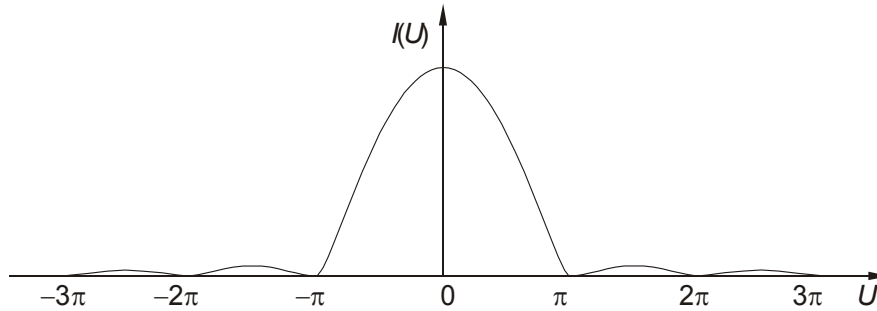
$$U = \frac{\delta}{2} = \frac{kb \sin \varphi}{2} = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} . \tag{6}$$

Тогда зависимость интенсивности дифрагированного света от угла φ определяется выражением:

$$I(\varphi) = [E_0(\varphi)]^2 = I_0 \left(\frac{\sin U}{U} \right)^2 , \tag{7}$$

где I_0 – интенсивность света при $\varphi = 0$.

График распределения интенсивности света по направлениям приведен на рис. 3. В центре дифракционной картины интенсивность макси-



Р и с. 3

малы и равна I_0 . При $U = m\pi$, где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ интенсивность равна нулю. Направления φ_m на эти минимумы, как видно из (6), определяются условием:

$$b \sin \varphi_m = m\lambda. \quad (8)$$

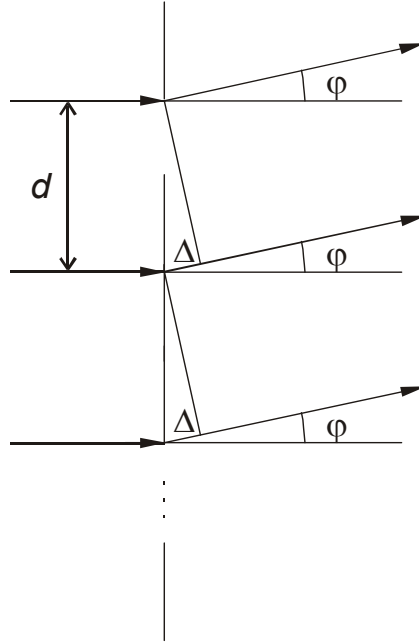
2. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Рассмотрим периодическую структуру, состоящую из множества (до сотен тысяч) одинаковых равноотстоящих параллельных щелей, сделанных в непрозрачном экране. Такая структура называется дифракционной решеткой. Пусть дифракционная решетка имеет N щелей, ширина каждой из них b , промежуток между щелями a , период решетки $d = a + b$. С помощью решетки осуществляется многолучевая интерференция дифрагированных пучков света, исходящих от щелей решетки при ее когерентном освещении. Дифракционная картина наблюдается по методу Фраунгофера, т. е. либо на бесконечно удаленном экране, либо в фокальной плоскости линзы, поставленной на пути дифрагированного света.

Найдем в этом случае распределение интенсивности по углам дифракции φ . Предположим, что на решетку, перпендикулярно к ее поверхности, падает плоская монохроматическая волна (рис. 4).

Разность хода между дифрагированными волнами, исходящими из соседних щелей решетки, будет $\Delta = d \sin \varphi$, а разность фаз — $\delta = k\Delta = k d \sin \varphi$, где φ — угол дифракции. Обозначим, как и раньше, через E_1 , возмущение, создаваемое в точке наблюдения первой щелью. Оно определяется формулой

$$E_1 = E_0 \frac{\sin U}{U} e^{i\omega t}.$$



Р и с. 4

Возмущения, создаваемые остальными щелями, представляются выражениями:

$$E_2 = E_1 e^{-i\delta}, \quad E_3 = E_1 e^{-2i\delta}, \quad \dots, \quad E_N = E_1 e^{-(N-1)i\delta}.$$

Полное поле, создаваемое по этому направлению всеми щелями, можно записать в виде суммы

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 + \dots + E_N = E_1 (1 + e^{-i\delta} + \dots + e^{-(N-1)i\delta}) = E_1 \frac{1 - e^{-iN\delta}}{1 - e^{-i\delta}} = \\ &= E_1 \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} e^{\frac{-i(N-1)\delta}{2}} = \left\{ E_0 \frac{\sin U}{U} \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right\} e^{i \left[\omega t - \frac{(N-1)\delta}{2} \right]}. \end{aligned} \quad (9)$$

Модуль выражения, стоящего в фигурных скобках, определяет амплитуду суммарного возмущения.

$$A = E_0 \frac{\sin U}{U} \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}. \quad (10)$$

Возведя амплитуду в квадрат, определим искомую интенсивность дифрагированного света

$$I = I_0 \left[\frac{\sin U}{U} \right]^2 \left[\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2, \quad (11)$$

где
$$U = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}, \quad \delta = \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}.$$

Второй сомножитель в (11) описывает дифракцию на одной щели (рис. 5,а). Проанализировав его, получим условие главных дифракционных минимумов:

$$b \sin \varphi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12)$$

Третий сомножитель в (11) определяет интерференцию параллельных пучков без учета дифракции (рис. 5, б). Из него следуют условия главных максимумов

$$d \sin \varphi = m\lambda \quad (13)$$

и условие дополнительных интерференционных минимумов

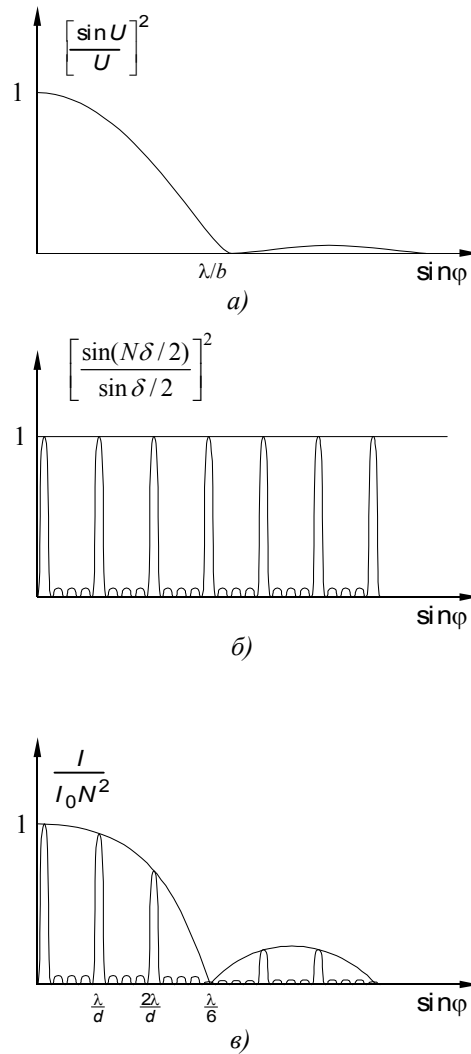
$$d \sin \varphi = m\lambda + \frac{P\lambda}{N} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; P = 1, 2, \dots, N-1). \quad (14)$$

График распределения пронормированной к единице относительной интенсивности, определяемой соотношением (11), представлен на рис. 5,в. Формулы (11 – 14) – основные в теории дифракционной решетки.

Условие (13) определяет направления, в которых излучения от всех щелей решетки приходят в точку наблюдения в одинаковых фазах, а поэтому усиливают друг друга. По этим направлениям получаются максимумы, интенсивность которых в N^2 раз превосходит интенсивность волны от одной щели в том же направлении. Целое число m называют порядком главного максимума, или порядком спектра. Из условия (13) видно, что угол φ , под которым наблюдается определенный максимум, зависит не только от параметра решетки, но и от длины волны света. Это позволяет использовать дифракционную решетку для разложения излучения на монохроматические составляющие, т. е. в спектр.

Когда $d \sin \varphi = m\lambda$, то $\delta/2 = k\pi$ и множитель $\left[\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2$ принимает неопределенный вид. Раскрыв неопределенность, получим на основе (11) интенсивность m -го максимума:

$$I_m = I_0 N^2 \left[\frac{\sin U}{U} \right]^2. \quad (15)$$



Р и с. 5

Подставив $\sin \varphi = (m\lambda)/d$ в $U = (\pi b \sin \varphi)/\lambda$, перепишем (15) следующим образом:

$$I_m = I_0 N^2 d^2 \frac{\sin^2(k\pi b/d)}{\pi^2 b^2 m^2}. \quad (16)$$

Анализ этой формулы приводит к следующим выводам:

1. Интенсивность в главных максимумах в N^2 раз превосходит интенсивность, создаваемую по этим направлениям одной щелью.
2. $I_m \sim 1/m^2$, т. е. с увеличением порядка максимума резко уменьшается его интенсивность. В решетках с профилированным штрихом можно добиться того, чтобы основной поток энергии дифрагировавшего света концентрировался в каком-то определенном направлении.

3. Интенсивность в m -ом максимуме существенно зависит от отношения b/d . При $(b/d)m = l$, где l – целое число, выражение (16) обращается в нуль, т. к. $\sin(l\pi) = 0$, т. е. интенсивность в этом максимуме равна нулю. В данном случае совпадают условия возникновения главного максимума дифракционной картины на N щелях и минимума дифракции на каждой щели. Так, например, при $b/d = 1/3$ выпадает каждый третий максимум в дифракционной картине, что и показано на рис. 5, в.

Из выражения (11) следует, что между двумя главными максимумами должно возникать $(N - 1)$ минимумов, когда $\sin(N\delta/2) = 0$, а $\sin(\delta/2) \neq 0$, что и определяет условие минимумов (14). Между этими минимумами должны находиться побочные, или дополнительные, максимумы, в которых интенсивность света при достаточно большом N очень мала по сравнению с интенсивностями главных максимумов.

Согласно формулам (13) и (14) угловое расстояние между любым главным максимумом и соседним минимумом определяется требованием, чтобы разность хода возросла на λ/N , т. е. $\Delta(d\sin\varphi) = \lambda/N$, откуда $d\cos\varphi \cdot \Delta\varphi = \lambda/N$, так что $\Delta\varphi = \lambda/(Nd\cos\varphi)$. При не очень больших углах дифракции ($\cos\varphi \approx 1$) резкость (полуширина) главных максимумов не зависит от порядка спектра и равна

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{Nd}. \quad (17)$$

Из формулы (17) следует, что резкость главных максимумов тем больше, чем больше Nd , т. е. чем больше общая ширина решетки. При заданном периоде решетки d резкость главных максимумов возрастает ($\Delta\varphi$ уменьшается) с ростом числа штрихов N .

3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Основными характеристиками дифракционной решетки, как и других спектральных аппаратов, являются:

- угловая дисперсия D_φ ;
- дисперсионная область $\Delta\lambda$;
- разрешающая способность R .

1. **Угловая дисперсия** решетки находится дифференцированием выражения (13) по длине волны λ . Получаем

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi} = \frac{tg\varphi}{\lambda}. \quad (18)$$

Следовательно, угловая дисперсия не зависит от параметров решетки, а определяется, помимо длины волны, только углом φ .

2. **Дисперсионная область.** Пусть длины волн падающего излучения лежат в спектральном интервале от λ до $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$. Если правый конец спектра $(m+1)$ -го порядка для длины волны λ совпадает по своему положению с левым концом спектра m -го порядка для длины волны λ' , тогда можно записать, что

$$\begin{aligned} d \sin\varphi &= m\lambda', \\ d \sin\varphi &= (m+1)\lambda. \end{aligned}$$

Отсюда $m\lambda' = (m+1)\lambda$, а, следовательно,

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \lambda / m. \quad (19)$$

При заданной длине волны она определяется только порядком спектра m . Чем больше m , тем уже дисперсионная область. Поскольку в дифракционных решетках используются спектры низких порядков, то решетки характеризуются широкими областями дисперсии. Они пригодны для исследования широких участков спектра. В этом основное преимущество дифракционных решеток перед интерференционными спектральными аппаратами, у которых из-за высоких порядков m дисперсионные области очень узкие.

3. Для решетки Рэлея предложил следующий критерий спектрального разрешения. Спектральные линии с близкими длинами волн λ и λ' считаются разрешенными, если главный максимум дифракционной картины для одной длины волны совпадает по своему положению с первым дифракционным минимумом в том же порядке для другой длины волны.

На основании формул (13) и (14) можно написать

$$\begin{aligned} d \sin\varphi &= \left(m + \frac{1}{N}\right)\lambda, \\ d \sin\varphi &= m\lambda'. \end{aligned}$$

Отсюда $\left(m + \frac{1}{N}\right)\lambda = m\lambda'$ и, следовательно, $\delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{\lambda}{mN}$.

Разрешающая способность

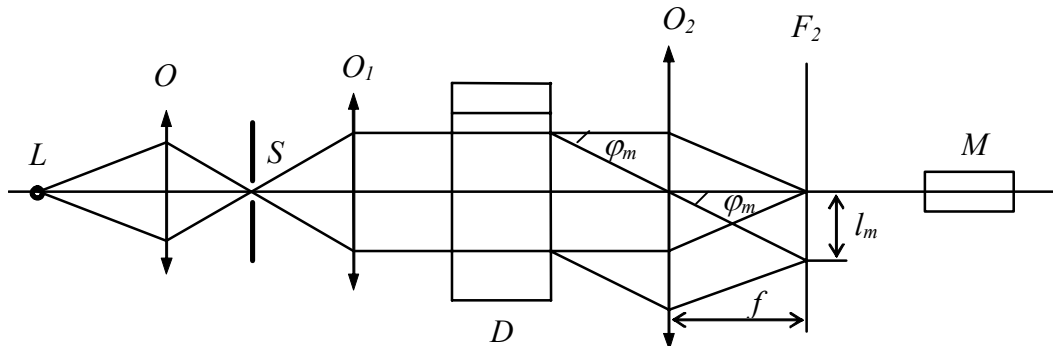
$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN, \quad (20)$$

где N – число штрихов решетки.

Для повышения разрешающей способности можно либо увеличивать число штрихов N , либо повышать порядок интерференции. Первый путь используется в дифракционных решетках, второй – в интерференционных спектральных приборах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Оптическая схема установки для наблюдения дифракции света на дифракционной решетке представлена на рис. 6



Р и с. 6

Источник света L , в качестве которого используется ртутная лампа ДРШ-250, через конденсор O освещает щель S , расположенную в фокальной плоскости объектива O_1 . Выходящий из объектива O_1 параллельный пучок света проходит через дифракционную решетку D и в фокальной плоскости F_2 второго объектива O_2 образуется изображение щели S , которая в дальнейшем играет роль источника света. В фокальной плоскости второго объектива O_2 (фотообъектив «Гелиос») образуется дифракционная картина, наблюдаемая при помощи микроскопа M , снабженного окулярным микрометром.

Из формулы (13) видно, что положение максимума определенного порядка m зависит от длины волны света. Т. к. источник света (ртутная лампа) излучает дискретный набор длин волн, то каждый порядок максимума (кроме $m = 0$) разлагается в спектр, а число m называют порядком спектра. Поэтому дифракционная картина представляет собой дискретный набор изображений щели S , представленных в различных цветах. При этом этот дискретный набор повторяется несколько раз.

Работу выполняют в такой последовательности. Включают в сеть блок питания ртутной лампы. На передней панели блока питания включают тумблеры “Сеть” и тумблер “Лампа ДРШ” и нажимают кнопку “Пуск”. Через 10–15 минут, когда излучение лампы стабилизируется, приступают к измерениям.

ВНИМАНИЕ! Ртутная лампа – мощный источник ультрафиолетового излучения.

Кроме того, во время работы лампы в ней развивается высокое давление, поэтому обращаться с ней надо осторожно. Повторное включение лампы разрешается после ее охлаждения.

Наблюдая в окуляр микроскопа, убеждаются в наличии дифракционной картины в виде последовательности четких изображений щели S . Четкость изображений в небольших пределах можно менять, вращая кольцо настройки фотообъектива O_2 , или перемещая измерительный микроскоп M вдоль оптического рельса.

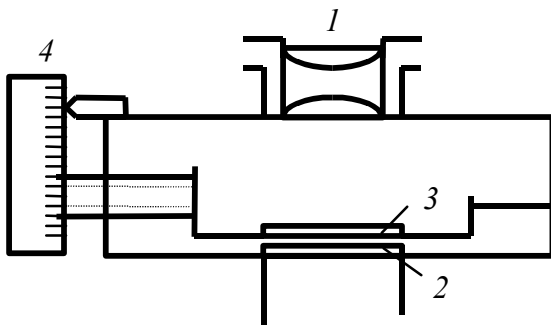
В случае необходимости настройку установки можно производить в следующем порядке. Убирают с оптической скамьи решетку, объектив O_2 и микроскоп M . Изменяя расстояние между объективом O_1 и щелью S , добиваются того, чтобы из объектива выходил параллельный пучок света. Параллельность пучка контролируется с помощью зрительной трубы, настроенной на бесконечность. Затем обратно устанавливают на скамью решетку, объектив и микроскоп, фокусируя его на изображение щели S , образующееся в фокальной плоскости F_2 объектива O_2 .

Четкость дифракционных полос зависит от ряда факторов:

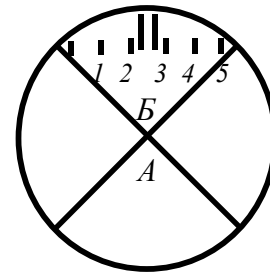
- от ширины щели S ;
- от наклона ее по отношению к вертикали;
- от угла наклона решетки к падающему пучку световых лучей.

Обычно оптимальные условия наблюдения подбираются экспериментально. После настройки установки переходят к измерениям. При помощи микроскопа, снабженного окулярным микрометром, измеряют расстояние между нулевым (белая полоска) и дифракционным максимумами всех высших порядков, расположенных справа для трех цветов (синий, зеленый, желтый). Длины волн спектральных линий атома ртути указаны в приложении. Чтобы зафиксировать все максимумы, микроскоп нужно сместить в направлении, перпендикулярном к оптической оси, с помощью винта, расположенного у основания столика, на котором крепиться микроскоп.

Окулярный микрометр представляет собой окуляр 1 , в который вмонтирована измерительная шкала 2 (рис. 7). Шкала расположена точно в плоскости действительного изображения, создаваемого объективом микроскопа, и вместе с этим изображением рассматривается через окуляр. При вращении измерительного барабана 4 , в поле зрения окулярного микрометра, как показано на рис. 8, перемещается крестообразный указатель A и связанный с ним индекс в виде двойной линии B , которые выгравированы на нижней стороне стеклянной пластинки 3 (рис. 7).



Р и с. 7



Р и с. 8

Принцип измерения состоит в том, что вращением измерительного барабана 4 (рис. 7) совмещают перекрестие крестообразного указателя с серединой нулевого дифракционного максимума (изображение щели S в виде белой полоски) и замечают при этом его координату. Причем целые деления показывает индекс B (рис. 8) непосредственно в поле зрения, а сотые – указатель на шкале барабана. Точно таким же образом находят координаты любого дифракционного максимума высшего порядка. Разность двух координат, умноженная на цену деления, будет равна линейному расстоянию между данными дифракционными максимумами. Цена деления зависит только от объектива и определяется предварительно с помощью объект-микрометра, а грубо может быть оценена с помощью обычной миллиметровой линейки.

ЗАДАНИЕ

1. Ознакомиться с принципом работы установки и подготовить ее к работе, как описано выше.
2. Измерить расстояние между нулевым и дифракционными максимумами всех высших порядков для трех световых волн (синий, зеленый, желтый). В спектрах высоких порядков, где разрешается желтый дублет атомов ртути, фиксировать положение двух компонент дублета.
3. Результаты измерений представляют в виде графиков, откладывая по оси ординат расстояние до дифракционных максимумов различных порядков l_m , а по оси абсцисс – номера соответствующих порядков m . В случае разрешения дифракционной картины по цветам графики строят для каждого цвета в отдельности.

По наклону графиков с помощью формулы

$$d = \lambda f \frac{(m_2 - m_1)}{(l_{m_2} - l_{m_1})} \quad (21)$$

определяют период решетки, на которой происходила дифракция.

Параметр f – фокусное расстояние объектива O_2 (рис. 6); λ – длина световой волны. Формула (21) получена из формулы (13) в предположении, что $\sin \varphi_m \approx \operatorname{tg} \varphi_m = l_m / f$.

4. По результатам измерений двух близких желтых линий дублета определить угловую дисперсию решетки, измеренную в угловых минутах на ангстрем ($\overset{\circ}{\text{Å}}$), учитывая, что для близких линий

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

5. Для этой же области рассчитать линейную дисперсию, выраженную в мм/ $(\overset{\circ}{\text{Å}})$ при $f=58$ мм.

$$D_l = f \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

6. Угловую дисперсию, разрешающую способность решетки для того же спектрального участка рассчитать по формулам (18), (20). Сравнить между собой полученные результаты.
7. Сместить измерительный микроскоп вдоль оптического рельса и найти изображение самой решетки. Оценить период решетки, зная цену деления окулярного микрометра, и измерив расстояние между штрихами.

Параметры установки:

1. Цена деления микрометра $\alpha = 0,118$ мм/дел.
 2. Фокусное расстояние объектива $f = 0,058$ м.
- Параметры установки могут быть изменены.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дайте определение дифракции света.
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля.
3. Нарисуйте опытную схему наблюдения дифракции Фраунгофера и объясните назначение всех элементов.
4. Что собой представляет дифракционная решетка? Запишите формулу решетки.
5. Дайте определение основных характеристик дифракционного спектрального аппарата.
6. Каким условием определяется наибольший порядок спектра решетки?

ЛИТЕРАТУРА

1. *Калитеевский И.* Волновая оптика. М.: Высш. шк., 1995 г.
2. *Ландсберг Г. С.* Оптика. М.: Наука, 1976 г.
3. *Ахманов С. К., Никитин С. Ю.* Физическая оптика: Изд-во МГУ, 1998 г.
4. Под ред. Кембровского Г. С. Физический практикум / Мн.: Университетское, 1986 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Длины волн спектральных линий атомов ртути в видимой части спектра

λ , Å	Цвет	Интенсивность
4046,77	фиолетовый	7
4077,8	фиолетовый	7
4339,01	синий	6
4347,50	синий	6
4358,34	синий	10
4916,0	сине-зеленый	10
5460,72	зеленый	10
5769,60	желтая	10
5790,66	желтая	10
6123,46	красная	5
6234,35	красная	4