

010502. Дифракция лазерного излучения

Цель работы: Определение ширины щели и постоянной дифракционных решеток по дифракционным картинам на экране наблюдения

Требуемое оборудование:

Модульный учебный комплекс МУК-ОВ

Краткое теоретическое введение

Дифракцией называют все отклонения от прямолинейного распространения света. Наиболее отчетливые дифракционные эффекты возникают при распространении света близ непрозрачных препятствий. Дифракция происходит во всех случаях, когда изменение амплитуды или фазы световой волны не одинаково на всей поверхности волнового фронта. Поэтому она возникает при любом – амплитудном или фазовом – локальном нарушении волнового фронта. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Дифракция, как и интерференция, служит доказательством волновой природы света. В большинстве случаев, имеющих практическое значение, дифракция достаточно точно и просто моделируется на основе принципа Гюйгенса-Френеля.

Различают два случая дифракции. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие и лучи, идущие в точку наблюдения образуют практически параллельные пучки, говорят о дифракции Фраунгофера или о дифракции в параллельных пучках. В противном случае говорят о дифракции Френеля или о дифракции в сходящихся пучках. Дифракционную картину Френеля достаточно просто объяснить на основе метода зон Френеля.

На практике часто дифракционную картину Фраунгофера наблюдают на экране при помощи линзы, устанавливаемой перед экраном так, что он находится в ее фокальной плоскости. Количественный расчет дифракционной картины Фраунгофера значительно проще расчета картины Френеля [1].

Исследование дифракции Фраунгофера на щели

На рис.1 показаны поперечное сечение щели шириной b , образованной в некотором светонепроницаемом препятствии, собирающая линза L , экран \mathcal{E} , а также ход выбранных для рассмотрения дифрагированных световых лучей. На рисунке обозначены: C – центр линзы, F – фокусное расстояние линзы, φ - угол дифракции лучей.

На щель шириной b по нормали падает плоская монохроматическая световая волна. Ее волновая поверхность в щели характеризуется вектором напряженности электрического поля

$$\vec{E}_b = \vec{E}_{mb} \cos \omega t \text{ и интенсивностью } I_b = \alpha E_{mb}^2, \text{ где } \alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}.$$

Разделив волновую поверхность в щели на N одинаковых участков шириной $s = b/N$ (на рис.1 $N = 4$). По принципу Гюйгенса-Френеля [1], каждый такой участок считаем когерентным источником вторичных волн, вектор напряженности электрического поля которых в плоскости щели $\vec{E} = \vec{E}_m \cos \omega t$, где $E_m = E_{mb} / N$.

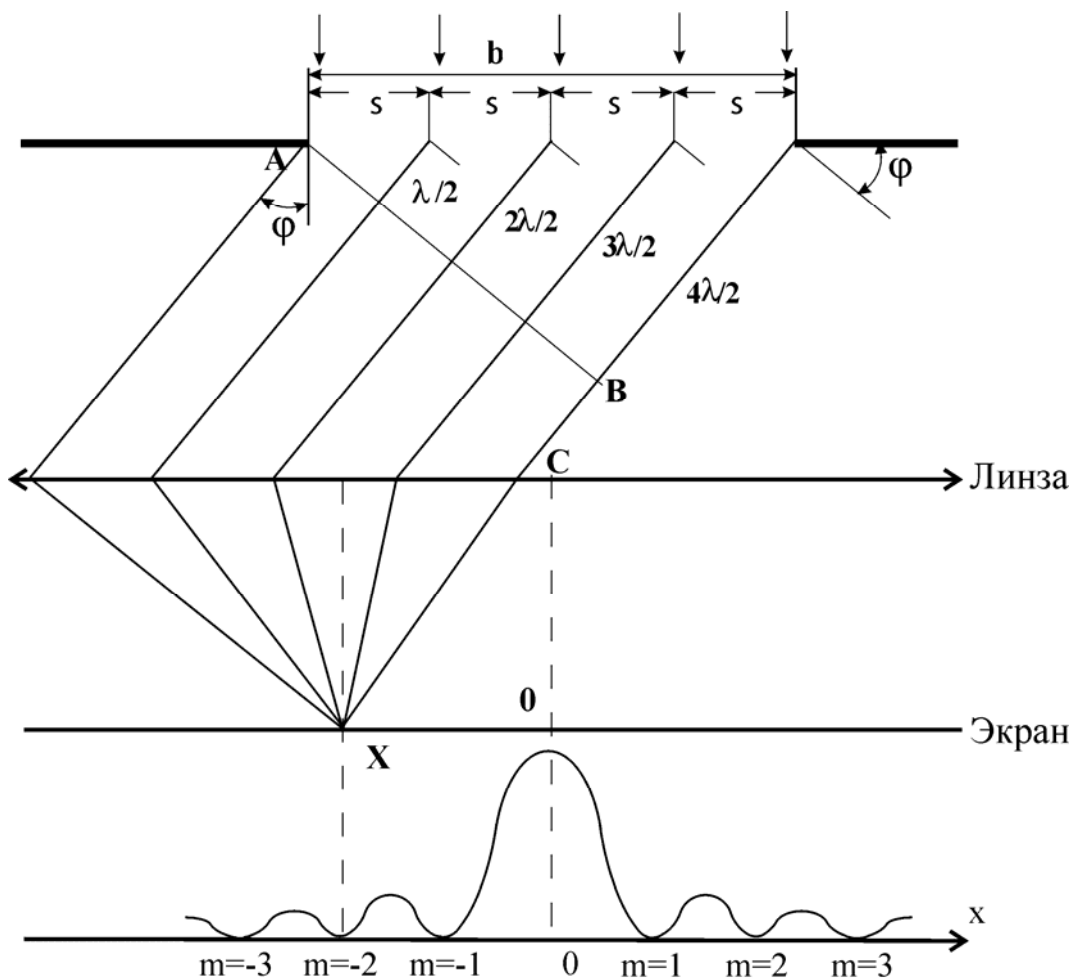


Рис.1

Для лучей всех вторичных источников, направленных под углом φ относительно нормали к щели, вектор напряженности электрического поля

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{m1} \cos \omega t \quad (1)$$

имеет амплитуду, определенную как проекция вектора \vec{E} на направление нормали AB к дифрагированным лучам, $E_{m1} = E_m \cos \varphi = \frac{E_{ms}}{N} \cos \varphi$. Угол дифракции φ мал, так что $\cos \varphi \approx 1$ и $E_{m1} \approx E_{ms} / N$.

Из множества возможных значений угол дифракции φ условимся выбирать таким, чтобы вторичные источники света в щели являлись зонами Френеля. Для этого разность хода любых двух соседних лучей от их источников до некоторой нормали AB к лучам (волновой поверхности дифрагированного пучка света) должна равняться половине длины волны света: $\Delta \ell = \frac{\lambda}{2}$.

Поскольку $\Delta \ell = s \cdot \sin \varphi = \frac{b}{N} \sin \varphi$, на ширине b щели укладывается N зон Френеля, если

$$b \cdot \sin \varphi = N \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

При наблюдении дифракционной картины обычно $N \leq 7$. На нормали AB векторы напряженности электрического поля двух любых соседних лучей, имея одинаковые модули, колеблются в противофазе, поэтому их геометрическая сумма равна нулю (например, $\vec{E}_1 + \vec{E}_2 = 0$, $\vec{E}_3 + \vec{E}_4 = 0$ и т.д.) в любой момент времени. Сведенные в одну точку любые два

соседних луча «гасят» друг друга, имеют результирующую интенсивность $I_{1-2} = \alpha(E_{m1} - E_{m2})^2 = 0$ и т.д.

Пучок из N параллельных лучей линза L собирает в точке X экрана \mathcal{E} , расположенного в фокальной плоскости. Положение этой точки определяется тем, что угол между направлением CO и прямой CX равен углу дифракции φ .

Результат суперпозиции лучей в точке X экрана будет таким же, как если бы сложение векторов напряженности электрического поля было осуществлено на нормали (волновой поверхности) AB . Это следует из того, что от нормали AB до точки X на экране все N лучей параллельного пучка имеют, с учетом свойств линзы, одинаковую оптическую длину [1].

Таким образом, для рассмотрения дифракционной картины на экране нам необходимо знать значение результирующего вектора напряженности электрического поля на нормали AB

$$\vec{E}_\varphi = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_N = \vec{E}_{m\varphi} \cdot \cos \omega t,$$

определяющего интенсивность света в точке X экрана $I_\varphi = \alpha \cdot E_{m\varphi}^2$. Принципиально важными являются следующие два случая: а) при четном числе $N = 2, 4, 6 \dots 2m$ (где $m = 1, 2, 3 \dots$) амплитуда $E_{m\varphi} = 0$ и интенсивность света на экране будет минимальна: $I_{\min} = 0$; б) при нечетном числе $N = 3, 5, 7 \dots (2n + 1)$, (где $n = 1, 2, 3 \dots$) амплитуда вектора напряженности электрического поля $E_{m\varphi} = E_{m1} \approx \frac{E_{mb}}{N}$ обеспечивает максимальную интенсивность света на экране

$$I_{\max} = \alpha \cdot E_{m\varphi}^2 \approx \frac{I_b}{N^2}. \quad (3)$$

Таким образом, при $N = 2m$ из формулы (2) следует УСЛОВИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ МИНИМУМОВ (I_{\min}):

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda, \quad (4)$$

где $m = 1, 2, 3 \dots$ - «порядок» минимума; при $N = 2n + 1$ из формулы (2) получим УСЛОВИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ (I_{\max}):

$$b \sin \varphi_n = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda, \quad (5)$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$ - «порядок» максимума.

При угле дифракции $\varphi = 0$ в точке $x = 0$ экрана будет наблюдаться наиболее интенсивный ($I_o = \alpha E_m^2 \approx I_b$) ЦЕНТРАЛЬНЫЙ МАКСИМУМ.

Интенсивность дифрагированного света от максимального значения до минимального уменьшается постепенно, как показано на рис.1. Ее распределение описывается следующей [1] точной зависимостью:

$$I_\varphi = I_o \left[\frac{\sin \left(\pi \frac{b}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\pi \frac{b}{\lambda} \sin \varphi} \right]^2, \quad (6)$$

для которой условие (4) остается справедливым как следствие требования $I_\varphi = 0$. Условие же максимумов интенсивности отличается от (5) и имеет такой [2] вид:

$$b \sin \varphi = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right). \quad (5a)$$

Однако расчеты показывают, что формула (5) по сравнению с (5a) дает лишь несущественно завышенные значения угла дифракции φ_n : примерно 5% для $n = 1$, на 2% для $n = 2$ и т.д. Такая ошибка пренебрежимо мала, и формулу (5) можно считать справедливой. Подставив ее в выражение (6), для $n = 1, 2, 3$ и т.д., получим

$$I_{\max \varphi} = \frac{I_o}{\pi^2 (n + 0,5)^2},$$

откуда следует, что максимумы $I_{\max \varphi}$ высших порядков по сравнению с центральным I_o очень слабые, а именно: $I_{\max 1} = 0,045 I_o$, $I_{\max 2} = 0,016 I_o$, $I_{\max 3} = 0,008 I_o$ и т.д.

Из (6) вытекает, что $I_{-\varphi} = I_{\varphi}$. Это означает, что дифракционная картина симметрична относительно центра линзы.

При малых углах дифракции на экране координаты минимумов или максимумов (рис.1) $x = F \operatorname{tg} \varphi \approx F \sin \varphi$. Отсюда и из условий (4) и (5) получим

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} F, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots, \text{ - координаты минимумов при дифракции на щели}$$

$$x_n = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{b} F, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \text{ - координаты максимумов при дифракции на щели.}$$

Ширина центрального максимума (рис.1), ограниченная минимумами $m = 1$ порядка, определяется зависимостью

$$\Delta x_o = 2 \frac{\lambda}{b} F. \quad (7)$$

Она увеличивается при уменьшении ширины щели b , что не может быть объяснено законами геометрической оптики. При $b \gg \lambda$ дифракция становится слабо выраженной, а на экране наблюдается геометрическое изображение щели. Однако в любом случае дифракцию можно наблюдать только при $b > \lambda$, так как в формуле (4) $\sin \varphi_m \leq 1$, а $b_{\min} \geq m \lambda$, где $m = 1, 2, 3, \dots$

На экране, достаточно удаленном (на расстояние L) от щели дифракцию Фраунгофера можно наблюдать и без собирающей линзы L , для этого необходимо чтобы выполнялось условие $L \gg b^2 / \lambda$.

Пучок света, сходящийся в точке $x = L \operatorname{tg} \varphi \approx L \sin \varphi$ экрана, практически остается параллельным. Из формулы (4) и (5) в этом случае следует, что координаты минимумов и максимумов при дифракции на щели равны соответственно:

$$\left. \begin{aligned} x_m &= \pm m \frac{\lambda}{b} L, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots, \text{ координаты минимумов при дифракции на щели;} \\ x_n &= \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{b} L, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots, \text{ координаты максимумов при дифракции на щели;} \end{aligned} \right\} (8)$$

Исследование дифракции Фраунгофера на нескольких щелях. Дифракционная решетка

Прозрачной одномерной дифракционной решеткой называют периодическую систему параллельных щелей в преграде, имеющих одинаковую ширину b и расположенных на одинаковом расстоянии a друг от друга. Основным параметром решетки является ее период d (постоянная решетки). Для разных решеток делают $d = 1 \dots 30$ мкм. Дифракционные решетки создают эффект резкого разделения и усиления интенсивности света в области максимумов, что делает их незаменимыми оптическими приборами. Они позволяют получать ярко выраженную дифракционную картину.

На рис.2 показаны одно из поперечных сечений ряда щелей решетки ДР, линзы Л, экрана Э и ход лучей дифрагированного света от N щелей (на рис.2 $N = 3$).

На N щелей решетки по нормали падает пучок параллельных лучей. Эти щели можно рассматривать как N когерентных источников света с синфазными колебаниями вектора напряженности электрического поля \vec{E} . На каждой щели происходит дифракция света. Дифрагированные под одинаковым углом ϕ лучи (фраунгоферовский способ наблюдения) N когерентных источников при суперпозиции интерферируют. Поэтому перераспределение интенсивности света, прошедшего через дифракционную решетку, можно рассматривать как интерференцию N -го числа дифрагированных лучей.

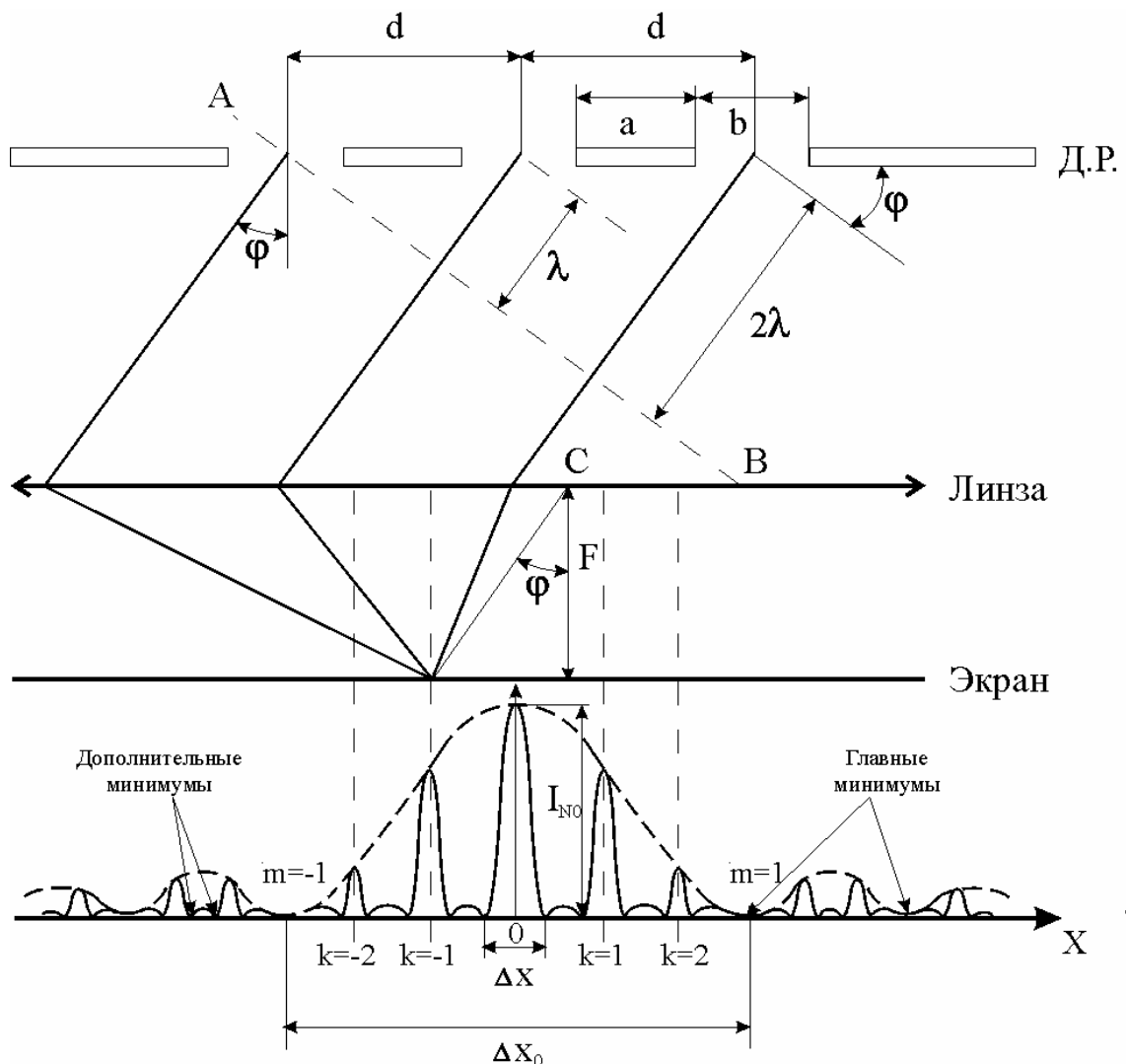


Рис.2

В каждой щели колебания вектора напряженности электрического поля $\vec{E}_\phi = \vec{E}_{m\phi} \cos \omega t$ дифрагированного под углом ϕ луча происходят с амплитудой $E_{m\phi}$, определяющей интенсивность света $I_\phi = \alpha \cdot E_{m\phi}^2$ (рис.1). При этом интенсивность может быть минимальной ($E_{m\phi} = 0, I_{\min} = 0$), если выполняется условие (4), и максимальной, когда выполняется условие (5).

Результат суперпозиции N лучей в точке X экрана \mathcal{E} будет таким же, как если бы она осуществлялась на нормали AB (рис.2), проведенной к направлению лучей. Если выполняется условие (4), суммарная амплитуда колебаний вектора напряженности электрического поля $\vec{E}_{mN} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_{m\varphi} = 0$, так как $\vec{E}_{m\varphi} = 0$, и результирующая интенсивность света равна нулю: $I_N = \alpha E_{mN}^2 = 0$. Для решетки этот результат называют главным минимумом интенсивности света, и определяется он формулой (4), а именно

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda \quad (9)$$

где $m = 1, 2, 3 \dots$ - «порядок главного минимума».

Если амплитуда $E_{m\varphi}$ дифрагированных лучей не равна нулю, то при суперпозиции их на нормали AB могут быть получены интерференционные максимумы интенсивности света. Известно, что эти максимумы наблюдаются при разности хода двух любых соседних лучей от источников до нормали AB , равной целому числу длин волн, как показано на рис.2, т.е. при $\Delta \ell = \kappa \lambda$ где $\kappa = 0, 1, 2, 3$.

Из рис.2 видно, что $\Delta \ell = d \sin \varphi$. Следовательно, для дифракционной решетки главные максимумы интенсивности света наблюдаются при условии

$$d \sin \varphi_\kappa = \pm \kappa \lambda, \quad (10)$$

где $\kappa = 0, 1, 2, 3 \dots$ - «порядок главного максимума».

На рис.2 ход лучей показан для случая $\Delta \ell = \lambda$ и $\kappa = 1$, когда координата x на экране \mathcal{E} соответствует главному максимуму первого порядка.

При условии (10) векторы напряженности электрического поля всех N лучей на нормали AB колеблются синфазно и при суперпозиции дают амплитуду результирующего колебания

$$\vec{E}_{mN} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_{m\varphi} = N \vec{E}_{m\varphi},$$

которой соответствует интенсивность света

$$I_N = \alpha E_{m\varphi}^2 = N^2 \cdot I_\varphi, \quad (11)$$

где I_φ - интенсивность света при дифракции на одной щели (рис.1), определяемая формулой (6).

Так как между главными минимумами, например, первого порядка ($m = 1$), содержится не один, а несколько главных максимумов, то формула (11) характеризует «огнивающую наибольших значений интенсивности света» этих нескольких главных максимумов, показанную на рис.2 пунктирной линией. Из формулы (11) видно, что дифракционная решетка позволяет резко (в N^2 раз) усилить интенсивность света в области максимумов по сравнению с картиной дифракции на одной щели.

Более строго распределение интенсивности света при дифракции на решетке, показанное на рис.2, определяется [1] зависимостью

$$I_N = I_\varphi \left[\frac{\sin \left(\pi N \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\sin \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \right)} \right]^2, \quad (12)$$

для которой остаются справедливыми условия (9), (10) и (11).

Главные максимумы разделены между собой не только главными минимума, но и рядом «дополнительных минимумов», которые образуются вследствие интерференции N лучей при колебаниях вектора напряженности электрического поля в противофазе. Такие лучи гасят друг друга. Между «дополнительными минимумами» располагаются очень слабые «вторичные максимумы», число которых между соседними главными максимумами равно $Z_{втор} = N - 2$. На рис.2 при $N = 3$ число $Z_{втор} = 1$.

При $\kappa = 0$ ($\varphi_\kappa = 0$) в точке $x = 0$ экрана против центра линзы расположен «центральный главный максимум». Симметрично относительно него расположены менее интенсивные главные максимумы высших порядков. Между главными минимумами первого порядка число главных максимумов

$$Z_{эл} = 2 \frac{d}{b} - 1,$$

а между главными максимумами возрастающих порядков число главных максимумов

$$Z'_{эл} = \frac{d}{b} - 1.$$

На рис.2 для отношения $d/b = 3$ получено $Z_{эл} = 5$, $Z'_{эл} = 2$.

Ширина главных максимумов зависит от числа N щелей, участвующих в дифракции, и определяется формулой

$$\Delta x = 2 \frac{\lambda}{d \cdot N} F \quad (13)$$

Из сравнения формул (8) и (13) видно, что $\Delta x \ll \Delta x_o$ (см. рис.2).

Дифракционная решетка создает эффект резкого разделения максимумов интенсивности света.

Из рис.2 видно, что при малых углах дифракции координата главного минимума или максимума на экране $x = Ftg\varphi \approx F \sin \varphi$ с учетом формул (9) или (10) определяется следующим образом:

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} F, \text{ где } m = 1, 2, 3, \dots, \text{ - координаты главных минимумов} \quad (14)$$

$$x_\kappa = \pm \kappa \frac{\lambda}{d} F, \text{ где } \kappa = 0, 1, 2, 3, \dots, \text{ - координаты главных максимумов}$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы в точке $x \approx L \sin \varphi$, когда координаты главных минимумов и максимумов соответствуют формулам:

$$\left. \begin{aligned} x_m &= \pm m \frac{\lambda}{b} L, \text{ где } m = 1, 2, 3, \dots, \text{ - координаты главных минимумов для решетки;} \\ x_\kappa &= \pm \kappa \frac{\lambda}{d} L, \text{ где } \kappa = 0, 1, 2, 3, \dots, \text{ - координаты главных максимумов для решетки.} \end{aligned} \right\} (14a)$$

Дифракция на двух и на четырех щелях может рассматриваться как частный случай дифракции на решетке ($N = 2$ и $N = 4$ соответственно). При этом характер дифракционной картины

соответствует рассмотренной на рис.2, где для дифракции на двух щелях $Z_{\text{этор}} = 0$, $\Delta x = \frac{b}{2d} \Delta x_o$, или $\Delta x = \frac{\Delta x_o}{Z_{\text{эл}} + 1}$, а для дифракции на четырех щелях $Z_{\text{этор}} = 2$, $\Delta x = \frac{b}{4d} \Delta x_o$, или $\Delta x = \frac{\Delta x_o}{2(Z_{\text{эл}} + 1)}$.

Наклонное падение лучей на дифракционную решетку

Если плоская монохроматическая волна падает на решетку, работающую на пропускание, под углом θ (рис. 3), тогда разность хода двух соседних лучей, дифрагировавших под углом φ равна:

$$\Delta \ell = d(\sin \theta - \sin \varphi) \quad (15)$$

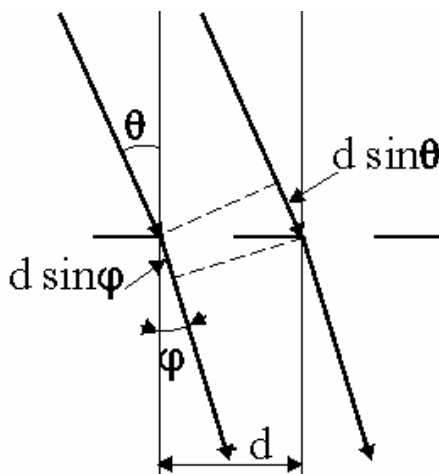


Рис.3

В этом случае условие (10), при котором наблюдаются главные максимумы интенсивности света, для дифракционной решетки запишется в виде:

$$d(\sin \theta - \sin \varphi_k) = \pm k \lambda \quad (16)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок главного максимума.

А распределение интенсивности дифрагированного света для решетки, состоящей из N элементов с шириной щели b и периодом решетки d в случае падения на нее излучения под углом θ будет иметь вид :

$$I_{N\theta} = I_o \left[\frac{\sin((\sin \theta - \sin \varphi) \pi b / \lambda)}{(\sin \theta - \sin \varphi) \pi b / \lambda} \right]^2 \left[\frac{\sin((\sin \theta - \sin \varphi) N d \pi / \lambda)}{\sin((\sin \theta - \sin \varphi) d \pi / \lambda)} \right]^2 \quad (17)$$

где I_o – интенсивность не дифрагированного излучения ($\varphi = 0$).

При $d \gg \lambda$ углы дифракции малы, т.е. $\varphi_k \approx \theta$, и условие главных максимумов (16) можно переписать в виде:

$$d(\theta - \varphi_k) \cos \theta = \pm k \lambda \quad (18)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$

При малых углах дифракции φ_k условие максимумов для нормального падения света на дифракционную решетку (10) можно переписать в виде:

$$d\varphi_k = \pm k\lambda \quad (19)$$

где $k=0, 1, 2, \dots$

Сравнение (18) и (19) показывает, что угол дифракции ($\theta - \varphi_k$) при наклонном падении вычисляется так же, как при нормальном падении света, но с уменьшенным значением периода решетки

$$d' = d\cos\theta \quad (19a)$$

Следовательно, при довольно большом наклоне ($\theta \approx 90^\circ$) падающего луча кажущаяся постоянная решетки ($d\cos\theta$) становится весьма малой и на решетке с $d \gg \lambda$ при таком освещении можно будет наблюдать четкую дифракционную картину. Это свойство используется при исследовании дифракции рентгеновских лучей.

Дифракция на двумерной решетке

Двумерная решетка представляет собой скрещенные перпендикулярно друг другу решетки с периодами d_1 и d_2 , причем часто $d_1 = d_2$. Пусть ось X перпендикулярна щелям первой решетки. Ось Y – щелям второй, а ось Z направлена перпендикулярно плоскости двумерной решетки. Углы между падающими и дифрагированными лучами и осями X, Y, Z обозначим, соответственно, через $\alpha_o, \beta_o, \gamma_o$ и α, β, γ . Очевидно, что α, β, γ – углы, дополняющие углы дифракции до 90° (рис.4).

Пусть на двумерную решетку нормально $\alpha_o = \frac{\pi}{2}; \beta_o = \frac{\pi}{2}; \gamma_o = 0$ падает плоская волна. Тогда условия возникновения главных максимумов для излучения с длиной волны λ имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} d_1 \cos\alpha &= \kappa_1 \lambda; \\ d_2 \cos\beta &= \kappa_2 \lambda; \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Углы α, β, γ связаны между собой соотношением

$$\begin{aligned} \cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma &= 1; \\ \kappa_1, \kappa_2 &= 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (21)$$

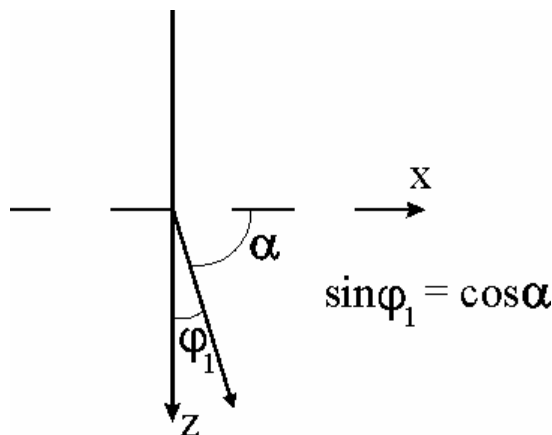


Рис.4

Выражения (20) и (21) позволяют при известных d_1, d_2, λ определить углы α, β, γ характеризующие направление дифрагированного луча для максимумов того или иного порядка. Если в каждой решетке число щелей N_1 и N_2 достаточно велико, то максимумы будут очень острыми и в них сосредоточится практически вся световая энергия дифрагировавших волн. В результате на экране, расположенном за двумерной решеткой получится дифракционная картина в

виде четких, симметрично расположенных световых пятен, каждому из которых соответствуют два целочисленных индекса κ_1 и κ_2 (рис.5).

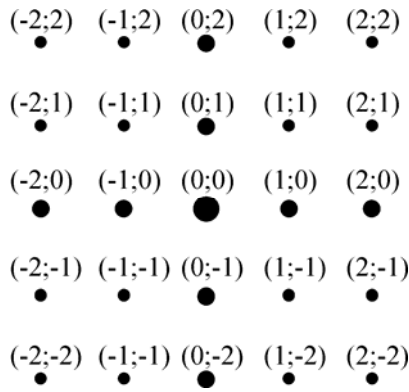


Рис.5

Главные максимумы возникают только тогда, когда $\frac{d_1}{\lambda} \cos \alpha = \kappa_1$ и одновременно $\frac{d_2}{\lambda} \cos \beta = \kappa_2$, где κ_1 и κ_2 целые числа. В этом случае интенсивность света в данном направлении $I \sim N_1^2 \cdot N_2^2$. Если только одно из этих чисел (κ_1 или κ_2) целое, т.е. выполняется условие возникновения главного максимума лишь для одной из решеток, то его интенсивность оказывается много меньше. Одна система максимумов (соответствующая условию $\frac{\pi d_2}{\lambda} \cos \beta = 0$) располагается вдоль оси X , а вторая ($\frac{\pi d_1}{\lambda} \cos \alpha = 0$) – вдоль оси Y . В центре картины находится максимум нулевого порядка, который лежит в направлении α_0, β_0 .

Если углы дифракции малы, координаты главных максимумов вдоль оси X и вдоль оси Y определяются соответственно как:

$$\left. \begin{aligned} x_{\kappa_1} &= \pm \kappa_1 \frac{\lambda}{d_1} F; & \kappa_1 &= 0, 1, 2, 3, \dots \\ y_{\kappa_2} &= \pm \kappa_2 \frac{\lambda}{d_2} F; & \kappa_2 &= 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана, суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы и выражения (22) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} x_{\kappa_1} &= \pm \kappa_1 \frac{\lambda}{d_1} L; & \kappa_1 &= 0, 1, 2, 3, \dots \\ y_{\kappa_2} &= \pm \kappa_2 \frac{\lambda}{d_2} L; & \kappa_2 &= 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\} \quad (22a)$$

Пусть волна падает на двумерную решетку наклонно (т.е. углы α_0 и β_0 отличны от $\frac{\pi}{2}$). Тогда условия возникновения главных максимумов примут вид:

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \kappa_1 \lambda; \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= \kappa_2 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

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

Если решетки d_1 и d_2 взаимно не перпендикулярны, а составляют какой-либо угол между собой, положение максимумов будет зависеть от угла между штрихами решеток. Однако, нарушение строгой периодичности щелей (хаотическое их распределение) приводит к существенному изменению общей картины: наблюдаются симметричные размытые интерференционные кольца. Интенсивность наблюдаемых колец пропорциональна не квадрату числа щелей, а числу щелей. Таким образом, по расположению максимумов можно судить о величине периодов d_1 и d_2 и взаимной ориентации решеток.

Методика эксперимента

В верхней части оптического блока находится лазерный источник света.

Ниже расположенная турель содержит все объекты исследования. Рекомендуется вначале провести измерения с одиночной щелью, установив ее (см. пиктограмму) под лазерным источником. Затем, вращая турель, переходить к двум, четырем щелям, одномерной и двухмерной дифракционным решеткам, место расположения которых определяется также по соответствующим пиктограммам.

На верхнюю крышку электронного блока положите лист белой бумаги, который будет играть роль экрана наблюдения.

Рекомендуемое задание к работе

1. Изучите теорию явления дифракции на щели и на решетке.
2. Ознакомьтесь с порядком включения и выключения лазерного источника света. Обратите особое внимание на недопустимость попадания в глаза прямого лазерного излучения.
4. Включите лазерный монохроматический источник света (длина волны источника указана на передней панели установки).
5. Установите первый объект исследования (рекомендуется одиночная щель) в положение перпендикулярное направлению светового пучка. При этом стрелка, закрепленная на оси вращения пластинки со щелью, должна указывать на 0° .
6. Зарисуйте дифракционную картину, определите положение минимума первого порядка и по формуле (8) определите ширину щели b .
7. Поверните щель на угол 30° по отношению к первоначальному положению. Пронаблюдайте изменения дифракционной картины и зарисуйте её. Объясните увиденное.
8. Установите, повернув турель, на место одиночной щели пластинку с двумя щелями. Убедитесь, что плоскость пластинки перпендикулярна световому пучку. Зарисуйте дифракционную картину.
9. Определите положение максимума первого порядка ($k = 1$) и по формуле (14а) найдите расстояние d между щелями.
10. Поверните пластинку со щелями на угол 30° и 60° . Зарисуйте дифракционную картину. Вычислите расстояние d , пользуясь результатами этих опытов, приняв во внимание формулу (19а).
11. Повторите п.п. 8, 9, 10 для пластинок с четырьмя щелями и одномерной дифракционной решеткой.
12. Установите в качестве объекта исследования двумерную дифракционную решетку. Определите положение максимума первого порядка вдоль оси X и Y ($k_1, k_2 = 1$) и по формуле (22а) найдите периоды решеток d_1, d_2 .
13. Поверните пластинку с двумерной дифракционной решеткой на угол 30° и 60° . Пронаблюдайте изменения дифракционной картины. Объясните их.