

Методические указания  
к выполнению лабораторной работы № 3.2.3

**ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ОТ ЩЕЛИ  
В ЛУЧАХ ЛАЗЕРА\***

---

\* Степанова Л.Ф. Волновая оптика: Методические указания к выполнению лабораторных работ по физике / Л.Ф. Степанова, В.В. Некрасов, М.М. Яблоновская. – Архангельск: РИО АЛТИ, 1988. – 36 с.

## Теоретические положения

Дифракция представляет собой явление отклонения волн от прямолинейного распространения в средах с резкими неоднородностями, например, огибание ими препятствий. Это явление свойственно всем волнам. Дифракция практически наблюдается, если размеры препятствия или отверстия соизмеримы с длиной волны или место наблюдения явления далеко от препятствия, размеры которого больше длины волны. Более строгое определение условий дифракции позволяет дать принцип Гюйгенса-Френеля, краткое содержание которого заключается в следующем: фронт волн представляет собой совокупность элементарных когерентных источников вторичных сферических волн. От каждого элемента площади волновой поверхности в любую точку пространства (Р) приходят световые колебания, имеющие определенную амплитуду и фазу. Результирующее колебание в точке Р представляет собой

суперпозицию колебаний всех точек волновой поверхности. Вычисление амплитуды результирующего колебания сводится к расчету интерференции от большого числа когерентных источников света, что представляет как правило, сложную математическую задачу. Для упрощения расчета Френелем был предложен метод, названный методом зон Френеля. Зоны Френеля – участки на волновом фронте с одинаковой площадью. Для сферической волны (рис.1) площадь  $k$ -й зоны определяется уравнением

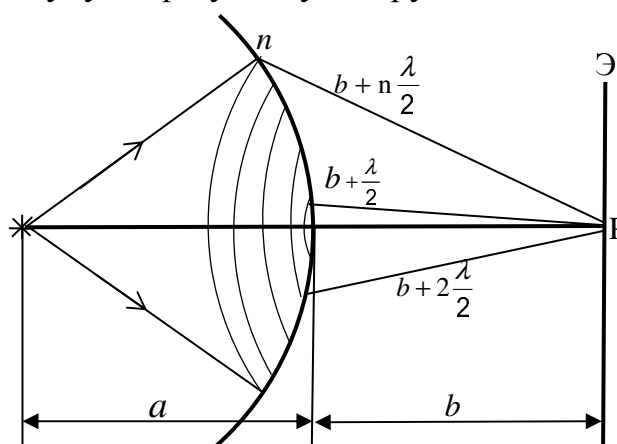


Рисунок 1 – Зоны Френеля

$$S_k = \frac{\pi \cdot a \cdot b \cdot \lambda}{a + b}; \quad (1)$$

где  $a$  – расстояние от точечного источника света до волнового фронта;

$b$  – расстояние от волнового фронта до точки наблюдения;

$\lambda$  - длина волны монохроматического света.

В случае плоской волны  $a \rightarrow \infty$ , уравнение (1) принимает вид

$$S_k = \pi \cdot b \cdot \lambda$$

Для построения зон определяется кратчайшее расстояние  $b$  от точки  $P$  до фронта. Затем радиусом  $b + \frac{\lambda}{2}$  строится сфера с центром в точке  $P$ , которая вырезает на волновом фронте первую зону. Новая сфера с радиусом

$b + 2\frac{\lambda}{2}$  отсекает на поверхности волнового фронта вторую зону и т. д. Таким образом, вся поверхность фронта разбивается на  $n$  зон Френеля.

Пользуясь этим методом, можно довольно просто определить амплитуду результирующего колебания:

$$A_p = \frac{A_1 \pm A_n}{2} \quad (2)$$

где  $A_p$  – амплитуда результирующего колебания в точке  $P$  (рис.1);  
 $A_1, A_n$  – амплитуды колебаний от первой и  $n$ -й (последней) зон Френеля.

Формулу (2) можно рассматривать как аналитическое выражение принципа Гюйгенса – Френеля.

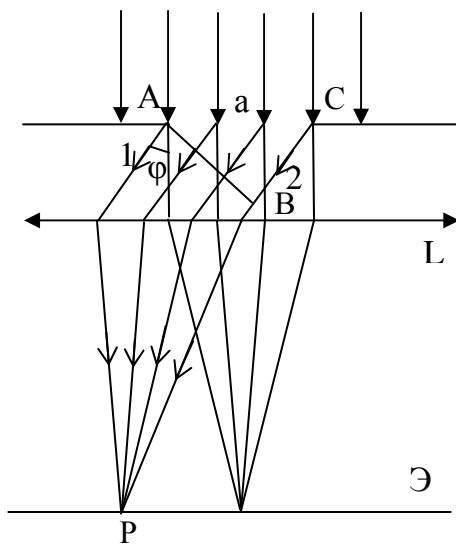


Рисунок 2 – Дифракция на щели

Рассмотрим дифракцию от одной щели, ширина которой соизмерима с длиной световой волны (рис.2). Для всех точек экрана Э, для которых в щели укладывается нечетное число зон Френеля, то есть

$$A_p = \frac{A_1 \pm A_n}{2},$$

наблюдаются максимум интенсивности. Для других точек, у которых число зон  $n$  четное,  $A_p = \frac{A_1 \pm A_n}{2}$  наблюдается

$$\text{минимум интенсивности. На рис.2 изображена щель шириной } a, \text{ на которую падает пучок параллельных лучей нормально к поверхности щели. В результате дифракции лучи за щелью идут по всевозможным направлениям, в том числе под углом } \varphi \text{ к нормали. Эти лучи линза } L \text{ собирает в точке } P \text{ экрана Э. Рассмотрим крайние лучи в этом пучке. Из точки } A \text{ опущен перпендикуляр на луч 2. Отрезок } BC = \Delta r \text{ (} \Delta r \text{ - разность хода лучей 1 и 2 до точки } P \text{). Очевидно, что число зон Френеля в щели должно быть равно отношению } \Delta r / \frac{\lambda}{2}.$$

минимум интенсивности. На рис.2 изображена щель шириной  $a$ , на которую падает пучок параллельных лучей нормально к поверхности щели. В результате дифракции лучи за щелью идут по всевозможным направлениям, в том числе под углом  $\varphi$  к нормали. Эти лучи линза  $L$  собирает в точке  $P$  экрана Э. Рассмотрим крайние лучи в этом пучке. Из точки  $A$  опущен перпендикуляр на луч 2. Отрезок  $BC = \Delta r$  ( $\Delta r$  - разность хода лучей 1 и 2 до точки  $P$ ). Очевидно, что число зон Френеля в щели должно

быть равно отношению  $\Delta r / \frac{\lambda}{2}$ .

Из треугольника  $ABC$  выразим:

$$\Delta r = a \sin \varphi \quad (3)$$

Для максимума в точке  $P$  должно выполняться условие

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

где  $k$  – целое число,  $k = 1, 2, 3, \dots$

Для минимума в этой точке

$$\Delta r = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda = a \sin \varphi \quad (3б)$$

Таким образом, узкая щель на экране Э дает систему максимумов и минимумов, положение которых регламентируется условиями (3а) и (3б).

При наличии двух и более щелей картинка дифракции на экране определяется двумя условиями: 1) наличием системы максимумов и минимумов интенсивности от каждой щели; 2) интерференцией световых волн от всех щелей, как от системы когерентных источников света.

Действие двух указанных факторов дает общую картину дифракции от многих щелей.

Регулярная дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа расположенных на одинаковом расстоянии штрихов одинаковой формы, нанесенных на плоскую или сферическую поверхность. Для световых волн дифракционная решетка содержит от десятков до тысячи штрихов на одном миллиметре. Периодом, или постоянной решетки принято считать сумму ширины прозрачного  $a$  и непрозрачного  $b$  промежутков.

На рис.3 схематично изображена часть плоской дифракционной решетки. Лучи падают на решетку нормально, за решеткой они собираются линзой  $L$  на экране Э, расположенном в фокальной плоскости линзы. Лучи, отклоненные в результате дифракции под углом  $\varphi$  к нормали, линза собирает в точке  $P$  экрана. Рассмотрим две соседние щели. Разность хода лучей 1 и 2, идущих от краев соседних щелей (точки  $A$  и  $B$ ), равна отрезку  $AC = AB \sin \varphi = d \sin \varphi$ . Условие максимума для рассматриваемых лучей  $\Delta r = k\lambda$ , то есть

$$d \sin \varphi = k\lambda \quad (4)$$

Такой же результат будет для лучей, идущих от других соответствующих точек обеих щелей (крайних, центральных, промежуточных), формула (4) является условием максимума для двух щелей решетки. Для регулярной дифракционной решетки такая же разность хода для лучей, идущих под углом  $\varphi$ , будет для второй и третьей щелей, третьей и четвертой и т. д.

Таким образом, условие (4) характеризует положение главных максимумов интенсивности для дифракционной решетки. В тех точках экрана, где выполняется условие (4), амплитуда результирующего колебания в  $N$

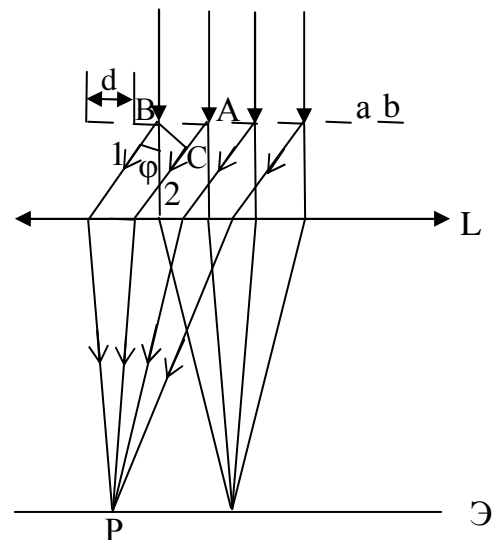


Рисунок 3 – Дифракция на дифракционной решетке

раз больше амплитуды колебания от одной щели, то есть  $A_p = NA$  ( $N$  – число щелей на решетке), а интенсивность, которая пропорциональна  $A^2$ , возрастает в  $N^2$  раз по сравнению с интенсивностью от одной щели.

При освещении решетки немонахроматическим светом (например белым) в фокальной плоскости линзы образуются спектры, в каждом из которых максимум интенсивности будет наблюдаться под большим углом  $\varphi$  для лучей с большей длиной волны  $\lambda$  (фиолетовые максимумы для спектра белого света будут смещены к центру дифракционной картины, красные – от центра).

Возможность разрешения (раздельного восприятия) двух близких спектральных линий характеризуется разрешающей способностью дифракционной решетки, величина которой определяется соотношением

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN,$$

где  $\lambda$ ,  $\lambda + \Delta\lambda$  – длины волн, линии которых в спектре  $k$  – го порядка наблюдается раздельно;

$N$  – общее число щелей на решетке.

Разрешающая способность растет с увеличением числа щелей  $N$ , так как уменьшается ширина максимумов (при сильном увеличении интенсивности), то есть увеличивается четкость дифракционной картины.

Наибольшую разрешающую способность имеют отражательные решетки, штрихи у которых наносятся на полированную металлическую поверхность. В нашей лаборатории имеется металлическая отражательная вогнутая дифракционная решетка (рис.4) с периодом  $d=1/1200$  мм и радиусом 2 мм. Принцип работы такой же, как у решетки в проходящем свете.

Условие максимумов записывается в следующем виде:

$$(\sin \psi + \sin \varphi)d = k\lambda, \tag{5}$$

где  $\psi$  - угол падения лучей на решетку;

$\varphi$  - угол отражения лучей от решетки.

При  $\psi=0$  уравнение (5) принимает вид(4).

Возможное число наблюдаемых максимумов определяется условием

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d} \leq 1 \tag{6}$$

где  $\varphi_{\max} = \frac{\pi}{2}$ .

Для нашей отражательной решетки, которая освещается лазером, дающим свет с длиной волны  $\lambda = 650$  нм, максимальный порядок спектра

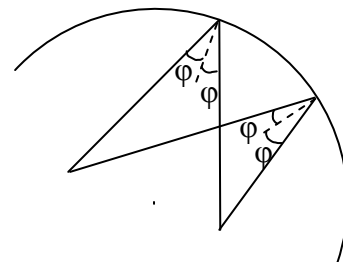


Рисунок 4 – Вогнутая отражательная дифракционная решетка

$$k_{\max} = \frac{d}{\lambda} = \frac{10^{-3}}{1200 \cdot 650 \cdot 10^{-3}} = \frac{10}{7,8} \approx 1.$$

Таким образом, можно наблюдать только первый максимум.

## ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ОТ ЩЕЛИ В ЛУЧАХ ЛАЗЕРА

Цель работы – изучение явления дифракции от узкой щели в лучах лазера.

### Описание установки и метода измерения

На схеме установки (рис.5) показано 1- лазер, 2- раздвижная щель, 3 – экран,  $x_k$  – расстояние от центра 0 до  $k$  – го минимума.

Из соотношения (3б) видно, что минимумы на экране 3 будут наблюдаться в точках, удаленных от центра 0 на расстояние  $x$ , для которых выполняется условие (3б)

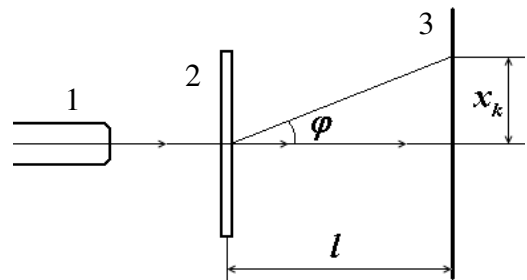


Рисунок 5 – Схема проведения эксперимента

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{a}.$$

Угол  $\varphi$  (рис. 5) можно рассчитать по уравнению

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x_k}{l}.$$

Для нашей установки  $x \ll l$ , поэтому

$$\operatorname{tg} \alpha = \sin \alpha \cong \varphi = \frac{x_k}{l}. \quad (7)$$

С учетом (3б) величина  $x_k$  рассчитывается по уравнению

$$x_k = \frac{k\lambda l}{a}. \quad (8)$$

Из данного выражения нетрудно получить значение расстояния между двумя соседними темными полосами:

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{a}. \quad (9)$$

Отсюда определяется ширина щели:

$$a = \frac{\lambda l}{\Delta x}. \quad (10)$$

### Порядок выполнения работы и обработки результатов измерений

1. Лаборант ставит рейтер с раздвижной щелью и включает лазер. На экране должна появиться дифракционная картина.

2. Понаблюдайте, меняя ширину щели, изменение этой картины. Установите ширину щели такой, чтобы ширина полос была удобной для наблюдения. Для большей точности измеряйте расстояние  $2x$ , то есть между двумя первыми минимумами  $2x_1$ , вторыми –  $2x_2$  и т. д.

3. Измерьте расстояние между щелью и экраном  $l$ .

4. Данные занесите в табл.1.

Таблица 1 – Результаты измерений

№ п/п	$l, \text{м}$	$2x, \text{м}$	$\Delta x_i, \text{м}$	$a_i, \text{м}$	$\langle a \rangle, \text{м}$

5. По данным табл. 1 рассчитать расстояние между соседними минимумами:  $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$ .

6. По уравнению (10) рассчитать ширину щели  $a_i$  для всех измерений.

7. Найти среднее значение  $\langle a \rangle = \frac{\sum a_i}{N}$  при одной фиксированной ширине щели.

8. Рассчитать погрешность в определении ширины щели и записать результат в следующем виде:

$$a = \langle a \rangle \pm \Delta a,$$
$$\delta a = \frac{\Delta a}{\langle a \rangle} 100\%$$

### Контрольные вопросы

1. Сформулируйте два основных принципа, лежащие в основе работы лазера.

2. Каковы особенности лазерного излучения?

3. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.

4. На основе метода зон Френеля объясните дифракционную картину от узкой щели в монохроматических лучах.

### Литература

1. Ландсберг Г.С. Оптика.- М.: Наука, 1976.- 926 с.

2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2.-М.: Наука, 1978.-480 с.

3. Трофимова Т.И. Курс физики.- М.: Высш. шк., 1985.-432 с.

4. Шубин А.С. Курс общей физики.- М.: Высш. шк., 1976.- 480 с.