

Задача № 12

Дифракция Френеля на круглом отверстии и круглом диске

При подготовке к выполнению этой задачи следует ознакомиться с теорией по учебным пособиям:

1. § 1 Главы IV учебного пособия С.Н. Козлов, А.В. Зотеев. "Колебания и волны. Волновая оптика", М., изд. МГУ.
2. § 9 IV учебного пособия С.Н. Козлов, А.В. Зотеев, А.Н. Невзоров, «Задачи по курсу общей физики с решениями. "Колебания и волны. Оптика», М., изд. МГУ.

1. Цель работы

Цель работы заключается в изучении явления дифракции света на простейших препятствиях и в применении метода Френеля для количественного описания дифракции. В работе предстоит получить дифракционную картину на круглом отверстии и круглом диске, измерить их основные параметры и оценить число зон Френеля.

2. Экспериментальное оборудование, приборы и принадлежности

Лабораторная установка (рис. 12.1) включает оптическую скамью (1) с светозащитным сдвигающимся кожухом (2), подвижные рейтеры, источник света – полупроводниковый лазер с оптической насадкой (линзой) для увеличения размеров светового пучка (3), блок (4) со сменными пластинами с отверстиями (дисками), экран (5) для

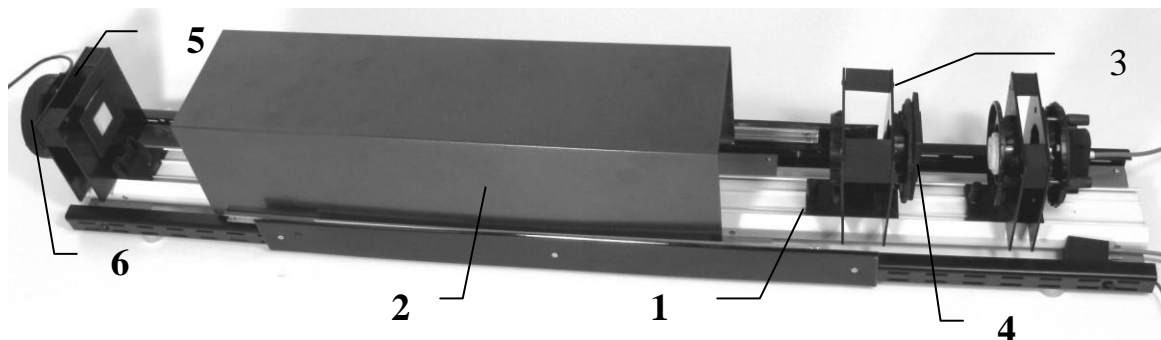


Рис. 12.1

визуализации дифракционной картины.

К приборам и принадлежностям относятся также компьютер с необходимым программным обеспечением, а также видеокамера (6), предназначенная для регистрации дифракционной картины на экране.

3. Теоретическая часть

А. Основные понятия

Часто говорят, что дифракция – это «огибание светом препятствий». Более точно *дифракцией света называют совокупность явлений, которые наблюдаются при распространении света в среде с резкими оптическими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики*. Такие явления наблюдаются, например, при прохождении света через малые отверстия в непрозрачных преградах или вблизи их границ. В этих случаях *свет проникает в область геометрической тени*. Это возможно только, благодаря наличию у света волновых свойств. Таким образом, дифракция является ярким доказательством волновой природы света.

При рассмотрении дифракции света часто используют исторически сложившуюся терминологию – «дифракция Френеля» и «дифракция Фраунгофера». О дифракции Френеля говорят, когда распределение интенсивности света фиксируют (например, на экране) не слишком далеко за препятствием, в т. н. «ближней зоне»^{*)}. При **дифракции Френеля** на отверстиях различной формы в центре дифракционной картины может наблюдаться **как максимум, так и минимум** интенсивности – светлая или тёмная область (точка, полоса) в окружении чередующихся тёмных и светлых областей с затухающим

^{*)} Более строгие количественные критерии разграничения областей дифракции см., например, в рекомендованной литературе.

контрастом. На достаточно большом расстоянии за препятствием, в т.н. “дальней зоне”, наблюдается *дифракционная картина Фраунгофера* – в центре всегда максимум освещённости, в окружении чередующихся тёмных и светлых областей с быстро уменьшающейся интенсивностью максимумов. Остальные отличия – количественные.

Данная задача посвящена изучению дифракции Френеля на круглом отверстии и некоторых малых непрозрачных препятствиях различной формы.

Б. Принцип Гюйгенса-Френеля

Если воспользоваться волновыми представлениями о природе света, то его проникновение в область геометрической тени может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса. Он позволяет построить фронт волны в момент времени $t + \Delta t$, если известно положение фронта в момент времени t . Согласно принципу Гюйгенса каждая точка, до которой доходит волновой процесс (волна возбуждает колебание), может рассматриваться как источник так называемых «вторичных волн». Огибающая этих волн и даёт положение фронта волны в следующий момент времени.

Пусть на плоскую преграду с отверстием падает параллельный ей фронт волны (рис. 12.2). По Гюйгенсу каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн, которые в однородной среде будут сферическими. Построив огибающую вторичных волн, можно убедиться в том, что за отверстием

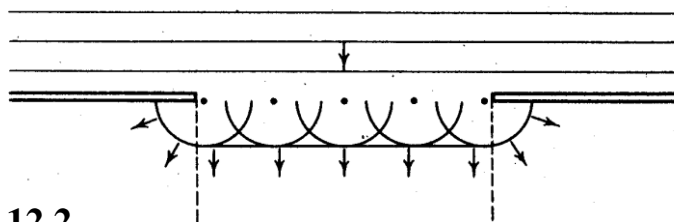


Рис. 12.2

волна проникает в область геометрической тени. На рис. 12.2 границы этой области показаны пунктиром. Свет «огинает края преграды».

Однако принцип Гюйгенса не даёт сведений об амплитуде, а следовательно и об интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях за препятствием. Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн. Учёт амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующего колебания в любой точке пространства. Удобно рассматривать вторичные источники, расположенные на одной волновой поверхности, так как фаза первичной волны на волновой поверхности одна и та же. Развитый таким образом принцип Гюйгенса получил название **принципа Гюйгенса-Френеля**. Ввиду его особой важности применительно к задачам дифракции света приведём полную формулировку этого принципа, который **включает два положения**:

1. Каждый малый элемент волнового фронта не закрытый препятствием может рассматриваться как *самостоятельный источник* «вторичных» *когерентных волн*, распространяющихся за преградой.
2. Интенсивность света в любой точке пространства за препятствием можно найти, *вычислив результат интерференции когерентных вторичных волн* в этой точке.

В. Зоны Френеля

Вычисление амплитуды результирующей волны, в общем случае, является очень трудной задачей. Однако, как показал Френель, в случаях, отличающихся симметрией, эта задача может быть решена простым алгебраическим или геометрическим суммированием.

Чтобы понять суть метода, разработанного Френелем, определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке P сферической волной, распространяющейся в однородной изотропной среде от точечного источника S (рис. 12.3).

Рассмотрим волновую поверхность, проходящую через некоторую точку O . Используя симметрию волновой поверхности относительно прямой SP , разобьём её на кольцевые зоны, построенные так, что

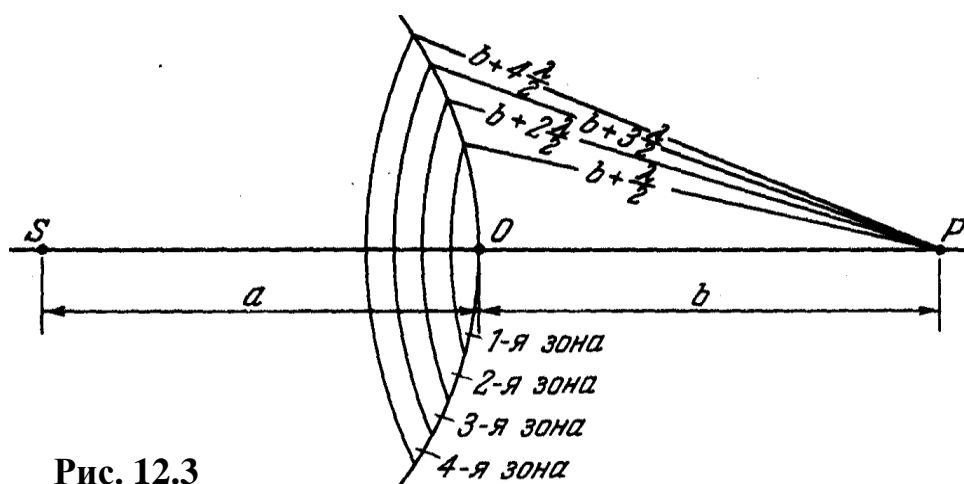


Рис. 12.3

расстояния от краёв каждой зоны до точки P отличаются на половину длины волны, т.е. на $\lambda/2$ (см. рис. 12.3). Тогда колебания, возбуждённые волнами, приходящими в точку P от каждой пары соответствующих вторичных источников^{*)} двух соседних зон находятся в противофазе (отличаются по фазе на π). Поэтому противофазны и результирующие колебания от двух соседних зон. Обладающие таким свойством зоны носят название «зон Френеля». Вклад соседних зон в амплитуду полного светового колебания в точке P будет отличаться знаком,

^{*)} При данной симметрии задачи они располагаются на концентрических окружностях.

поэтому амплитуда полного светового колебания^{**)} в точке P может быть выражена в виде

$$E_P = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + E_5 - E_6 + \dots, \quad (12.1)$$

Здесь E_m – амплитуда напряжённости \vec{E}_m результирующего электрического поля (“амплитуда светового колебания”), возбуждённого в точке P всеми вторичными волнами от m -й зоны Френеля.

Из рис. 12.3 видно, что расстояние b_m от внешнего края m -ой зоны до точки P равно

$$b_m = b + m \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (12.2)$$

Из (12.2) следует, что расстояние b_m медленно растёт при увеличении m . Также медленно растёт и угол между нормалью к поверхности m -ой зоны и направлением на точку P . По этим причинам амплитуда E_m колебания, возбуждаемого m -ой зоной в точке P , монотонно убывает с ростом m . Этот факт позволяет существенно упростить выражение (12.1).

Представим (12.1) в следующем виде:

$$E_P = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1 - E_2}{2} - \frac{E_2 - E_3}{2} \right) + \left(\frac{E_3 - E_4}{2} - \frac{E_4 - E_5}{2} \right) + \dots$$

Вследствие медленного монотонного убывания E_m все выражения в скобках будут равны нулю и выражение для результирующей амплитуды E_P примет вид

$$E = E_1/2. \quad (12.3)$$

^{**)} Световым колебанием обычно называют колебания вектора напряжённости \vec{E} электрического поля световой волны.

Здесь E_P – амплитуда полного светового колебания в точке P , E_1 – амплитуда светового колебания, создаваемого центральной (первой) зоной Френеля.

Таким образом, амплитуда светового колебания, возбуждаемого в точке P вторичными источниками расположенными на всей сферической волновой поверхности, равна половине амплитуды колебания от одной лишь центральной зоны. Если на пути волны поставить непрозрачный экран с отверстием, оставляющим открытой только центральную зону Френеля, то амплитуда в точке P окажется равной E_1 , т.е. в два раза превзойдёт амплитуду от всех зон Френеля (12.3) (т.е. в отсутствие препятствия). Поскольку интенсивность волны пропорциональна квадрату её амплитуды, то интенсивность света создаваемая, одной центральной зоной Френеля будет в четыре раза больше, чем в отсутствие преград между точками S и P .

Чтобы найти радиус внешней границы m -ой зоны Френеля r_m , рассмотрим рис. 12.4. Применяя теорему Пифагора к двум

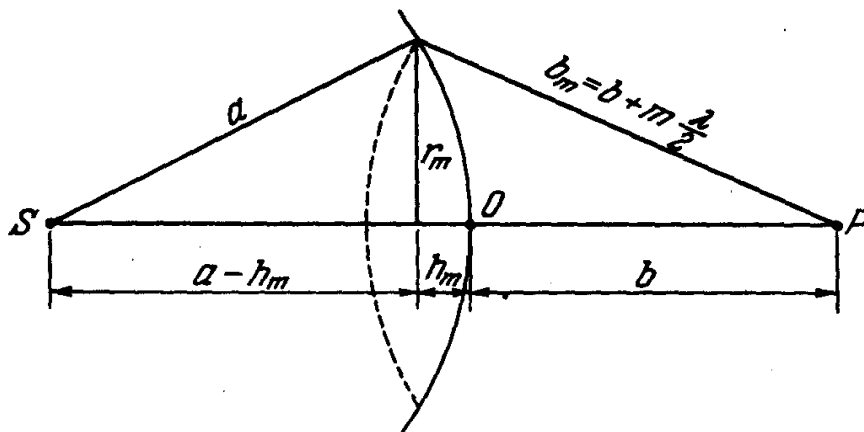


Рис. 12.4

прямоугольным треугольникам, изображённым на рисунке, получим систему двух уравнений (12.4) и (12.5) относительно r_m и h_m :

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 \quad (12.4)$$

$$r_m^2 = \left(b + m \cdot \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2 \quad (12.5)$$

Приравнивая правые части уравнений (12.4) и (12.5), и, пренебрегая слагаемыми второго порядка малости ($\sim \lambda^2$), получим

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \cdot m\lambda. \quad (12.6)$$

Выражение (12.6) было получено для результата интерференции вторичных волн (дифракции) в точке P за препятствием при падении на препятствие сферической волны.

Рассмотрим теперь дифракцию плоской монохроматической волны на препятствиях круглой формы (круглое отверстие, круглый диск). Волновые поверхности в этом случае являются плоскостями, перпендикулярными направлению распространения света. Рассмотрим поле вторичных источников, расположенных в плоскости препятствия Σ (рис. 12.5). Результат дифракции (интерференции вторичных волн) будем рассматривать в точке P экрана \mathcal{E} на расстоянии b за препятствием.

В рассматриваемом случае первая зона Френеля представляет собой круг, причём расстояние C_1B больше OB на $\lambda/2$; остальные зоны – кольца с внешним радиусом OC_m (m – номер зоны-кольца). Найдём радиусы границ таких зон Френеля, используя теорему Пифагора для треугольника OC_mB :

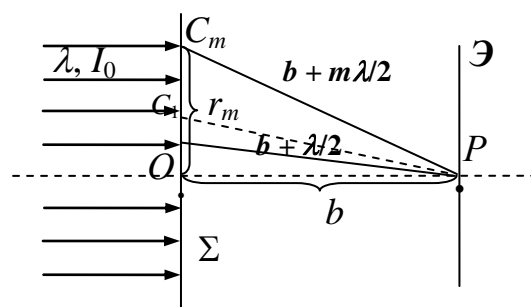
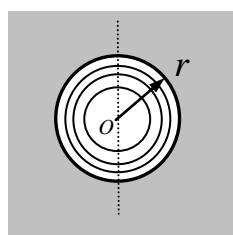


Рис. 12.5
Несколько первых зон Френеля внутри отверстия



$$b^2 + r_m^2 = (b + m\lambda/2)^2. \quad (12.7)$$

Будем считать, что точка P располагается за преградой на расстоянии b , много большем длины световой волны. Тогда $b\lambda \gg \lambda^2$ и после возведения суммы в квадрат, получаем:

$$r_m^2 = m\lambda b \Rightarrow r_m = \sqrt{m\lambda b}. \quad (12.8)$$

Нетрудно убедиться, что к тому же самому результату можно придти и формально, рассматривая плоскую волну как сферическую волну бесконечно большого радиуса. Тогда выражение для радиуса внешней границы m -ой зоны Френеля r_m (12.8) получается из (12.6) в пределе $a \rightarrow \infty$.

Выражения (12.6), (12.8) можно записать в обобщённом виде:

$$r_m = \sqrt{L \cdot m\lambda}. \quad (12.9)$$

При этом для случая падения на препятствие сферической волны от точечного источника

$$L = \frac{ab}{a+b}, \quad (12.10)$$

а для дифракции плоской волны (от лазера или удалённого источника света)

$$L = b. \quad (12.11)$$

Г. Дифракция на круглом отверстии

Пусть на пути световой волны расположена непрозрачная преграда с круглым отверстием радиуса R . Дифракционная картина с центром в точке P наблюдается на экране расположенном за преградой. Допустим, отверстие расположено так, что на нём размещается ровно m первых зон Френеля, построенных для точки наблюдения P . Тогда радиус R удовлетворяет соотношению

$$R = \sqrt{L \cdot m\lambda}. \quad (12.12)$$

Отсюда следует, что число открытых отверстий зон Френеля равно

$$m = \frac{R^2}{L\lambda} \quad (12.13)$$

Применяя для амплитуды E_P светового колебания в точке P , метод вывода выражения (12.3) при конечном значении m , получим

$$E_P = \frac{E_1}{2} \pm \frac{E_m}{2}, \quad (12.14)$$

где знак плюс берётся для нечётных m , минус – для чётных. Для малых значений m амплитуда E_m мало отличается от E_1 . Следовательно при нечётных m амплитуда в точке P приближённо равна E_1 , при чётных m – нулю. То есть, при нечётном числе открытых зон Френеля в центре дифракционной картины получается максимум освещённости (светлое пятно – рис. 12.6,*а*), а при чётном – минимум (тёмное пятно – рис. 12.6,*б*).

Допустим, что в точке P находится максимум освещённости. Тогда при непрерывном удалении от точки P по экрану \mathcal{E} будет достигнуто геометрическое место точек в виде окружности, для которых выполнится условие минимума освещённости и т.д. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия будет иметь вид чередующихся светлых и тёмных концентрических колец.

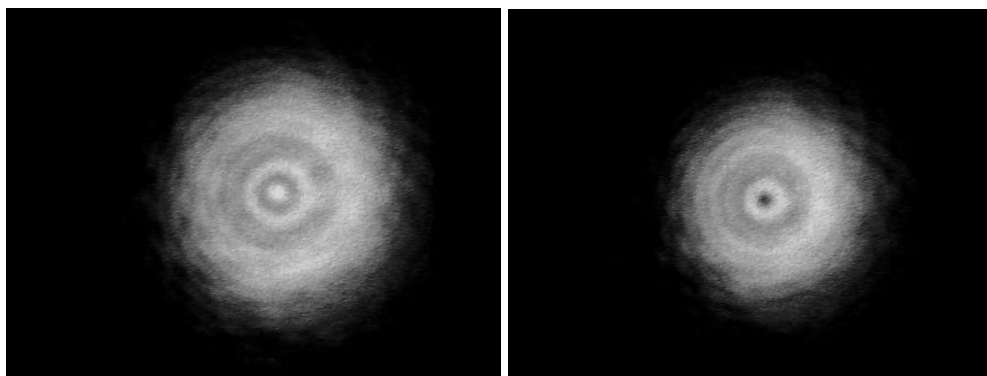
*а)*

Рис. 12.6

б)

Д. Дифракция на круглом диске

Пусть между источником света S и точкой наблюдения P находится непрозрачный круглый диск радиуса R . Пусть диск расположен так, что на нём размещается ровно m первых зон Френеля, построенных для точки наблюдения P . Поэтому амплитуда полного светового колебания в точке P может быть выражена через амплитуды колебаний от отдельных зон, не закрытых диском, в виде

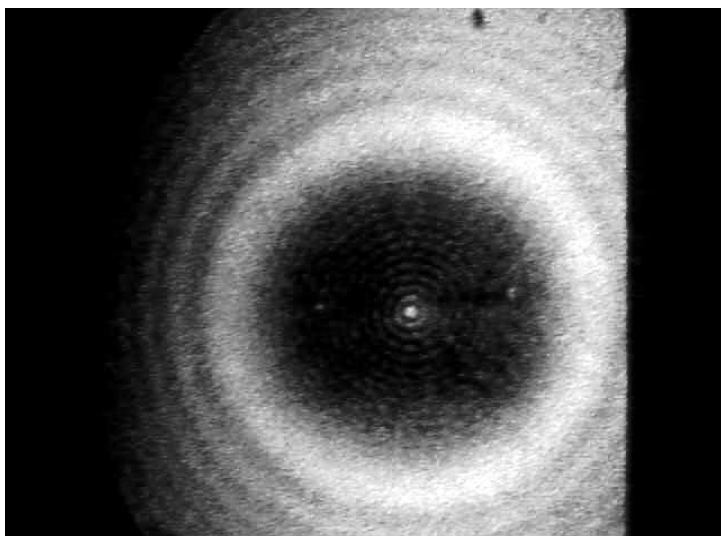
$$E_P = E_{m+1} - E_{m+2} + E_{m+3} - E_{m+4} + E_{m+5} - E_{m+6} + \dots \quad (12.15)$$

Выражение (12.14) сходно с (12.1). Поэтому после аналогичных преобразований получим

$$E_P = E_{m+1}/2 \quad (12.16)$$

При небольшом числе закрытых зон амплитуда E_{m+1} мало отличается от амплитуды E_1 . Поэтому интенсивность света в точке P будет почти такая же, как при отсутствии преграды между источником S и точкой P .

Поскольку в точке P находится максимум освещённости, то при непрерывном удалении от точки P по экрану \mathcal{E} будет достигнуто геометрическое место точек в виде окружности, для которых выполнится условие минимума освещённости и т.д. Таким образом,



дифракционная картина от круглого диска будет иметь вид чередующихся светлых и тёмных concentрических колец. В центре картины в этом случае наблюдается светлое пятно – «пятно Пуассона» (рис. 12.7).

Рис. 12.7

5. Описание лабораторной установки

Сменные пластины (рис. 12.8), устанавливаемые в блок (рис. 12.9), содержат ряд круглых отверстий (рис. 12.8,*а*) с фиксированными диаметрами, либо ряд непрозрачных дисков и квадратов (рис. 12.8,*б*). При освещении этих пластин на экране, установленном на фиксированном расстоянии от них, возникает соответствующая дифракционная картина (рис. 12.10).

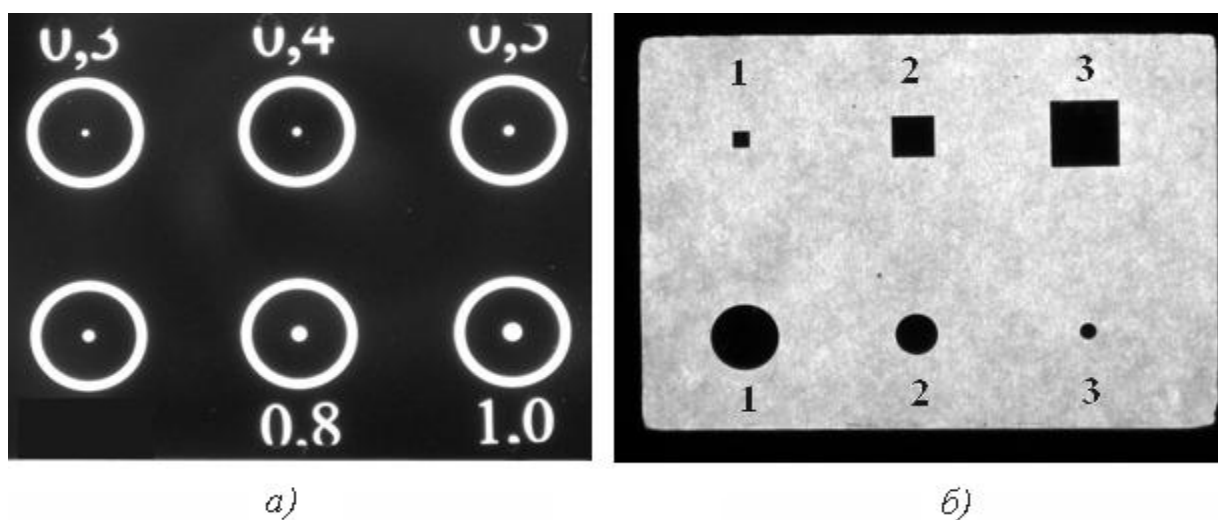


Рис. 11.8

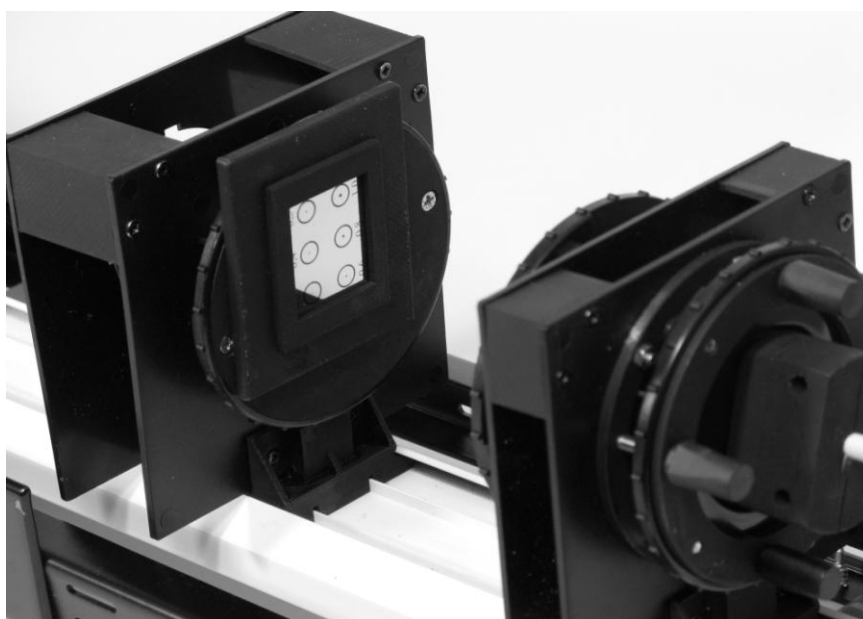


Рис. 12.9



Рис. 12.10

Пучок света от полупроводникового лазера, имеет весьма малую расходимость и в первом приближении может считаться параллельным пучком. Проходя через собирающую линзу, он фокусируется в «точку» (геометрическое приближение), а затем расходится. Можно считать, что таким образом в фокусе линзы моделируется точечный источник, который является источником сферической волны. Положение этого точечного источника относительно отверстий можно найти как разность между расстоянием от линзы до пластины с отверстиями ℓ и фокусным расстоянием линзы F (рис. 12.11):

$$a = \ell - F. \quad (12.17)$$

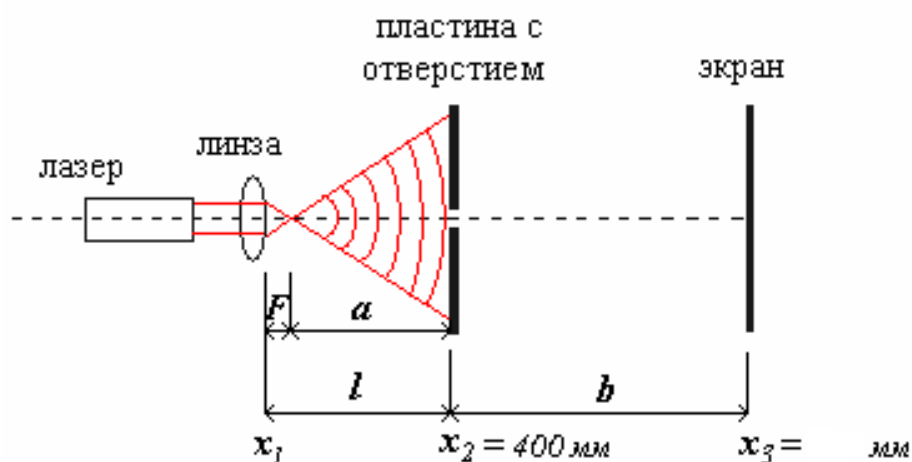


Рис. 12.11

5. Порядок проведения работы

Параметры установки:


Расстояние между экраном и препятствием: $b = (\dots \pm 1) \text{ мм}$;

Фокусное расстояние линзы: $F = (50 \pm 1) \text{ мм}$;

Отметка, на которой находится пластина с отверстиями : $x_2 = 400 \text{ мм}$.

Упражнение 1. Дифракция на круглом отверстии 1

(используя отверстие с известным диаметром d_1 , экспериментально определить длину волны излучения лазера λ)

1. После включения компьютера запустить программу «Практикум по физике» и выбрать соответствующий сценарий проведения эксперимента (Alt+C). Для этого на панели устройств найти кнопку  (Выбрать сценарий проведения эксперимента) (Alt+C). В открывшемся окне в списке задач найти задачу «Исследование дифракции Френеля на круглом отверстии и круглом диске» и дважды щелкнуть по ней левой кнопкой мыши.
2. Собрать оптическую схему в соответствии с рис. 12.11, установив на оптический блок пластину с отверстиями. Лазер и блок «экран – видеокамера» должны располагаться на концах скамьи, а пластина с отверстиями – на отметке « $x_2 = 400 \text{ мм}$ » (шкала скамьи начинается со стороны лазера.). Экран находится на отметке « $x_3 = \dots \text{ мм}$ ». В этом случае расстояние « b » между отверстием и экраном будет равно $x_3 - x_2 = b = \dots - 400 = \dots \text{ мм}$ (рис. 12.11).
3. Установить на оптический блок пластину с отверстиями таким образом, чтобы луч лазера попал на отверстие диаметром $0,8 \text{ мм}$, и в центре экрана наблюдалась бы дифракционная картина.
4. Переместить каретку с лазером в начало шкалы (это будет максимальное расстояние от оптического блока). В этом случае в центре экрана должно наблюдаться светлое пятно, т.к. для отверстия $0,8 \text{ мм}$ при расстоянии между кареткой с лазером и оптическим блоком больше чем 360 мм , открытой является только часть первой зоны Френеля.
5. Приближая каретку с лазером к оптическому блоку, получить в центре экрана темное пятно («1-й минимум – открыто две первые зоны, $m = 2$). Далее зафиксировать появление еще нескольких максимумов и минимумов до значения $m = 7$. Эту процедуру повторить ещё 4 раза, каждый раз возвращая каретку с лазером в

исходное положение. Координаты соответствующих положений каретки с лазером для всех этих случаев записать в таблицу 1.

Таблица 1. Круглое отверстие диаметром $d_1 = 0,8$ мм $\left(R_1 = \frac{d_1}{2}\right)$

№ минимума или максимума	Число открытых зон Френеля m , ед.	Координата каретки с лазером					$l_{icp} = x_2 - x_1$, мм	a_{icp} , мм	λ , нм	$\Delta\lambda = \lambda_i - \lambda_{icp}$, нм
		x_1 , мм								
		$l = x_2 - x_1$, мм								
1-й мин.	2									
2-й макс.	3									
2-й мин.	4									
3-й макс.	5									
3-й мин.	6									
4-й макс.	7									

После таблицы оставить место для записи расчётных результатов (примерно половину страницы).

По результатам обработки экспериментальных данных записать определённое в этом упражнении значение длины волны с учётом погрешности измерений и погрешности метода.

Упражнение 2. Дифракция на круглом отверстии 2

(используя полученную из первого эксперимента длину волны лазера λ , экспериментально определить неизвестный диаметр отверстия d_2)

1. Установить на оптический блок пластину с отверстиями таким образом, чтобы луч лазера попал на отверстие с неизвестным диаметром (оно находится слева в нижнем ряду), и в центре экрана наблюдалась бы дифракционная картина.
2. Повторить измерения пп. 4–5 для отверстия с неизвестным диаметром, результаты записать в таблицу 2.

Таблица 2. Круглое отверстие с неизвестным диаметром d_2

$$\left(R_2 = \frac{d_2}{2} \right)$$

№ минимума или максимума	Число открытых зон Френеля m , ед.	Координата каретки с лазером x_1 , мм					$l_{\text{иср}} = x_2 - x_1$, мм	$a_{\text{иср}}$, мм	R_2 , мм	ΔR_2 , мм
		$l = x_2 - x_1$, мм								
1-й мин.	2									
2-й макс.	3									
2-й мин.	4									
3-й макс.	5									
3-й мин.	6									
4-й макс.	7									

После таблицы оставить место для записи расчётных результатов (примерно половину страницы).

По результатам обработки экспериментальных данных записать определённое в этом упражнении значение диаметра отверстия с учётом погрешности измерений и погрешности метода.

Упражнение 3. Дифракция на препятствиях различной формы

Установить на оптический блок пластину с непрозрачными препятствиями круглой и квадратной формы и провести наблюдение полученной дифракционной картины. Каретку с лазером поместить в начало шкалы. Установить пластину таким образом, чтобы луч лазера попал на непрозрачный диск №3 (см. рис. 12.8, б). Приближая каретку с лазером к оптическому блоку, получить четкую дифракционную картину. Затем установить пластину таким образом, чтобы луч лазера попал на непрозрачный квадрат №1 (см. рис. 12.8, б) и также получить четкую дифракционную картину. В обоих случаях зарисовать эскизы наблюдаемых картин.

6. Указания по обработке результатов измерений

К упражнению 1:

1. Рассчитать для измеренных значений ℓ расстояния a_m ($a = \ell - F$) для каждого i -го минимума или максимума (m – число открытых зон Френеля). Найти средние значения $a_{\text{ср}}$, используя данные 5 проведённых циклов измерений. Результаты записать в таблицу 1. Для каждого значения $a_{\text{ср}}$ определить длину волны излучения лазера (для предложенной таблицы их окажется 6 значений) по формуле:

$$\lambda = \frac{a+b}{tab} R^2. \quad (12.18,a)$$

Рассчитать среднее значение длины волны излучения лазера:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 \lambda_i = \dots \text{ нм.}$$

Оценить **погрешность измерений** длины волны излучения лазера:

$$\Delta \lambda^{\text{изм}} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 |\Delta \lambda_i| = \dots \text{ нм.}$$

Записать результат экспериментального определения длины волны излучения лазера в стандартной форме:

$$\lambda = (\langle \lambda \rangle \pm \Delta \lambda) \text{ ед. изм.}$$

Погрешность метода:

$$\varepsilon_{\lambda}^{\text{мет}} = \Delta \lambda^{\text{мет}} = \varepsilon_{\lambda}^{\text{мет}} \cdot \langle \lambda \rangle = \dots \text{ нм.}$$

Общая погрешность эксперимента:

$$\Delta \lambda = \Delta \lambda^{\text{мет}} + \Delta \lambda^{\text{изм}} = \dots \text{ нм.}$$

$$\lambda = (\dots \pm \dots) \text{ нм.}$$

К упражнению 2:

2. Рассчитать для измеренных значений ℓ расстояния a_m ($a = \ell - F$) для каждого i -го минимума или максимума (m – число открытых зон Френеля). Найти средние значения $a_{\text{ср}}$, используя данные 5 проведённых циклов измерений. Результаты записать в таблицу 2. Для каждого значения $a_{\text{ср}}$ определить радиус отверстия (для предложенной таблицы их окажется 6 значений) по формуле:

$$R_2 = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \cdot m \lambda. \quad (12.18,b)$$

Рассчитать среднее значение радиуса отверстия:

$$\langle R_2 \rangle = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 R_{2i} = \dots \text{ мм.}$$

Оценить **погрешность измерений** радиуса отверстия:

$$\Delta R_2^{\text{изм}} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 |\Delta R_{2i}| = \dots \text{ мм}$$

Оценить **погрешность метода** и затем общую погрешность эксперимента $\Delta R_2 = \Delta R_2^{\text{изм}} + \Delta R_2^{\text{м}}$.

Записать результат экспериментального определения радиуса отверстия в стандартной форме:

$$R_2 = (\langle R_2 \rangle \pm \Delta R_2)$$

Погрешность метода:

$$\varepsilon_R^{\text{мет}} =$$

$$\Delta R^{\text{мет}} = \varepsilon_R^{\text{мет}} \cdot \langle R \rangle = \dots \text{ мм.}$$

Общая погрешность эксперимента:

$$\Delta R = \Delta R^{\text{изм}} + \Delta R^{\text{мет}} = \dots \text{ мм.}$$

$$R_2 = (\dots \pm \dots) \text{ мм.}$$

$$d_2 = (\dots \pm \dots) \text{ мм.}$$

7. Контрольные вопросы

1. Запишите уравнение волны для случая распространения света в вакууме вдали от источника.
2. Дайте определение волновой поверхности, волнового фронта.
3. Какие волны называются плоскими, сферическими?
4. Что такое дифракция?
5. В чём состоит принцип Гюйгенса и для чего он используется?
6. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
7. Что понимают под терминами «дифракция Френеля» и «дифракция Фраунгофера»?
8. В чём суть метода Френеля для решения задач дифракции?
9. Как строится векторная диаграмма для случая дифракции Френеля на круглом отверстии и круглом диске? Как определить интенсивность света в центре дифракционной картины в этих случаях с помощью «спирали Френеля»?

10. Что такое зоны Френеля? Расскажите о методе зон Френеля.
12. Как найти радиусы зон Френеля при падении на препятствие плоской волны; сферической волны?

8. Указания по технике безопасности

1. Перед выполнением работы получить инструктаж у лаборанта.
2. Запрещается трогать руками оптические поверхности линзы, источника и экран. Все перемещения вдоль оптической скамьи следует производить, двигая приборы за металлические рейтеры.
3. Соблюдать общие правила техники безопасности работы в лаборатории "Физика".

9. Приложения

Приложение 1. Оценка погрешности измерений.

Приложение 2. Датчики, интерфейсы, программное обеспечение.

Приложение 3. Справочные материалы.