

5294

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

**ИЗУЧЕНИЕ
ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА
ОТ ЩЕЛИ**

Методические указания
к лабораторной работе

Рязань 2018

УДК 539

Изучение дифракции Фраунгофера от щели: методические указания к лабораторной работе /Рязан. гос. радиотехн. ун-т; сост.: А.П.Соколов, А. В. Николаев. Рязань, 2018. 8 с.

Изложены элементы теории и метод определения ширины щели и длины волны света с помощью дифракции Фраунгофера от одной щели. Описан порядок выполнения работы. Даны указания по обработке результатов. Приведены вопросы для проверки знаний и самоконтроля.

Предназначены для студентов всех специальностей, изучающих курс «Физика».

Ил. 5. Библиогр.: 2 назв.

Зоны Френеля, дифракция Фраунгофера, дифракционная картина, окулярный микрометр

Печатается по решению редакционно-издательского совета Рязанского государственного радиотехнического университета.

Рецензент: кафедра общей и экспериментальной физики РГРТУ (зав. кафедрой М. В. Дубков)

Изучение дифракции Фраунгофера от щели

Составители: С о к о л о в Александр Павлович
Н и к о л а е в Артём Владимирович

Редактор Р. К. Мангутова

Корректор С. В. Макушина

Подписано в печать 25.06.18. Формат бумаги 60 × 84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 0,5.

Тираж 200 экз. Заказ .

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

Цель работы: ознакомиться с основными понятиями теории дифракции и способами её наблюдения, пронаблюдать и применить явление дифракции Фраунгофера от прямоугольной щели для определения длин волн излучения источника света.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

Дифракцией называют совокупность явлений, наблюдаемых при распространении волн в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонением от законов геометрической оптики.

При дифракции, так же как и при интерференции, наблюдается перераспределение светового потока при наложении когерентных волн. Дифракционные эффекты существенны, если длина волны λ сопоставима с размером b препятствия. В этом случае сохраняют силу такие понятия, как волновая поверхность и волновой фронт. При $\lambda \gg b$ или $\lambda \ll b$ дифракционные эффекты несущественны.

Расчёт интенсивности дифракционной картины осуществляют с использованием **принципа Гюйгенса - Френеля**: *Каждая точка волнового фронта является источником вторичных сферических волн, суперпозиция которых определяет интенсивность света в заданной точке.*

Наиболее наглядно задача дифракции решается разбиением волновой поверхности на кольцевые участки (зоны Френеля). Расстояние от соседних зон до точки наблюдения P отличается на половину длины волны $\lambda/2$. При соблюдении этого условия колебания, приходящие в точку P , находятся в противофазе и гасят друг друга. Элементарный расчёт показывает, что при разбиении сферического волнового фронта на зоны Френеля площади всех зон с точностью до $(\lambda/2)^2$ одинаковы [1]. Амплитуда колебаний A в точке P равна сумме колебаний от всех зон Френеля $= A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$, т.е. образует знакочередующийся ряд, члены которого монотонно убывают при увеличении номера зоны. Изменение знака членов ряда обусловлено изменением фазы колебаний между чётными и нечётными зонами на величину π . Уменьшение амплитуды A_m с ростом номера зоны m , согласно предположению Френеля, связано с уменьшением вклада колебаний поля световой волны в точке наблюдения P , приходящих от зон, которые дальше отстоят от центральной зоны. При полностью открытом волновом фронте выражение для амплитуды A можно представить в виде

$$A = A_1/2 + (A_1/2 - A_2 + A_3/2) + (A_3/2 - A_4 + A_5/2) + \dots$$

Сумма членов в скобках приблизительно равна нулю, поэтому $A = A_1/2$. Если круглое отверстие открывает m зон Френеля, то $A = A_1/2 - A_m/2$ при

чётном m и $A=A_1/2+A_m/2$ при нечётном m . Радиус m -й зоны определяется формулой

$$r_m = \sqrt{\frac{a_1 a_2 m \lambda}{a_1 + a_2}},$$

где a_1 – расстояние от точечного источника до центральной зоны, a_2 – расстояние от центральной зоны до точки P [1].

Условием наблюдения дифракции является сравнимость размеров препятствия на пути световой волны с размерами первой зоны Френеля. Если в пределах препятствия укладывается относительно небольшое число зон Френеля, то это является необходимым и достаточным условием получения дифракционной картины.

Различают две области наблюдения дифракции: область дифракции Френеля и область дифракции Фраунгофера. Дифракция Френеля наблюдается в ближней зоне, то есть при таком расстоянии от препятствия b до точки наблюдения P , когда характерный размер препятствия $\rho \geq r_1 = \sqrt{\frac{a_1 a_2 \lambda}{a_1 + a_2}}$. Если фронт падающей на препятствие световой

волны является плоским, что соответствует $a_1 \rightarrow \infty$, то область дифракции Фраунгофера начинается при

$$a_2 \geq \frac{\rho^2}{\lambda}.$$

Выполнение этого условия означает, что при удалении экрана, на котором наблюдается дифракция, на расстояние больше, чем a_2 , в характерном размере препятствия ρ укладывается меньше одной зоны Френеля. Дифракционная картина при этом образуется в результате суперпозиции практически плоских (квазиплоских) волн, приходящих в область наблюдения под различными углами.

Рассмотрим дифракцию плоской волны на узкой и бесконечно длинной щели, образованной двумя непрозрачными экранами, расстояние между которыми равно b (рис. 1).

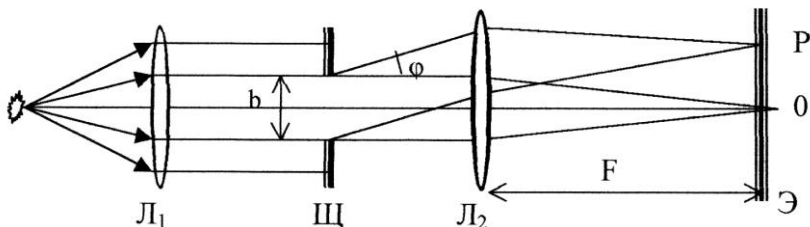


Рис. 1

Согласно условиям дифракции Фраунгофера [1] дифракционная картина наблюдается на экране при его достаточно большом удалении от щели. Поэтому точка наблюдения P настолько удалена от щели, что лучи, идущие от неё под углом дифракции φ и сходящиеся в точке наблюдения P , практически могут считаться параллельными. Математически задача дифракции в этом случае решается как дифракция плоских волн. Суперпозиция этих волн, распространяющихся под различными углами φ , образует на экране дифракционную картину. Дифракция плоских волн может наблюдаться и на небольшом расстоянии от щели, если после щели поместить собирающую линзу, в фокальной плоскости находится экран (рис. 1). Излучение точечного источника превращается линзой L_1 (роль этой линзы на рис. 4 выполняет коллиматор 3) в плоскую волну, которая проходит через щель $Щ$. Линза L_2 собирает в различных участках своей фокальной плоскости все лучи, прошедшие через щель, в том числе и отклонившиеся на угол φ от первоначального направления.

Найдём распределение интенсивности света в дифракционной картине на экране Э. Выделим элементарную полоску шириной dx , расположенную на расстоянии x от края щели (см. рис. 2), т.е. от точки 0. Каждая полоска в плоскости щели создаёт поле световой волны $dE_0 = cdx \cos \omega t$, где c – постоянная величина, ω – частота.

Если амплитуду световой волны, падающей на щель, обозначить E_0 то

очевидно, что $E_0 = \int_0^b cdx = cb$. Следовательно,

$$dE_0 = \frac{E_0}{b} dx \cos \omega t. \quad (1)$$

Участок щели dx посылает в направлении, определяемом углом φ , плоскую волну с запаздыванием по фазе на $k\Delta = kx \sin \varphi$ относительно левого края щели, т.е.

$$dE_\varphi = \frac{E_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx, \quad (2)$$

$k=2\pi/\lambda$ – волновое число.

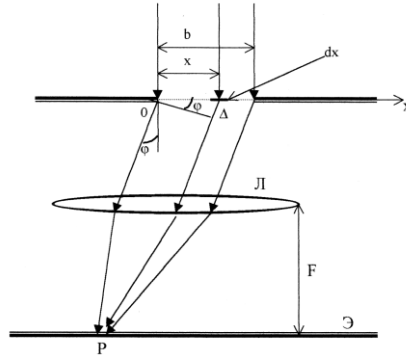


Рис. 2

Вследствие когерентности возмущений от всех полосок нахождение результирующей амплитуды в произвольной точке P сводится к решению задачи интерференции, т.е. сложению колебаний от всех полосок с учётом амплитуды и фазы. Отметим, что линза L (рис. 2) дополнительной разности фаз не вносит. Проинтегрируем выражение (2) по всей ширине щели от 0 до b :

$$E = \int_0^b dE_\varphi = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2}} \cos\left(\omega t - \frac{kb}{2} \sin \varphi\right). \quad (3)$$

Амплитуда результирующей волны в точке P определяется членами, не зависящими от времени в выражении (3), т.е.

$$E_P = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2}}. \quad (4)$$

Поскольку интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы имеет вид

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)^2}. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что при

$$\frac{kb}{2} \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = n\pi, \quad (6)$$

где $n=1, 2, 3, \dots$, освещённость равна нулю. Условие

$$b \sin \varphi = \pm n \lambda \quad (7)$$

определяет угловое положение минимумов при дифракции Фраунгофера на щели.

График функции вида $I_{\varphi} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2$, где $u = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}$, показан

на рис. 3. Как следует из формулы (5), максимальные значения интенсивности света быстро убывают с увеличением угла дифракции φ . Расчёт по формуле (5) показывает, что соотношение максимумов интенсивности разных порядков имеет вид

$$I_0 : I_1 : I_2 = 1 : 0,047 : 0,017.$$

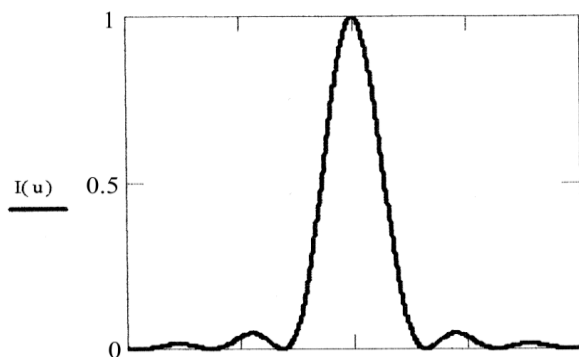


Рис. 3

Следовательно, основной световой поток сконцентрирован в пределах центрального дифракционного максимума, определяемого значениями

$$\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}. \quad (8)$$

При малых углах дифракции координата x_m , определяющая положение на экране минимума интенсивности света (тёмной полосы) m -го порядка,

может быть найдена из формулы (7), при $\sin \varphi \approx \tan \varphi = \frac{x_m}{F}$, т.е.

$$x_m = \frac{mF\lambda}{b} \quad (9)$$

Ширина центрального дифракционного максимума, как следует из соотношения (9), может быть рассчитана по формуле

$$\Delta_0 = \frac{2F\lambda}{b}. \quad (10)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема установки показана на рис. 4, где 1 и 2 – светоизлучающие диоды в красном и зелёном участках спектра, 3 – коллиматор, образующий параллельный пучок света, 4 – регулируемая по ширине щель, 5 – линза, 6 – окуляр-микрометр. Все элементы установки закреплены в оптических рейтерах 7, 8, 9, 10, 11 на скамье 12.

Внимание! Оптическая система настроена и без разрешения преподавателя или лаборанта перемещать рейтеры и оптические элементы схемы нельзя. Подлежат регулировке только ширина щели при помощи барабанчика 14 и перемещения креста окулярного микрометра вращением барабанчика 15.

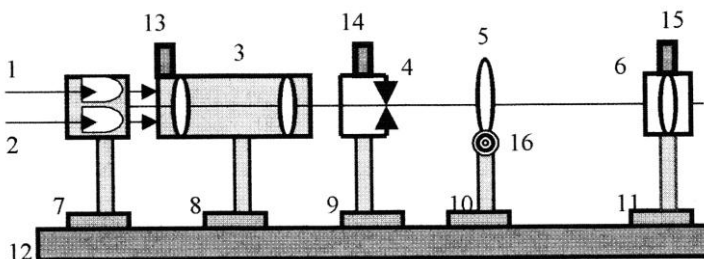


Рис. 4

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Включить источник питания светодиодов. Тумблер на рейтере 7 поставить в положение «красный»
2. Установить с помощью барабанчика 14 с нанесёнными на нём делениями минимальную ширину щели.
3. Увеличивая ширину щели, получить дифракционную картину при наблюдении её через окуляр микрометра. Вид дифракционной картины в поле зрения окуляра показан на рис 5.
4. Крест окулярного микрометра, вращая барабанчик 15, вывести в центр поля зрения. Для удобства отсчётов совместить шкалу барабанчика 15 с нулевой отметкой. С помощью винта 16 установить крест на центр полосы нулевого порядка.

5. Измерить расстояние между линзой 5 и окулярным микрометром 6, которое приблизительно равно фокусному расстоянию линзы F . Это расстояние указано на оправе линзы.

6. Вращая барабанчик окулярного микрометра, совместить перекрестие с полосами минимальной интенсивности \pm первого, \pm второго, \pm третьего и т.д. порядка, насколько это позволяет дифракционная картина. Эти полосы расположены справа и слева от центральной полосы. Записать показания микрометра окуляра N_+^k и N_-^k для полос $\pm k$ -го порядка. Эти измерения повторить не менее трёх раз и свести в таблицу.

7. Вычислить ширину щели b по формуле

$$b = \frac{kF\lambda}{x_k}, \quad (11)$$

приняв длину волны красного светодиода $\lambda=650$ нм, где

$$x_k = \frac{N_+^k + N_-^k}{2} \cdot 0,004 \text{ мм},$$

если расстояние x_k между двумя симметрично расположенными тёмными полосами отсчитано в делениях барабана окулярного микрометра, цена деления которого равна 0,004 мм, а общее число делений равно 100. Обратите внимание на то, что при вращении барабана его шкала может перейти нулевую отметку. Поэтому к показаниям N_+^k либо N_-^k нужно прибавить $\Delta x_k = (100 \cdot n) \cdot 0,004$ мм, где n - число полных оборотов барабана после прохождения нулевой отметки. Один оборот барабана соответствует перемещению по неподвижной шкале микрометра на одно деление, т.е. на 0,4 мм. Изменяя ширину щели вращением барабана 14 с шагом 0,01мм для пяти значений ширины щели b , отсчитанных по микрометрическому устройству, измерить ширину центрального дифракционного максимума $\Delta_0 = x_1 - x_{-1}$, помещая перекрестие окулярного микрометра на минимум интенсивности с правой и левой от него стороны. Результат измерений представить в виде графической зависимости Δ_0 от b .

Построить график теоретической зависимости Δ_0 от b , рассчитанной по формуле

$$\Delta_0 = \frac{2F\lambda}{b}.$$

8. Переключить тумблер на реитере 7 в положение «зелёный». По указаниям п. 6 измерить

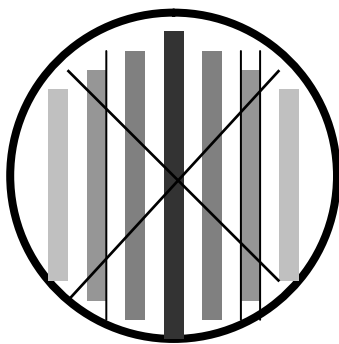


Рис. 5

расстояния между полосами минимальной интенсивности наблюдаемой дифракционной картины, установив ширину щели в положение, найденное согласно п. (7).

9. По формуле (10) вычислить длину волны излучения зелёного светодиода.

10. Оценить погрешности полученных результатов.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Объяснить явление дифракции света на основе принципа Гюйгенса - Френеля.

2. Сформулировать метод зон Френеля и вывести формулу для радиусов зон Френеля.

3. Объяснить различие между дифракцией Френеля и Фраунгофера.

4. Изобразить оптическую схему для наблюдения дифракции Фраунгофера и дать её обоснование.

5. Получить и проанализировать формулу для распределения интенсивности света в зависимости от угла дифракции при дифракции Фраунгофера на щели.

6. Объяснить вывод расчётных формул для ширины щели и для ширины центрального максимума.

7. На основе формул (8) и (9) оценить угол дифракционной расходимости φ плоской световой волны в зависимости от длины волны λ при её падении на щель шириной b .

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976. С. 172-179.

2. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 2. М.: Наука, 1988. С. 382-407.