

КАЗАНСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ
АРХИТЕКТУРНО-СТРОИТЕЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ

Кафедра физики

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ ПО ФИЗИКЕ
для студентов специальностей
2903, 2906, 2907, 2908, 2910

Лабораторная работа № 54

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ ЩЕЛИ

Казань - 2011

Составители: В. В. Алексеев, Л. И. Маклаков

УДК 539.15

Методические указания к лабораторным работам по физике для студентов дневного и заочного отделений специальностей 2903, 2906, 2907, 2908, 2910/ Казанская государственная архитектурно-строительная академия; Составители В. В. Алексеев, Л. И. Маклаков. Казань 2011 г. 11 с.

В работе рассмотрены вопросы дифракции света. Приведена экспериментальная установка.

Илл. 5.

Рецензент профессор кафедры общей физики Казанского госуниверситета Фишман А.И.

© Казанская государственная архитектурно-строительная академия, 2011 г.

ВОЛНЫ

Волной называют процесс распространения колебаний в пространстве. Геометрическое место точек, до которых дошли колебания, называется **фронтом волны**. Фронт волны представляет собой поверхность, которая разделяет область, в которой происходят колебания, от области, где их ещё нет. Форма фронта волны может быть различной. Простейшими являются плоские и сферические волны, в которых фронт волны или плоскость, или сфера.

Линии, вдоль которых распространяются волны, называют **лучами**. В изотропных средах лучи перпендикулярны к фронту волны. На рис. 1 показаны сечения плоских и сферических волн. Фронт волны обозначен сплошной линией, а лучи — пунктирной.

При распространении плоской волны энергия волны не рассеивается в пространстве. Поэтому амплитуда колебаний остается постоянной. В случае сферической волны амплитуда колебаний убывает по мере удаления от источника колебаний.

Зависимость колеблющейся величины (смещение точки от положения равновесия, напряжённость электрического и индукция магнитного поля и т.д.) от пространственных координат и времени называется **уравнением волны**: $\xi = f(x, y, z, t)$. Уравнение плоской монохроматической волны, т.е. волны, в которой во всех её точках совершаются гармонические колебания определённой частоты, распространяющейся вдоль координатной оси x , записывается в виде:

$$\xi = A \cos(\omega t - kx + \alpha), \quad (1)$$

где A и ω — амплитуда и циклическая частота волны, равная амплитуде и циклической частоте колебаний, происходящих в любой точке ($x = \text{const}$) волны со-

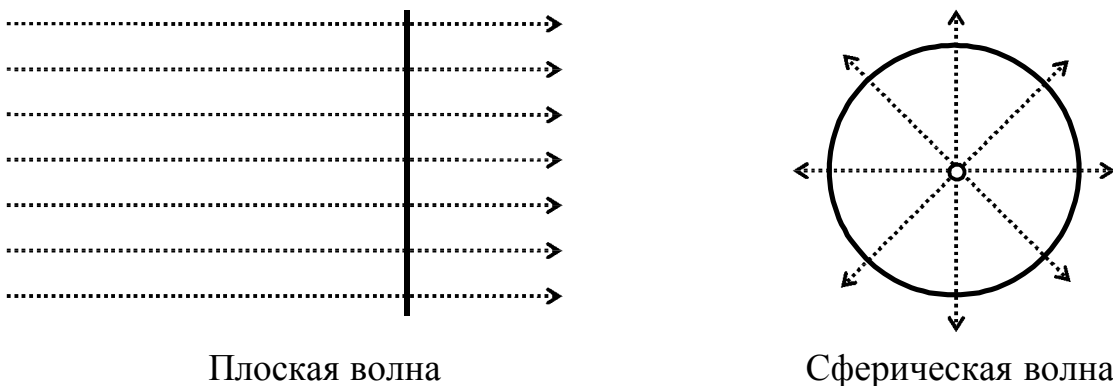


Рис. 1

ответственно, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, показывающее сколько длин волн укладывается на отрезке длиной 2π метров, $(\omega t - kx + \alpha)$ — фаза волны, равная фазе колебаний в различных её точках, $(-kx + \alpha)$ — начальная фаза волны, равная фазе колебаний в момент времени $t = 0$, λ — длина волны, т.е. расстояние между двумя точками волны, в которых колебания происходят с разностью фаз, равной 2π радиан.

При своём распространении волна через некоторую поверхность переносит энергию, зависящую от времени. *Среднее значение энергии, переносимой волной в единицу времени через единичную поверхность, перпендикулярную к направлению распространения*, называют **интенсивностью волны**. Интенсивность волны I , как показывают расчёты, пропорциональна квадрату её амплитуды, т.е. $I \sim A^2$.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

В однородной среде свет распространяется прямолинейно. Об этом свидетельствуют резкие тени, отбрасываемые непрозрачными предметами при освещении их точечными источниками света. Однако если размеры препятствий становятся сравнимыми с длиной волны, то прямолинейность распространения света (и вообще любых волн) нарушается.

Явление огибания волнами препятствий называется **дифракцией волн**. Различают два вида дифракции — это дифракция сферических (дифракция Френеля) и плоских (дифракция Фраунгофера) волн.

ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА — ФРЕНЕЛЯ

Для описания процесса распространения волн Гюйгенс и Френель предложили искусственный приём, получивший название **принципа Гюйгенса — Френеля**, с помощью которого можно определить направление распространения и интенсивность волн по различным направлениям. Согласно этому принципу, *любая точка фронта волны является источником когерентных вторичных волн, а огибающая этих волн даёт положение фронта волны в следующий момент времени*.

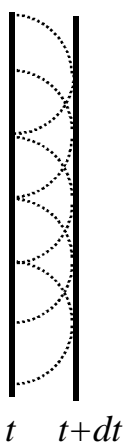


Рис. 2

Действительно, пусть в момент времени t известно положение фронта, например, плоской волны (рис. 2). От каждой точки исходят вторичные волны, изображённые пунктирными линиями. В изотропной среде эти вторичные волны являются сферическими. При этом принимается, что они распространяются только в направлении распространения волны. Огибающая этих вторичных волн и даёт положение фронта волны в момент времени $t + dt$. Интенсивность же волны в различных точках пространства

находится в результате расчёта интерференции вторичных волн.

Принцип Гюйгенса — Френеля пригоден для описания поведения волн любой физической природы. Однако в случае механических волн он имеет наглядное истолкование, поскольку частицы среды, колеблясь, приводят в колебательное движение соседние частицы, т.е. действительно являются источниками колебаний.

МЕТОД ЗОН ФРЕНЕЛЯ

Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, фронт волны рассматривается как совокупность большого числа когерентных источников, создающих вторичные волны. Поэтому при расчёте интенсивности волны в различных точках пространства необходимо суммировать громадное число колебаний, создаваемых вторичными волнами, что представляет собой сложную задачу. Однако в случае сферических и плоских волн эта задача сильно упрощается, если применить метод мысленного деления фронта волны на участки, получившие название *зон Френеля* в честь учёного, предложившего это. При этом деление производят так, чтобы вторичные волны, идущие от соседних зон Френеля, при наложении взаимно ослабляли друг друга.

Из теории интерференции известно, что две когерентные волны ослабляют друг друга при наложении в некоторой точке, если их геометрическая разность хода равна полуцелому числу длин волн: $\lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$ и т.д., где λ — длина волны. В силу этого фронт волны разбивается на зоны Френеля таким образом, что разность хода волн от них равна половине длины волны, т.е. $\lambda/2$. Необходимо отметить, что число зон, укладывающихся на фронте волны, вырезаемой препятствием (например, щелью), зависит от направления дифрагированной волны. Тогда интенсивность волны в различных точках пространства будет определяться числом зон Френеля, размещающихся на фронте волны. Если оно чётное, то действие зон попарно компенсируется, и волны, распространяющиеся в данном направлении, при наложении ослабляются, если же их число нечётное, то одна зона оказывается некомпенсированной, и волны усиливают друг друга.

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ОТ ЩЕЛИ

Пусть на узкую длинную щель $Щ$ шириною a перпендикулярно падает параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ , т.е. плоская монохроматическая световая волна. Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, каждая точка щели, до которой дошёл свет, является источником вторичных когерентных волн, распространяющихся по всем направлениям. Выберем одно из них, составляющее угол φ , называемый углом дифракции, с направлением па-

дающего света. Этот дифрагированный световой пучок с помощью линзы собирается в определённых местах экрана Э, помещённого в фокальной плоскости линзы (рис. 3, на котором приведено сечение щели плоскостью чертежа и показаны лучи, проходящие через края зон Френеля). Для расчёта интерференции этих вторичных волн воспользуемся методом зон Френеля. Мысленно разобьём щель на зоны Френеля, имеющие в данном случае вид полос, параллельных краям щели.

Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краёв соседних зон равнялась бы $\lambda/2$. На рис. 3 показан случай, когда на щели размещается три зоны. Для нахождения разности хода проводят фронт дифрагированного света, идущего от каждой зоны (прямые 1, 2 и 3, так как показано сечение плоскостью чертежа). Из рис. 3 следует, что ширина каждой зоны равна

$$\delta = (\lambda/2)/\sin\varphi. \quad (1)$$

Число зон n , укладывающихся в щели, равно $n = a/\delta$. С учётом (1)

$$n = a \sin\varphi / (\lambda/2). \quad (2)$$

Таким образом, число зон, размещающихся в щели, зависит от угла дифракции, т.е. от направления распространения дифрагированной волны. Как указывалось, результат интерференции вторичных волн будет зависеть от этого числа зон. Если оно чётное ($n = 2m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$), то свет, выходящий из щели в данном направлении, при наложении погашается, если же их число нечётное ($n = 2m + 1$), то одна зона остаётся некомпенсированной, и свет от неё не гасится.

Из выражения (2) можно записать условие дифракционного минимума:

$$a \sin\varphi = m\lambda \quad (\text{при } n = 2m) \quad (3)$$

и дифракционного максимума:

$$a \cdot \sin\varphi = (m + 1/2) \lambda, \quad (\text{при } n = 2m + 1) \quad (4)$$

где m — порядок дифракционного минимума или максимума, принимающего значения $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$. Необходимо отметить, что при прямолинейном распространении света ($\varphi = 0$) разность хода волн, идущих от любых зон, равна нулю. Это, как известно из теории интерференции, является условием усиления волн при их наложении. Поэтому на экране возникает центральный максимум, обладающий наибольшей интенсивностью, так как в прямом направлении действует вся щель. Интенсивность же других дифракционных максимумов будет

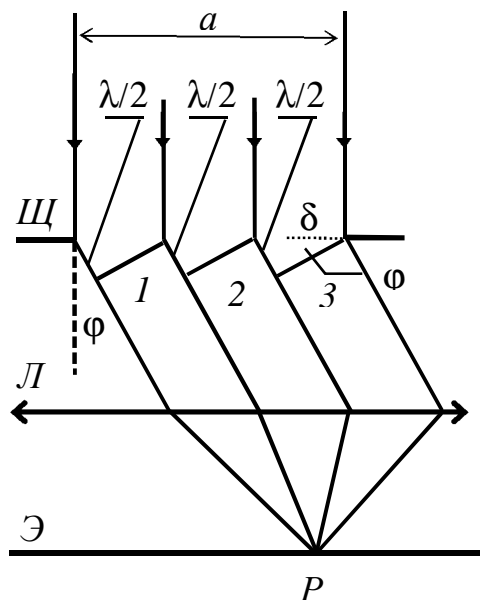


Рис. 3

меньше центрального, поскольку они обусловлены действием только одной зоны. Из формулы (2) следует, что с возрастанием угла дифракции увеличивается число зон Френеля, укладывающихся на щели. Следовательно, площадь этих зон убывает и соответственно уменьшается интенсивность максимумов с возрастанием их порядка, поскольку амплитуда волны, идущей от зоны, пропорциональна её площади, а её интенсивность — квадрату площади зоны. Итак, на экране возникает дифракционная картина, состоящая из светлых полос, разделённых тёмными промежутками. При этом светлые полосы имеют цвет падающего света. Освещённость светлой полосы убывает от её середины, где она максимальна, к краям. Это связано с тем, что при углах дифракции, отвечающих условиям (3) и (4), наблюдаются минимумы и максимумы. При других же углах дифракции освещённость экрана, очевидно, должна постепенно изменяться от нуля до соответствующих максимумов. Распределение освещённости E на экране показано на рис. 4.

Из рис. 4 видно, что центральный максимум (центральная светлая полоса) занимает область между ближайшими левым и правым минимумами, т.е. область, лежащую в интервале углов дифракции, находимых из уравнений $\sin\varphi = -\lambda/a$ и $\sin\varphi = \lambda/a$. Таким образом, при данной длине волны центральная светлая полоса тем шире, чем меньше ширина щели a . Очевидно, что при этом и максимумы других порядков также располагаются дальше с уменьшением a .

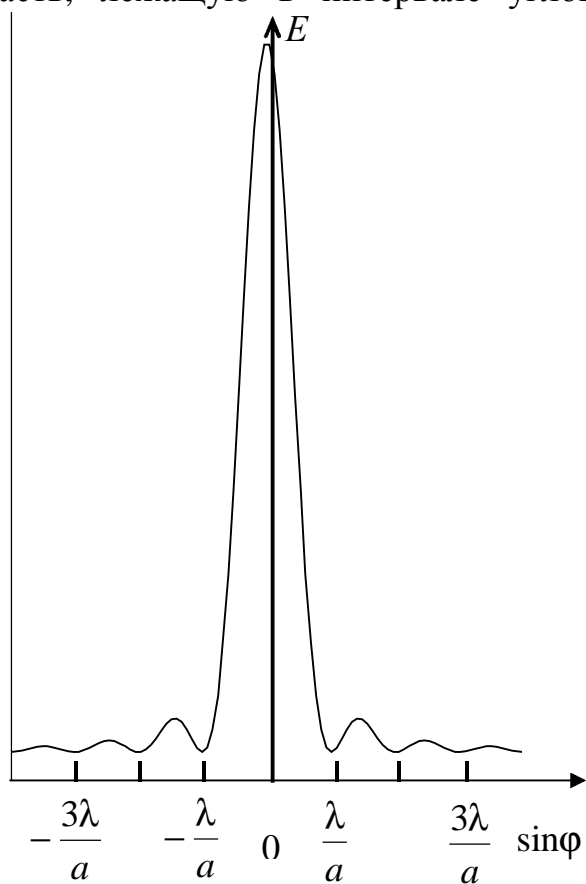


Рис. 4

Если ширина щели равна длине световой волны, т.е. $a = \lambda$, то угол дифракции $\varphi = \pm 90^\circ$, т.е. первые минимумы наблюдаются при углах $\pm 90^\circ$, и они сдвигаются на края экрана. При этом центральный максимум становится столь пологим, что освещённость экрана практически будет одинаковой. Итак, с уменьшением ширины щели освещённость стремится стать равномерной по всему экрану, и при $a \leq \lambda$ она строго равномерная. Наоборот, при увеличении ширины щели положение всех минимумов приближается к центру дифракционной картины, и при

достаточно широкой щели (по сравнению с λ) на экране возникает чёткое изображение светового пучка.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Целью данной работы является изучение дифракции плоской монохроматической световой волны, излучаемой лазером, на щели. Установка для наблюдения дифракции состоит из гелий-неонового лазера, испускающего световые волны с длиной волны $\lambda = 633$ нм, щели, укрепленной на лазере, ширина которой регулируется микрометрическим винтом, и экрана с миллиметровой бумагой для наблюдения дифракционной картины. Схема наблюдения дифракции Фраунгофера, т.е. дифракции плоских волн от щели, приведена на рис. 5. Параллельный пучок света от лазера 1 падает перпендикулярно на щель 2. На экране 3 наблюдается дифракционная картина.

ЗАДАНИЕ

1. Включите лазер.
2. Проведите несколько раз качественные наблюдения дифракционной картины, изменяя с помощью микрометрического винта ширину раздвижной щели.
3. Проведите измерение ширины щели. Для этого установите какую-нибудь ширину щели, при которой на экране видна дифракционная картина. Измерьте с помощью линейки расстояние L до экрана и от середины центрального максимума до середины первого максимума (l). Для повышения точности лучше измерить двойное расстояние между симметрично расположенными максимумами первого порядка, и затем результат поделить на два.

Из рис. 5 видно, что $\operatorname{tg} \varphi = l/L$. Поскольку угол φ мал, то можно принять $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$. Тогда $\sin \varphi = l/L$. С учётом этого из формулы (4) при $m = 1$ получаем:

$$a = 3\lambda L/(2l). \quad (5)$$

По формуле (5) подсчитайте ширину щели. Затем, измерив ширину щели, снова проведите указанные в пункте 3 измерения и вычисления. Опыт проведите 3 — 5 раз, причём расстояние L должно оставаться неизменным.

4. Постройте график зависимости расстояния l от ширины щели a .

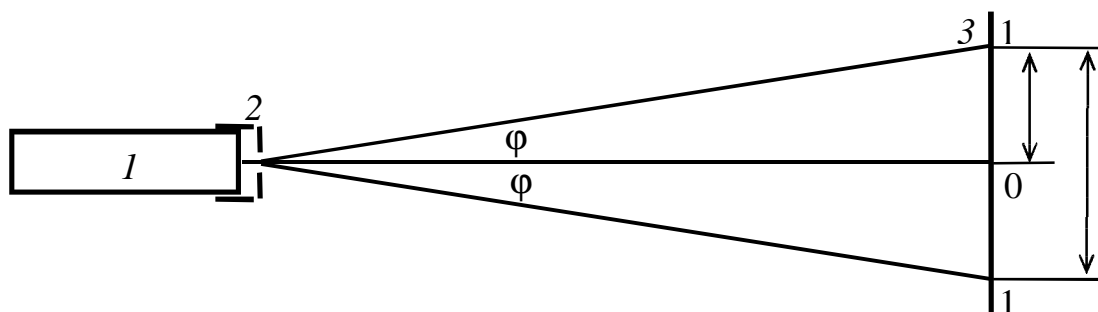


Рис. 5

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется волной, фронтом волны и лучом?
2. Напишите уравнение плоской монохроматической волны. Каковы её характеристики.
3. Что называется интенсивностью волны? Как она связана с амплитудой волны ?
4. Дайте понятие дифракции волн. Когда она проявляется заметным образом?
5. В чём состоит принцип Гюйгенса — Френеля?
6. В чём заключается метод зон Френеля?
7. Рассмотрите дифракцию света на щели.
8. Как влияет ширина щели на дифракционную картину?