

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

Казахский национальный исследовательский технический
университет имени К. И. Сатпаева

Г. Е. Бедельбаева, Ш. В. Ниязова, Г. Т. Алджамбекова

Под общ. ред. канд. физ.-мат. наук, доц. *А. Ш. Иркегулова*

КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

(для студентов специальности 5В072300 «Техническая физика»)

Физический практикум

Часть II

Рекомендовано Научно-методическим советом университета
в качестве учебного пособия

Алматы 2016

УДК 535 (075.8)

ББК 22.34 я73

Б 38

Рецензенты:

Калкозова Ж. К., канд. физ.-мат. наук,
и.о. доц. КазНУ им. Аль Фараби
Карсыбаев М. Ш., канд. физ.-мат. наук, проф. АУЭиС
Утеулина К. А., канд. физ.-мат. наук,
доц. КазННТУ им. К. И. Сатпаева

Печатается по Типовой учебной программе, утвержденной Министерством образования и науки Республики Казахстан на 2016 год

Бедельбаева Г. Е.

Б38 Под общ. ред. канд. физ.-мат. наук, доц. *А. Ш. Иркегулова*. Когерентная оптика: Физический практикум. Часть II (для студентов 2 курса специальности 5В072300 «Техническая физика») / *Г. Е. Бедельбаева, Ш. В. Ниязова, Г. Т. Алджамбекова*. – Алматы: КазННТУ имени К. И. Сатпаева, 2016. – 111 с.: Ил. 63. Табл. 19. Библиогр. – 8 назв.

ISBN 978-601-228-864-3

Ч.2.-111 с.

ISBN 978-601-228-865-0

Учебное пособие составлено согласно Типовой учебной программе, утвержденной Министерством образования и науки Республики Казахстан, и в соответствии с требованиями ГОСО специальности, а также психолого-педагогических основ организации и проведения лабораторного занятия.

Изложенные в пособии методы и средства выполнения лабораторных работ, а также формы представления результатов измерений и вычислений способствуют активизации мыслительной деятельности студентов по усвоению теоретических основ выполняемой лабораторной работы, организуют их самостоятельную работу по приобретению экспериментальных умений и навыков и гарантированно приводят к достижению поставленной в работе цели.

Физический практикум предназначен для студентов технических специальностей. Он включает описание 14 лабораторных работ, поставленных на кафедре общей и теоретической физики.

ISBN 978-601-228-866-7-(ч.2)

ISBN 978-601-228-864-3

© Бедельбаева Г. Е., Ниязова Ш. В.,
Алджамбекова Г. Т., 2016

© КазННТУ им. К.И. Сатпаева, 2016

ВВЕДЕНИЕ

В физическом практикуме даны руководства к выполнению четырнадцати лабораторных работ по основным разделам волновой оптики.

Главная цель пособия – освоение студентами основных вопросов курса на основе экспериментального изучения различных оптических явлений, когда они изучают оптические приборы и объекты, приобретают навыки в обращении с современным физическим оборудованием.

Руководства к каждой лабораторной работе содержат цель работы, теоретическое введение, методику выполнения работы, описание экспериментальной установки, порядок выполнения заданий, а также описание методов обработки экспериментальных измерений. Для самопроверки знаний приведены контрольные вопросы.

Приведены выводы расчётных формул и оформление результатов измерений и вычислений.

Описания лабораторных работ не дают полного представления об изучаемых явлениях, поэтому нужно использовать литературу, приведенную в конце пособия.

При подготовке к выполнению лабораторной работы студент должен разобраться в:

- принципиальной и рабочей схеме выполнения работы;
- таблицах, расчетных формулах и формулах расчета погрешностей;
- порядке выполнения работы.

При работе с установкой или отдельными деталями следует соблюдать правила техники безопасности.

В процессе измерений записывают результаты в таблицы, указанные в описаниях. Графические построения проводят в процессе выполнения работы.

Универсальная установка «Когерентная оптика» позволяет проводить экспериментальное изучение основных законов оптики,

наблюдение и исследование оптических явлений, изучение принципов построения оптических приборов.

На установке «Когерентная оптика» можно быстро и надежно выполнить эксперименты по геометрической и волновой оптике и в каждом эксперименте произвести глубокие и разносторонние исследования.

Установка позволяет применить при проведении лабораторных работ технологии обучения, такие как фронтально-тематические занятия, проблемное и индивидуальное обучение, совмещение семинарских и лабораторных занятий и др.

Логическая преемственность изучаемых явлений обеспечивается последовательным выполнением экспериментов на установке.

11 оптических устройств (модулей), а также 37 исследуемых оптических объектов (плоскопараллельные стеклянные пластины, стеклянный клин, призмы, бипризма, линзы и т. д.) можно применить для исследований в различных сочетаниях.

На установке можно выполнить около 60 экспериментов для изучения разных методов наблюдения интерференции, дифракции лазерного излучения, изучить физические объекты при помощи различных оптических явлений (изучение явлений преломления, отражения, интерференции поляризации света на одной и той же стеклянной пластине).

Лабораторная работа № 1

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ С БИПРИЗМОЙ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: Определение расстояния между мнимыми источниками и ширины интерференционной полосы на установке с бипризмой Френеля.

Определение длины волны излучения лазера, общего числа интерференционных полос и преломляющего угла бипризмы Френеля.

8.1. Теоретическое введение

Бипризма Френеля представляет собой две призмы с малыми преломляющими углами θ , сложенные основаниями.

Схема наблюдения интерференционной картины, полученной с помощью бипризмы, показана на рис. 8.1.

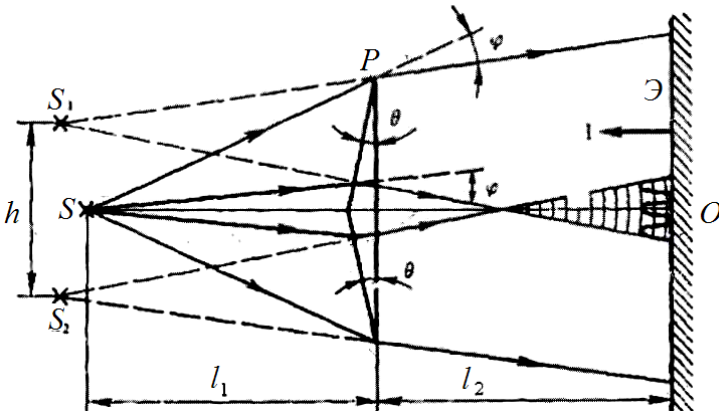


Рис. 8.1. Оптическая схема наблюдения интерференционной картины с помощью бипризмы Френеля

От источника света S (щели) лучи падают на обе половинки бипризмы БП, преломляются в ней и за призмой распространяются так, как если бы исходили из двух мнимых источников S_1 и S_2 .

Действительно, если смотреть через верхнюю половину бипризмы, светящаяся щель кажется расположенной в точке S_1 а если смотреть через нижнюю половину бипризмы – расположенной в точке S_2 .

За бипризмой имеется область пространства, в которой световые волны, преломленные ее верхней и нижней половинами, перекрываются (на рис. 8.1 эта область заштрихована).

Интерференционная картина, получающаяся при этом, соответствует интерференции волн, исходящих из двух когерентных источников, расположенных в точках S_1 и S_2 .

На экране Э, пересекающем заштрихованную область, наблюдают ряд светлых и темных полос, параллельных ребру бипризмы.

Светлые полосы лежат в тех местах экрана, куда волны от источников S_1 и S_2 приходят с разностью хода, равной целому числу длин волн, темные – в тех местах, куда приходят волны с разностью хода, равной нечетному числу длин полуволн.

Если пучок света падает на бипризму, то лучи, прошедшие через бипризму, будут разнесены на угол ϕ . Если свет выходит из точечного источника S , то после бипризмы получаем пучки света, выходящие из двух мнимых источников S_1 и S_2 , которые находятся на расстоянии h друг от друга.

Поместив после бипризмы экран Э2 (рис. 8.2), будем наблюдать на нем интерференционную картину в виде чередующихся темных и светлых полос.

Расстояние Δx между соседними темными (или светлыми) полосами интерференционной картины – ширина полосы

$$\Delta x = \frac{(l_1 + l_2)}{h} \lambda, \quad (8.1)$$

где l_1 и l_2 – соответственно расстояния от экрана Э1 до бипризмы и от бипризмы до экрана Э2; h – расстояние между мнимыми источниками.

Вывод формулы (8.1) приводится ниже.

Мнимые источники S_1 и S_2 , строго говоря, не лежат в одной плоскости с действительным источником S , но при малом

преломляющем угле θ (рис. 8.1) их смещение по отношению к плоскости, перпендикулярной оси бипризмы **SO**, пренебрежимо мало по сравнению с расстояниями l_1 и l_2 .

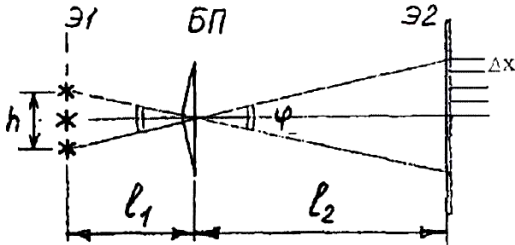


Рис. 8.2. Схема хода лучей в бипризме Френеля

Для определения расстояния h между мнимыми источниками рассмотрим ход волны через одну из половинок бипризмы (рис. 8.3).

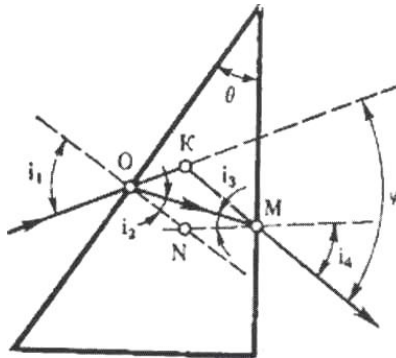


Рис. 8.3. Ход лучей в стеклянной призме

Для точки **О** в соответствии с законом Снеллиуса справедливо соотношение $n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}$, где n — показатель преломления материала призмы, i_1 и i_2 — углы падения и преломления волны.

Вследствие малости углов выполняется равенство $\frac{i_1}{i_2} \cong n$.

Подобным образом для точки М имеем соотношение $\frac{i_4}{i_3} \cong n$.

Из рис. 8.3 следует, что угол отклонения волны половиной бипризмы, равен

$$\varphi = (i_1 - i_2) + (i_4 - i_3). \quad (8.2)$$

Рассматривая треугольники ОКМ и ONM, можно показать, что справедливы соотношения

$$i_3 = \theta - i_2 = \theta - \left(\frac{i_1}{n} \right) \quad i_4 = ni_3 = \theta n - i_1. \quad (8.3)$$

Подставляя соотношения (8.3) в формулу (8.2), получим, что угол отклонения волны половиной бипризмы равен

$$\varphi = i_2 n - i_2 + \theta n - i_1 - \theta + i_2 = i_2 n + \theta n - i_2 n - \theta = \theta(n - 1). \quad (8.4)$$

Заметим, что угол φ в рамках использованных допущений одинаков для всех волн, вышедших из источника S, поэтому для расстояния h , как видно из рис. 8.1, получим

$$\frac{h}{2} = l_1 \operatorname{tg} \varphi \cong l_1 \theta (n - 1). \quad (8.5)$$

С учетом этого соотношения вместо выражения (8.1) имеем для ширины интерференционной полосы

$$\Delta x = \frac{(l_1 + l_2)}{2l_1 \theta (n - 1)} \lambda = \frac{1}{h} \lambda, \quad (8.6)$$

где $l = l_1 + l_2$.

Из формулы (8.6) длина волны излучения лазера равна

$$\lambda = \frac{\Delta x}{1} h. \quad (8.7)$$

Ширина зоны интерференции (область перекрытия пучков, прошедших через бипризму) определяется

$$H = l_2 \varphi = \frac{l_2}{2l_1} h . \quad (8.8)$$

Число полос в зоне интерференции равно:

$$N = \frac{H}{\Delta x} = \frac{h^2 l_2}{2l_1 \lambda (l_1 + l_2)} .$$

8.2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 8.4.

На оптической скамье последовательно располагаются устройство формирования пучка излучения, изучаемый объект в плоскости Э1 – бипризма Френеля, плоскость Э2, в которой формируется изучаемая интерференционная картина.

Для наблюдения и измерений эта картина линзой Л2 переносится с увеличением на экран Э3.

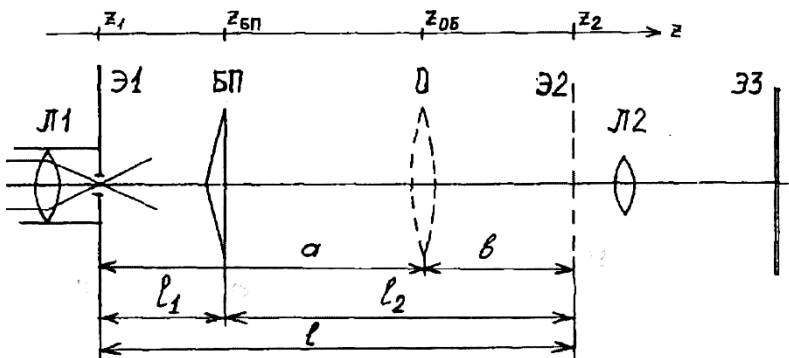


Рис. 8.4. Оптическая схема для наблюдения интерференционной картины с помощью бипризмы Френеля

Расстояния между объектами в направлении распространения света определяются как разности координат Z на линейке оптической скамьи.

Характерные размеры объекта: ширину интерференционной полосы, расстояние между источниками, ширину зоны интерференции и распределение интенсивности в плоскостях Э1 и Э2 определяют как разности координат x или y в этих плоскостях.

Распределение интенсивности измеряется с помощью микропроектора.

При измерениях по миллиметровой шкале экрана Э3 нужно знать увеличение микропроектора ($\beta = 20$).

Входная линза Л1 (модуль 05) формирует «точечный источник». Бипризма БП (объект 11), установленная в двухкоординатном держателе (модуль 08) дает интерференционную картину в объектной плоскости Э2 линзы Л2 микропроектора (модуль 03).

Картина наблюдается в увеличенном виде на экране Э3 фотоприемника.

Разместив объектив О (модуль 06) между бипризмой и микропроектором, можно найти одно или два его положения, при котором в объектной плоскости Э2 получается изображение двух мнимых источников, формируемых бипризмой в плоскости Э1.

Подберите положение бипризмы, при котором интерференционная картина расположена удобно для измерений.

В процессе измерений можно смещать изображения на экране регулировочными винтами держателей.

Перед проведением измерений обратите внимание, как зависит ширина интерференционных полос Δx и расстояние h между источниками от расстояний l_1 и l_2 .

Подберите удобные для измерений параметры.

8.3. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Измерение ширины интерференционной полосы

1. Установите на оптической скамье модули в следующем порядке: 05, 08, 06, 03.

2. Установите модуль 03 на расстоянии 670 мм от модуля 05.

3. Вставьте объект 11 Бипризма в модуль 08.

4. Установите модуль 06 между модулями 08 и 03.

5. Найдите такое положение объекта 11, чтобы получить на экране фоторегистратора четкую интерференционную картину (рис. 8.5).

Для этого необходимо подобрать удобные для измерений параметры Z_1 , $Z_{БП}$, $Z_{ОБ}$, где Z_1 – положение риски модуля 05; $Z_{БП}$ – положение риски бипризмы (объекта 11); $Z_{ОБ}$ – положение риски модуля 06; $Z_2 = 670$ мм – положение риски модуля 03.

6. Измерьте координаты Z_1 , $Z_{БП}$, $Z_{ОБ}$ (рис. 8.4) и занесите в табл. 8.1.

7. Определите расстояние l по формуле $l = Z_2 - Z_1$ и занесите в табл. 8.1.

8. Измерьте на экране фоторегистратора Э3 координаты выбранных минимумов x_1' , x_2' , разнесенных на несколько полос (рис. 8.5) и результаты измерений занесите в табл. 8.1.

Измерения проделать три раза.

9. Подсчитайте общее число темных полос, заключенных между выбранными координатами минимумов, и занесите в табл. 8.1.

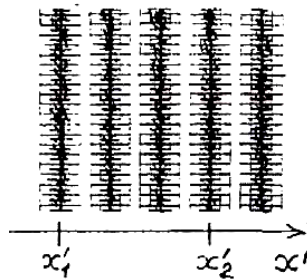


Рис. 8.5. К расчету числа интерференционных полос

10. Вычислите ширину полосы Δx по формуле

$$\Delta x = \frac{(x_2' - x_1')}{N\beta},$$

где Δx – разность координат минимумов, разнесенных на несколько полос; N – число темных полос; $\beta = 20$ – коэффициент увеличения микропроектора и занесите в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Измерение ширины интерференционной полосы

Z_1 , мм	$Z_{БП}$, мм	Z_2 , мм	$Z_{Об}$, мм	$l = Z_2 - Z_1$, мм	x_1' , мм	x_2' , мм	N	Δx , м	$\langle \Delta x \rangle$ м

Упражнение 2. Измерение расстояния между источниками

1. Измерьте координату $Z_{Об}$ – положение риски модуля 06, a и b , где a – расстояние от объекта 11 до модуля 06, b – расстояние от модуля 08 до модуля 03 (рис. 8.4) и занесите в табл. 8.2.

2. Вычислите коэффициент увеличения объектива по формуле $\beta_1 = \frac{b}{a}$ и занесите в табл. 8.2 .

3. Для измерения расстояния h между мнимыми источниками выберите положение объектива (модуль 06) и получите изображение источников на экране фотоприемника.

4. Измерьте расстояние h_2 между изображениями источников, для этого измерьте положения $x_{1ист}$, $x_{2ист}$ на экране ЭЗ (измерения проделайте три раза) и занесите в табл. 8.2.

5. Вычислите величину h_2 по формуле

$$h_2 = \frac{(x_{2ист} - x_{1ист})}{\beta}$$

и занесите в табл. 8.2.

6. Вычислите расстояние между мнимыми источниками h по формуле

$$h = \frac{h_2}{\beta_1}$$

и занесите в табл. 8.2.

7. Вычислите среднее значение $\langle \Delta h \rangle$ и занесите в табл. 8.2.

Таблица 8.2

Измерение расстояния между мнимыми источниками

$Z_{об},$ мм	$a,$ мм	$b,$ мм	β_1	$x_{1ист},$	$x_{2ист}$	$h_2,$ мм	$h,$ мм	$(h),$ мм

Упражнение 8.3. Определение длины волны излучения лазера

1. Вычислите длину волны излучения лазера по формуле

$$\lambda = \frac{\Delta x \cdot h}{l}. \quad (8.7)$$

Значения ширины полосы Δx и расстояния l необходимо взять из табл. 8.1, значения расстояния h между мнимыми источниками – из табл. 8.2 и полученный результат занести в табл. 8.3 (сравнить с длиной волны, указанной в паспорте установки $\lambda = 632,8 \text{ нм}$).

2. Вычислите абсолютную и относительную погрешности измерений.

3. Результаты вычислений занесите в табл. 8.3.

Таблица 8.3

Определение длины волны излучения лазера

$\lambda,$ нм	$\langle \lambda \rangle_{\text{нм}}$	$\Delta \lambda,$ нм	$\langle \Delta \lambda \rangle_{\text{нм}}$	$\varepsilon = \langle \Delta \lambda \rangle / \langle \lambda \rangle$	$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle_{\text{нм}}$

Упражнение 4. Определение ширины зоны интерференции, числа полос и преломляющего угла бипризмы

1. Измерьте ширину H зоны интерференции (область перекрытия пучков, прошедших через бипризму), при измерении необходимо учесть коэффициент увеличения микропроектора β и занесите в табл. 8.4.

2. Измерьте продольные расстояния l_1 и l_2 (рис. 8.4) и занесите в табл. 8.4.

3. Вычислите общее число интерференционных полос N по формуле

$$N = \frac{H}{\Delta x} = \frac{h^2 l_2}{2l_1 \lambda (l_1 + l_2)} \quad (8.9)$$

(при расчете учесть вычисленные коэффициент увеличения β и расстояние между мнимыми источниками h в табл. 8.2).

4. Сравните полученный результат вычислений общего числа интерференционных полос N с результатом эксперимента из табл. 8.1.

Вычислите преломляющий угол бипризмы θ по формуле

$$\theta = \frac{h}{2l_1(n-1)},$$

где $n = 1,51$ (при расчете учесть вычисленные коэффициент увеличения и расстояние между мнимыми источниками h в табл. 8.2).

Таблица 8.4

Измерение ширины зоны интерференции, преломляющего угла бипризмы Френеля и общего числа интерференционных полос

l_1 , мм	l_2 , мм	H , мм	$\langle H \rangle$, мм	N	$\langle N \rangle$	θ рад	θ , град
-	•	4					

Контрольные вопросы:

1. Объясните схему наблюдения интерференционной картины с помощью бипризмы Френеля?
2. От чего зависит ширина интерференционной полосы, расстояние между мнимыми источниками, преломляющий угол бипризмы Френеля?
3. Выведите расчетную рабочую формулу для определения длины волны излучения лазера?

Лабораторная работа № 9

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЩЕЛИ, НА НИТИ И НА КРУГЛОМ ДИСКЕ

Цель работы: Изучение дифракции света на щели, на нити (тонкой проволоке) и на круглом диске.

Задача: Определение ширины щели и толщины нити (проволоки).

Задание: Проведение физического эксперимента по определению физических параметров при дифракции света на щели, на нити и в конечном результате расчет ширины щели и толщины нити на установке ЛКО–1.

9.1. Теоретическое введение

Совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженной оптической неоднородностью (например, при прохождении через отверстия в экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т. п.), называется *дифракцией света*.

В более узком смысле под дифракцией света понимают огибание светом встречных препятствий, т. е. отклонение от законов геометрической оптики.

Законы геометрической оптики достаточно точны, если длину световой волны λ можно считать бесконечно малой величиной.

Чем хуже выполнено это условие, тем сильнее проявляются отклонения от законов геометрической оптики, приводящие к возникновению явлений дифракции.

По законам геометрической оптики за краем непрозрачного экрана должна находиться область тени (геометрическая тень), резко ограниченная от освещенных областей и соответствующая профилю края экрана.

Вследствие дифракции вместо этого получается сложное распределение интенсивности, называемое дифракционной картиной.

Принцип Гюйгенса

Х. Гюйгенс сформулировал правило, называемое *принципом Гюйгенса* (1678), которое позволяет найти положение фронта волны в момент времени $t + \Delta t$, зная его положение в предыдущий момент времени t и скорость волны v .

Согласно этому принципу, все точки поверхности $S(t)$, через которые проходит фронт волны в момент времени t , следует рассматривать как источники вторичных волн, а искомое положение $S(t + \Delta t)$ фронта в момент времени $t + \Delta t$ совпадает с поверхностью, огибающей все вторичные волны.

При этом считается, что в однородной среде вторичные волны излучаются только вперед, т. е. в направлениях, составляющих острые углы с внешней нормалью к фронту волн.

В однородной изотропной среде вторичные волны – сферические (рис. 9.1).

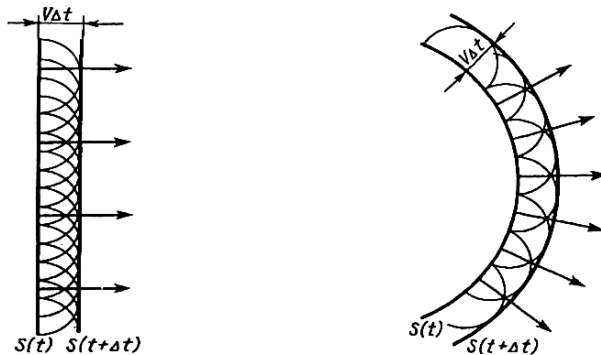


Рис. 9.1. Нахождение фронта волны (для плоской и сферической волны) по принципу Гюйгенса

Принцип Гюйгенса является чисто геометрическим способом построения волновых поверхностей.

Он никак не связан с физической природой волн и в равной мере применим как к упругим, так и к электромагнитным волнам.

С помощью принципа Гюйгенса можно вывести законы отражения и преломления света на границе раздела двух сред.

Принцип Гюйгенса-Френеля

Принцип Гюйгенса не указывает способа расчета амплитуды волны, огибающей вторичные волны.

Поэтому принцип Гюйгенса недостаточен для расчета закономерностей распространения световых волн.

Приближенный метод решения этой задачи, являющийся развитием принципа Гюйгенса на основе предложенной Френелем идеи о когерентности вторичных волн и их интерференции при наложении, называется *принципом Гюйгенса-Френеля* (1815).

Этот принцип можно выразить в виде следующего ряда положений:

а) при расчете амплитуды световых колебаний, возбуждаемых источником S_0 в произвольной точке M , источник S_0 можно заменить эквивалентной ему системой вторичных источников – малых участков dS любой замкнутой вспомогательной поверхности S , проведенной так, чтобы она охватывала источник S_0 и не охватывала рассматриваемую точку M ;

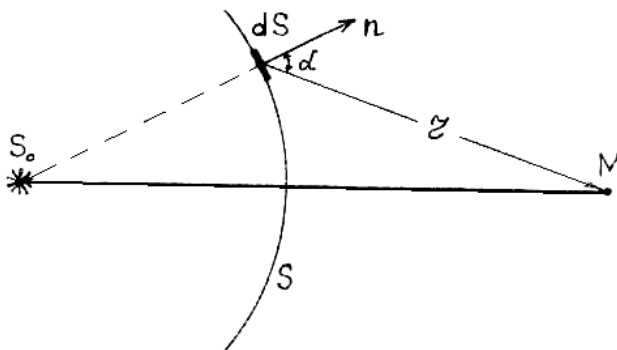


Рис. 9.2. Замена источника световых колебаний на эквивалентной ему системой вторичных источников

б) вторичные источники когерентны между собой, поэтому возбуждаемые ими вторичные волны интерферируют при наложении; расчет интерференции наиболее прост, если S – волновая поверхность для источника света S_0 , так как при этом фазы колебаний всех вторичных источников одинаковы;

в) амплитуда dA колебаний, возбуждаемых в точке M вторичным источником, пропорциональна отношению площади ds соответствующего участка волновой поверхности S к расстоянию r от него до точки M и зависит от угла α между внешней нормалью к волновой поверхности и направлением от элемента ds в точку M : $dA = f(\alpha) \frac{ads}{r}$,

где α – величина, пропорциональная амплитуде первичной волны в точках элемента ds ; $f(\alpha)$ монотонно убывает от 1 при $\alpha = 0$ до 0 при $\alpha > \pi/2$ (вторичные источники не излучают назад);

г) если часть поверхности S занята непрозрачными экранами, то соответствующие (закрытые экранами) вторичные источники не излучают, а остальные (открытая часть) излучают так же, как и в отсутствие экранов.

С помощью принципа Гюйгенса-Френеля можно обосновать с волновой точки зрения закон прямолинейного распространения света в однородной среде.

Пусть S_0 – точечный источник монохроматического света (рис. 9.3), а M – точка наблюдения.

В качестве вспомогательной поверхности S возьмем волновую поверхность радиуса R , который выберем так, чтобы расстояние L от точки M до этой сферы ($L=|OM|$) было порядка R .

Разобьем поверхность S на небольшие по площади кольцевые участки – зоны Френеля, как показано на рис. 9.3, где λ – длина волны света.

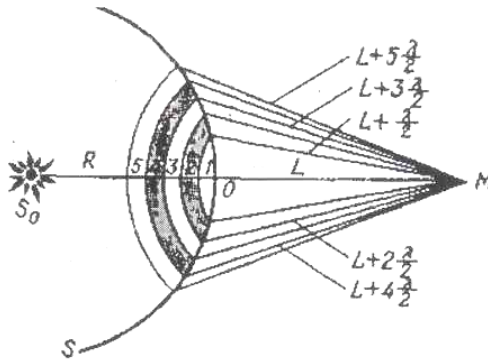


Рис. 9.3. Разбиение волновой поверхности на зоны Френеля

Колебания, возбуждаемые в точке M двумя соседними зонами, противоположны по фазе, так как разность хода от сходственных точек этих зон до точки M равна $\lambda/2$.

В точке M волны исходящие от нечетных и четных зон Френеля колеблются в противофазе.

Следовательно, амплитуда результирующих колебаний в точке M равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (9.1)$$

где A_i – амплитуда колебаний, возбуждаемых в точке M вторичными источниками, находящимися в пределах одной i -й зоны.

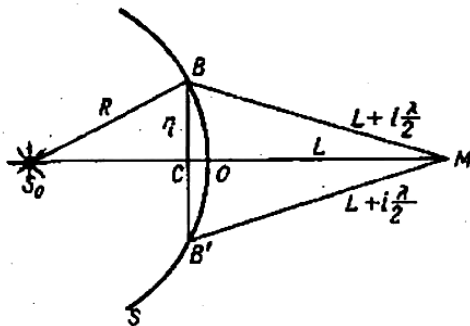


Рис. 9.4. Радиус i -й зоны Френеля

Величина A зависит от площади S_i i -й зоны и угла α , между внешней нормалью к поверхности зоны в какой-либо ее точке и прямой, направленной из этой точки в точку M .

На рис. 9.4 точки B и B' соответствуют внешней границе i -й зоны; $|BC| = r_i$ – внешний радиус i -й зоны, а $|CO| = h_i$ – высота шарового сегмента BOB' .

Из прямоугольных треугольников S_0BC и MBC следует, что

$$r_i^2 = R^2 - (R - h_i)^2 = \left(L + i\frac{\lambda}{2} \right)^2 - (L + h_i)^2,$$

откуда, после несложных преобразований найдем

$$2(R + L)h_i = Li\lambda + (i\lambda i\lambda/2).$$

Так как $\lambda \ll L$, то при не очень больших i вторым членом в правой части уравнения можно пренебречь по сравнению с первым, так что

$$h_i = \frac{Li\lambda}{2(R+L)},$$

$$r_i = \sqrt{2Rh_i} = \sqrt{\frac{RL}{R+L}} i\lambda.$$

Боковая поверхность шарового сегмента BOB' , представляющая сумму площадей всех i зон, начиная с первой, равна

$$S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_i = \frac{\pi R L i \lambda}{R + L}.$$

Полагая $i = 1, 2, 3$ и т. д., найдем, что все зоны Френеля равновелики по площади:

$$S_1 = S_2 = S_3 = \dots = S_i = \frac{\pi RL\lambda}{R + L}.$$

В то же время с увеличением номера зоны возрастает угол α_i и в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля уменьшается интенсивность излучения зоны в направлении точки M , т. е. уменьшается амплитуда A_i .

Она уменьшается с ростом i также и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки M .

Таким образом, $A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_i > \dots$.

Общее число зон Френеля N , уместающихся на части сферы, обращенной к точке M , очень велико:

$$L + N\lambda/2 = \sqrt{(R+L)^2 - R^2} \quad N = 2(\sqrt{2RL + L^2} - L)/\lambda.$$

Если $R = L = 10$ см и $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см, то $N = 3 \cdot 10^5$.

Поэтому можно считать, что в пределах не слишком больших изменений i зависимость от i является линейной, т. е. уравнение (9.1) перепишем в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (9.2)$$

так как все выражения, стоящие в скобках, равны нулю.

Формула (9.3) показывает, что результирующее действие в точке M полностью открытого фронта световой волны, возбуждаемой источником S_0 равно половине действия одной только центральной зоны Френеля, радиус r_1 которой сравнительно мал (при $R = L = 10$ см и $\lambda = 5 \cdot 10^5$ см, $r_1 \sim 0,016$ см).

Следовательно, с достаточно большой точностью можно считать, что в свободном пространстве свет от источника S_0 в точку M распространяется прямолинейно.

Дифракция Френеля

Различают два случая дифракции света: дифракцию Френеля или дифракцию в сходящихся лучах, и дифракцию Фраунгофера, или дифракцию в параллельных лучах.

В первом случае на препятствие падает сферическая волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся за препятствием на конечном расстоянии от него.

Во втором случае на препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света. В простейших задачах дифракции Френеля вид дифракционной картины можно выяснить, пользуясь методом зон Френеля.

Дифракция Френеля на непрозрачном круглом диске

При падении световой волны на непрозрачный круглый диск способ построения зон Френеля на открытой части волновой поверхности S падающей монохроматической сферической волны показан на рис. 9.5.

Интерференционная картина на экране $\mathcal{E}$ имеет вид концентрических темных и светлых колец с центром в точке M , где всегда находится интерференционный максимум (пятно Пуассона).

Амплитуда света в точке M равна половине амплитуды A_1 , соответствующей действию в этой точке одной только первой открытой зоны Френеля: $A = A_1/2$.

При освещении диска белым светом в центре экрана $\mathcal{E}$

наблюдается белое пятно, окруженное системой концентрических цветных колец.

По мере увеличения отношения диаметра диска d к расстоянию L от диска до экрана Э яркость пятна Пуассона постепенно уменьшается, а следующее за ним темное кольцо расширяется, образуя область тени за диском.

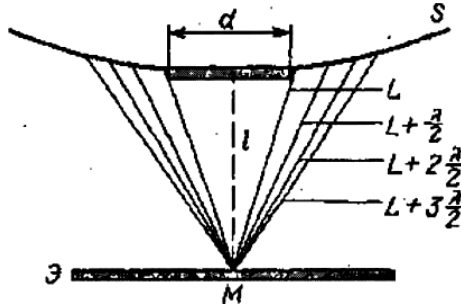


Рис. 9.5. Построения зон Френеля на открытой части волновой поверхности при освещении непрозрачного круглого диска

Дифракция Фраунгофера на щели

Дифракция в параллельных лучах впервые была рассмотрена И. Фраунгофером (1821–1822).

Для получения пучка параллельных лучей света, падающих на препятствие (отверстие или непрозрачный экран), обычно пользуются небольшим источником света, который помещается в фокусе собирающей линзы.

Распределение по различным направлениям интенсивности света за препятствием исследуется с помощью второй собирающей линзы и экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы.

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран Е (рис. 9.6), в котором прорезана узкая щель BC , имеющая постоянную ширину $b = |BC|$ и длину $l \gg b$.

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля точки щели являются вторичными источниками волн, колеблющимися в одной фазе, так как плоскость щели совпадает с фронтом падающей волны.

Если бы при прохождении света через щель соблюдался

закон прямолинейного распространения света, то на экране Э, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы Л, получилось бы изображение источника света.

Вследствие дифракции на узкой щели картина коренным образом изменяется: на экране наблюдается система интерференционных максимумов – размытых изображений источника света, разделенных темными промежутками интерференционных минимумов.

В побочном фокусе F_ϕ линзы собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом ϕ к ее оптической оси OF_0 , перпендикулярной фронту падающей волны.

Оптическая разность хода между крайними лучами CN и BM, идущими от щели в этом направлении, равна $\delta = |CD| = b \cdot \sin \phi$, где CD – основание перпендикуляра, опущенного из точки B на луч CN, а абсолютный показатель преломления воздуха считается равным единице.

Разобъем щель BC на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру B щели.

Ширина зоны равна $\lambda/(2 \cdot \sin \phi)$, так что оптическая разность хода лучей, проведенных из краев зоны параллельно BM, равна $\lambda/2$.

Все зоны в заданном направлении излучают свет совершенно одинаково.

При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами.

Таким образом, результат интерференции света в точке F_ϕ определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели.

Если число зон четное, т. е.

$$b \sin \phi = 2m\lambda \quad (9.4)$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$,

то наблюдается дифракционный минимум (полная темнота), где величина m называется *порядком дифракционного минимума*.

Знак минус в правой части параметра m соответствует лучам света, распространяющимся от щели под углом $-\phi$ и собирающимся в побочном фокусе $F_{-\phi}$ линзы Л, симметричном

с F_ϕ относительно главного фокуса F_0 (на правой стороне). Если число зон нечетное, т. е.

$$b \sin \phi = (2m + 1) \lambda / 2 \quad (9.5)$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной зоны Френеля, где величина m – порядок дифракционного максимума.

В направлении $\phi = 0$ наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка: колебания, вызываемые в точке F_0 всеми участками щели, совершаются в одной фазе.

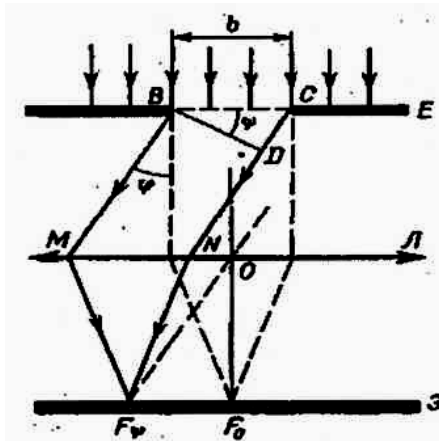


Рис. 9.6. Дифракция Фраунгофера на щели

Дифракция Фраунгофера на нити

При дифракции Фраунгофера на длинной прямой нити толщиной d в центре F_0 экрана Э всегда наблюдается светлая полоска, так как световые волны падающие (под углом $\phi = 0$) от открытой части волновой поверхности колеблются в одной фазе (рис. 9.7). т. е.

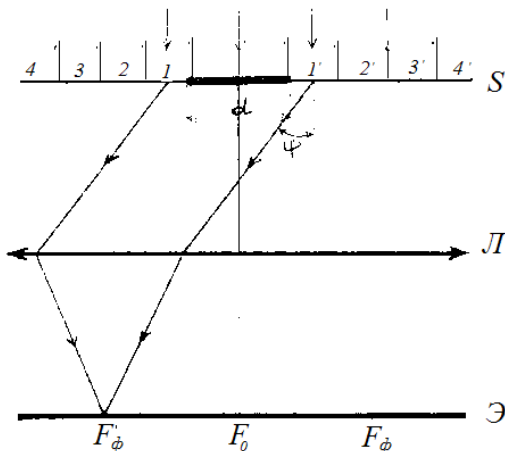


Рис. 9.7. Дифракция Фраунгофера на нити

Для лучей, распространяющихся под углом φ , нить закрывает $n = d \cdot \sin \varphi / (\lambda / 2)$ зон Френеля.

Если на ширину нити укладывается четное число зон Френеля ($n = 2m$, где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$), то волны исходящие из зон 1 и 1' колеблются в противофазе и гасят друг-друга (для 2 и 2', 3 и 3',... также).

Поэтому в точке F_φ наблюдаем полную темноту, т. е. условие дифракционного минимума имеет вид

$$d \sin \varphi = 2m\lambda / 2, \quad (9.6)$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, m – порядок дифракционного минимума.

Если на ширину нити укладывается нечетное число зон Френеля ($n = 2m + 1$, где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$), то волны исходящие из зон 1 и 1' колеблются в одной фазе и усиливают друг-друга (для 2 и 2', 3 и 3',... также).

Но колебания волн, исходящих из соседних зон Френеля (например 1 и 2, или 4 и 5 и т. п.) происходят в противофазе.

Чем больше порядок зоны, тем дальше они расположены от точки наблюдения, т. е. из выражения (9.3) можно заключить что суммарная амплитуда колебания $A = (A_1 + A_{1'})/2$.

Тогда условие дифракционного минимума в точке F_ϕ имеет вид

$$d \sin \phi = (2m + 1) \lambda / 2, \quad (9.7)$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

9.2. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Внешний вид установки ЛКО-1 представлен на рис. 9.8.

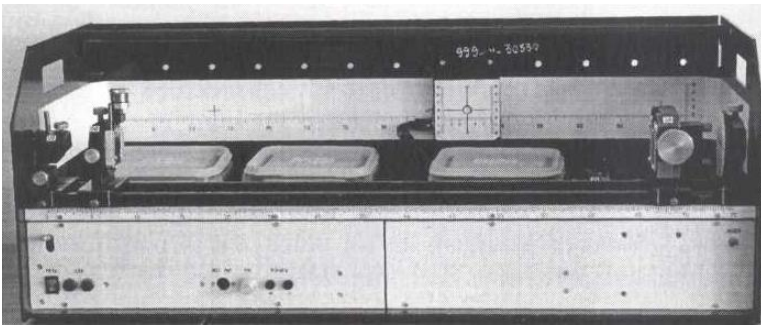


Рис. 9.8. Установка ЛКО-1

Упражнение 1. Изучение дифракция Френеля на круглом диске

Вследствие дифракции свет попадает в область геометрической тени.

Предсказанное волновой теорией дифракции Френеля светлое пятно в центре тени круглого экрана («пятно Пуассона») послужило триумфу этой теории.

1. Установите на оптической скамье модуль 5 (на отметке 74 мм), модуль 6 (на отметке 255 мм), модуль 8 (на отметке 330 мм) с объектом 15 (диск) и на другом конце модуль 3.

2. Придвиньте модуль 3 как можно ближе к объекту и пронаблюдайте на экране тень диска.

Винтами держателя установите диск в центре светового пятна.

Медленно отодвигая модуль 3 от объекта, наблюдайте за поведением тени диска.

Определите, на каком расстоянии от диска L_d в центре тени станет заметно светлое пятно.

Упражнение 2. Изучения перехода от геометрической оптики к дифракционной картине

1. С помощью линзы и объектива (модули 5 и 6) сформируйте параллельный пучок (плоскую волну).

Для этого установите на оптической скамье модуль 5 (на отметке 75 мм), модуль 6 (на отметке 255 мм), модуль 3 (на отметке 670 мм).

2. В кассету микропроектора (модуль 3) вставьте раздвижную щель и установите ширину щели 0,3–0,5 мм. Напомним, что увеличение микропроектора равно 20.

3. Установите на оптической скамье модуль 8 между модулями 5 и 3.

4. Переставьте щель в кассету модуля 8 и медленно отодвигайте щель от объектной плоскости микропроектора, наблюдая за изменением картины на экране фотоприемника, определите расстояние $L \sim L_d$, при котором картина станет существенно отличающейся от геометрического изображения щели (например, когда в середине картины появится темная полоса).

Проверьте справедливость соотношения $L_d \sim d^2/\lambda$.

Упражнение 3. Прохождение света через щель. Измерение ширины щели

1. На входе лазерного пучка на оптическую скамью установите модуль 8 с кассетой для экранов (на отметке 75 мм), на противоположном конце оптической скамьи – модуль 5 с круглым экраном со шкалой.

2. Установите в кассете 8 раздвижную щель 25М.

Юстировочными винтами расположите щель в середине пучка излучения.

3. Изменяя ширину щели, наблюдайте соответствующие изменения дифракционной картины на экране.

4. Измерьте расстояние от щели до дифракционной картины L , т.е. расстояние между модулями 8 и 5 (результаты занести в табл. 9. 1).

5. По шкале экрана измерьте расстояние Δx между

нескольких минимумов x_m и x_{-m} , расположенных симметрично относительно центрального максимума (результаты занести в табл. 9.1).

6. Установите на оптической скамье модуль 3 на отметке 670 мм.

Переставьте раздвижную щель 25М с модуля 8 в кассету микропроектора (модуль 3) и определите ширину щели b' .

7. Определите значение $\sin \varphi$ по формуле

$$\sin \varphi = \frac{\Delta x}{\sqrt{L^2 + \Delta x^2}}.$$

Считая длину волны известной ($\lambda = 0,6328$ мкм) определите с помощью (10.4) ширину щели b_1 и среднее значение b .

Сравните b и b' и определите относительную ошибку по формуле

$$\varepsilon = \frac{b - b'}{b'}.$$

Результаты занесите в табл. 9.1.

Таблица 9.1

Результаты измерения ширины щели

№ п/п	m	L, мм	Δx , мм	b' , мм	$\sin \varphi$	b_m , мм	b, мм	$\varepsilon, \%$
1								1
2								
3								
4								
5								

Упражнение 4. Получение дифракционной картины при дифракции света на тонкой нити (проволоке).

1. На входе лазерного пучка на оптическую скамью установите модуль 8 с кассетой для экранов (на отметке 75 мм), на противоположном конце оптической скамьи – модуль 5 с круглым экраном со шкалой.

2. Объект – тонкую нить (проволока) закрепите в свободном экране (объект 45) с помощью пластины и установите в кассете 8.

Юстировочными винтами расположите нить в середине пучка излучения (на экране появиться дифракционная картина).

Контрольные вопросы:

1. Принцип Гюйгенса.
2. Принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Как происходит разбиение волновой поверхности на зоны Френеля?
4. В чем различие между дифракцией Френеля и Фраунгофера?
5. Что такое «пятно Пуассона»?
6. Дифракция Френеля на круглом диске.
7. Дифракция Фраунгофера на щели.
8. Дифракция Фраунгофера на нити.

Лабораторная работа № 10

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ НА КРУГЛОМ
ОТВЕРСТИИ. ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы: Изучение дифракции Френеля на круглом отверстии. Вычисление числа зон Френеля, укладываемых в отверстие.

Приборы и принадлежности: лабораторный оптический комплекс ЛКО-1, модуль 3 – микропроектор (линза $f = +15$ мм) с узлом сканирования, модуль 5 – конденсор (линза $F = +12$ мм) с экраном со шкалой, модуль 6 – объектив ($1'' = +100$ мм), модуль 8 – кассета в двухкоординатном держателе, модуль 13 – стол поворотный, объекты: № 18 – круглое отверстие (1,0 мм), № 19 – круглое отверстие (2,0 мм).

10.1. Теоретическое введение

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резко выраженной неоднородностью.

Дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

Размеры препятствий должны быть соизмеримы с длиной волны.

Рассмотрим характеристики явления дифракции.

Угол дифракции. Пусть отверстие в экране Э1 «вырезает» пучок из плоской монохроматической волны (рис. 10.1), и след пучка наблюдается на экране Э2.

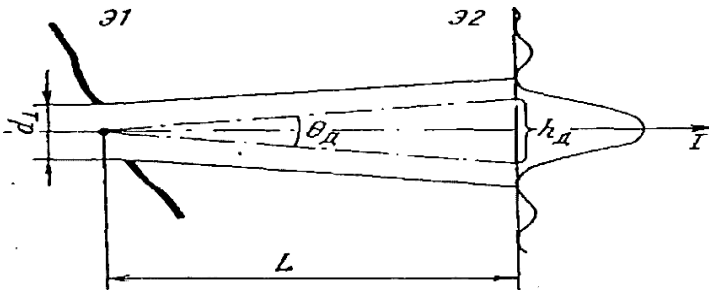


Рис. 10.1. Распределение интенсивности за отверстием на экране Э2

Уменьшая размер отверстия, заметим, что вначале размер следа пучка уменьшается в соответствии с размером отверстия, но затем начинает увеличиваться: пучок становится расходящимся.

Угловая ширина пучка (угол дифракции θ_d) определяется соотношением между длиной волны λ , и характерным размером пучка d в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны

$$\theta_d \sim \lambda/d. \quad (10.1)$$

Соотношение (10.1) позволяет оценить порядки дифракционных эффектов.

Смысл его в том, что любое пространственное ограничение волны вызывает её расхождение в соответствии с формулой 10.1.

Если вместо экрана Э1 с отверстием в пучок излучения вносится препятствие размером d , то расходящийся дифракционный пучок наблюдается на фоне незакрытого «прямого» пучка.

Длина дифракции. Вследствие дифракционной расходимости размер освещенной области на экране Э2 превышат начальные размеры пучка d .

Дополнительное дифракционное уширение определяется следующим соотношением:

$$h_d = L\theta_d. \quad (10.2)$$

Если уширение намного меньше размеров препятствий ($h_d \ll d$), то размер пятна практически равен d , а распределение интенсивности определяется законами геометрической оптики.

Расстояние L_d , на котором дифракционное уширение становится сравнимым с начальным размером пучка, называют *длиной дифракции*.

Из условия $L_d\theta_d \sim d$ находим длину дифракции

$$L_d \sim d^2/\lambda. \quad (10.3)$$

Если выполняется записанное в различных формах условие

$$L \ll L_d; \lambda \ll d^2/L; d \gg \sqrt{\lambda L},$$

то «работает» геометрическая оптика.

Если же

$$L \geq L_d; \lambda \geq d^2/L; d \leq \sqrt{\lambda L},$$

то существенно явление дифракции.

При $L \gg L_d$ размер пятна $h_d \gg d$, и распределение интенсивности полностью определяется дифракцией.

Характер распределения интенсивности в дифракционной картине зависит от отношения длины дифракции L_d к расстоянию от экрана L до плоскости наблюдения, т. е. от безразмерного параметра дифракции m

$$m = L_d/L = d^2/\lambda L \quad (10.6)$$

10.2. Дифракция Френеля и Фраунгофера

Если препятствие находится на конечном расстоянии от источника ($L \sim L_d$), то на экране наблюдается дифракция Френеля.

К препятствию подходит фронт сферических волн, или расходящиеся световые лучи.

В точке наблюдения за экраном имеет место дифракция Френеля.

Если $L \gg L_d$, то распределение интенсивности на экране Э2 и его расчет упрощаются. Лучи, идущие от экрана Э1 в произвольную точку Р экрана Э2, почти параллельны, а в точку Р падают плоские волны.

Такой вид дифракции называют *дифракцией Фраунгофера* (дифракция в параллельных лучах или дифракция плоских волн).

В области за экраном Э1 можно наблюдать следующие явления при условиях:

1) $L \ll L_d; m \gg 1$ – в этой области выполняются законы геометрической оптики;

2) $L \sim L_d; m \sim 1$ – в этом случае наблюдается дифракция Френеля (ближняя зона дифракции);

3) $L \gg L_d$; $m < 1$ – здесь имеет место дифракция Фраунгофера (дальняя зона дифракции).

10.3. Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракцию объясняет принцип Гюйгенса – каждая точка пространства, до которой дошел волновой процесс, является источником вторичных волн.

Вторичные волны огибают препятствия на пути распространения первичных волн. Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением о когерентности вторичных волн и их интерференции.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, каждый элемент волновой поверхности ds служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна величине ds .

Амплитуда сферической волны убывает с ростом расстояния r от источника до точки наблюдения.

Аналитическое выражение принципа Гюйгенса-Френеля:

$$E = \int K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha_0) dS, \quad (10.7)$$

где $\omega t + \alpha_0$ – фаза колебания в месте расположения волновой поверхности S , $K(\varphi)$ – коэффициент, зависит от угла φ .

Вычисление интеграла (10.7) вызывает затруднения. Поэтому Френель предложил геометрический метод определения амплитуды результирующей вторичной волны в некоторой точке удаленной от первичной.

10.4. Зоны Френеля

Расчет интерференции вторичных волн можно произвести с помощью наглядного геометрического метода разбиения фронта волны на кольцевые участки, называемые зонами Френеля (рис. 10.2).

Разбиение на зоны производится так, чтобы оптическая разность хода от сходных границ (внутренних или внешних)

каждой пары соседних зон до рассматриваемой точки Р равнялась $\lambda / 2$.

Вторичные волны от сходственных точек двух соседних зон приходят в точку Р в противоположных фазах и взаимно ослабляют друг друга при наложении.

Метод зон Френеля для вычисления результирующей амплитуды приводит к следующим выводам:

1) при полностью открытом фронте волны результирующая интенсивность равна 1/4 части интенсивности, создаваемой в той же точке только первой зоной Френеля;

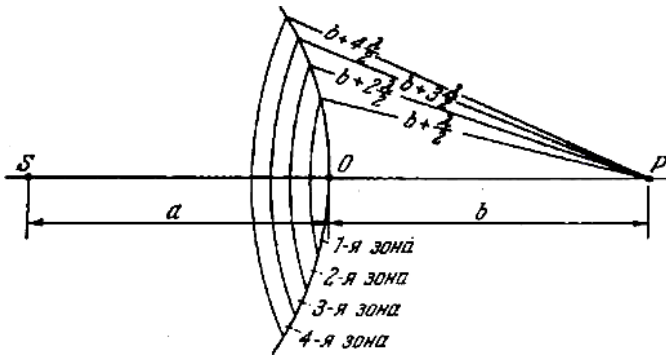


Рис. 10.2. Построение зон Френеля

2) если площадь круглого отверстия на непрозрачном экране выбрана такой, что при определенных условиях в нем укладывается только первая зона Френеля, то в точке наблюдения интенсивность будет в четыре раза больше, чем соответствующая интенсивность при полностью открытом фронте;

3) если закрыть все четные (или все нечетные) зоны Френеля, то результирующая амплитуда будет $E_0 = E_1 + E_3 + E_5 + \dots$ (или $E_0 = E_2 + E_4 + E_6 + \dots$), т. е. интенсивность значительно увеличится по сравнению с той, какой она была при отсутствии этого перекрытия;

4) если изменить фазы всех четных (или нечетных) зон на противоположные, то $E_0 = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + \dots$, т. е. получится еще большее увеличение интенсивности.

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства.

В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля волновое поле на экране Э2 (рис. 10.3) рассматривается как результат суперпозиции волн, испущенных «вторичными» источниками, расположенными, например, в плоскости экрана Э1 и когерентными с полем падающей волны.

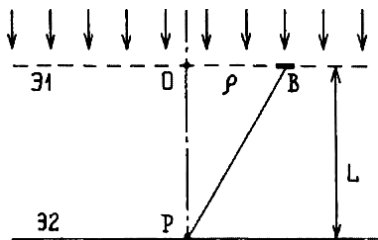


Рис. 10.3. Наблюдение дифракционной картины на плоском фронте волны

Участок поверхности Э1, в пределах которого фаза приходящих в точку Р колебаний изменяется на π , называется *зоной Френеля*.

Первая зона Френеля – кружок с центром О, для которого разность фаз δ лежит в пределах $0 < \delta < \pi$, для второй (кольцевой) зоны $\pi < \delta < 2\pi$ и т. д.

Условие $\delta = \pi m$ по количеству m (целое или дробное) зон, укладывающихся в круге радиуса ρ , или радиус ρ_m участка, на котором укладываются m первых зон, Френеля (он же – радиус внешней границы m -ной зоны).

Пусть плоская волна падает нормально на экран Э1 параллельно его оси симметрии ОР.

Рассчитаем запаздывающее по фазе колебание, приходящее в точку Р из точки В, относительно колебания, приходящего от точки О. Разность фаз колебаний определяется формулой

$$\delta = \pi m, \quad (10.8)$$

где m – число зон Френеля.

Радиус m -ной зоны Френеля определяется по формуле

$$\rho_m^2 = m\lambda L. \quad (10.9)$$

Умножая обе части уравнения (10.9) на π : $\pi \rho^2_m = \pi m \lambda L$., получаем разность фаз колебаний

$$\delta = \pi \rho^2_m / \lambda L. \quad (10.10)$$

Характер распределения интенсивности в дифракционной картине зависит от отношения длины дифракции L_d к расстоянию от экрана L до плоскости наблюдения, т. е. от безразмерного параметра дифракции

$$m = L_d / L = d^2 / \lambda L. \quad (10.11)$$

$$m = \rho^2 / \lambda L. \quad (10.12)$$

$$\rho_m = \sqrt{m \lambda L}, \quad (10.13)$$

где d – диаметр светового пучка.

Сопоставляя (10.11) и (10.12), отметим, что если ρ – характерный размер отверстия в экране Э1, то число m является *параметром дифракции*, определяющим вид дифракции и дифракционной картины.

Если на экран Э1 падает расходящаяся волна от точечного источника S (рисунок 10.4а) или волна, сходящаяся в точке S (рисунок 10.4б), то вычисления фазовых сдвигов и количества открытых зон Френеля приводят к тем же формулам (10.12)–(10.13), что для плоской волны, в которых, однако, L выражается через расстояние l_1 от фокуса волны до экрана Э1 и расстояние l от экрана Э1 до экрана Э2.

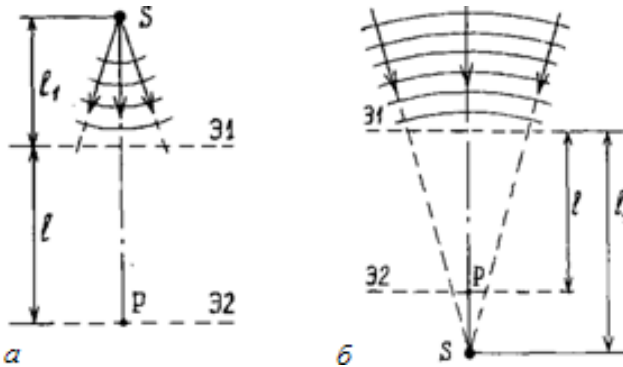


Рис. 10. 4. Наблюдение дифракции на сферическом фронте волны

Представим дифракционную картину для лучей, мало отклоняющихся от главной оптической оси, как картину проходящего света через линзу, в качестве которой служит экран Э1.

Виртуальная линза является собирающей для расходящейся волны, а для сходящейся волны – рассеивающей.

Тогда можно записать формулу линз в виде для расходящейся волны

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l}, \quad (10.14)$$

для сходящейся волны

$$\frac{1}{L} = \left| \frac{1}{l} - \frac{1}{l_1} \right|, \quad (10.15)$$

где L – фокусное расстояние линзы. Оно равно согласно

формуле (10.13) $L = \frac{\rho_m^2}{m\lambda}$,

l_1 – расстояние от предмета до линзы; l – расстояние от линзы до изображения (точка Р на экране Э2).

Плоской волне, очевидно, соответствует $l_1 \rightarrow \infty$, $L = \ell$.

Если в сходящейся волне $l = l_1$, т. е. картина наблюдается в фокальной плоскости, то $l \rightarrow \infty$, $m = 0$, т. е. наблюдается дифракционная картина Фраунгофера.

Дифракция наблюдается в плоской волне. Это обстоятельство очень важно для экспериментального наблюдения дифракции Фраунгофера.

В плоской волне не всегда возможно обеспечить значения $L \gg L_d$, (L_d – длина дифракции) достаточные для наблюдения дифракции Фраунгофера.

Например, при $d = 1$ см и $\lambda = 0,6$ мкм согласно (10.3) получаем $L_d = 170$ м.

Тогда дифракцию Фраунгофера наблюдают в фокальной плоскости сходящейся сферической волны.

Пусть в экране Э1 имеется круглое отверстие радиуса ρ .

Дифракционная картина симметрична относительно оси отверстия и имеет вид концентрических темных и светлых колец.

Характер распределения интенсивности зависит от числа зон Френеля m , открываемых отверстием. При небольших значениях m интенсивность в центре картины равна

$$I = 4I_0 \sin^2(\pi m / 2), \quad (10.16)$$

где I_0 – интенсивность в отсутствие экрана Э1.

При нечетном m в центре картины наблюдается максимум интенсивности ($I \sim 4I_0$), при четном – минимум. Это обусловлено тем, что четные и нечетные зоны дают в центре картины противофазные колебания.

Угловой размер центрального темного или светлого пятна равен углу дифракции $\theta_d \sim \lambda/\rho$.

Дифракционная картина Френеля (при $l = l_1$) имеет вид центрального светлого пятна, окруженного темными и светлыми кольцами.

Радиусы первого и двух последующих темных колец равны

$$R_1 = 0,610 \lambda l / \rho; R_2 = 1,116 \lambda l / \rho; R_3 = 1,619 \lambda l / \rho. \quad (10.17)$$

10.5. Экспериментальная установка

Лабораторный комплекс «Оптика» (ЛКО-1) применяется для экспериментального изучения основных законов оптики, наблюдения и исследования оптических явлений, изучения принципов построения оптических приборов.

С помощью ЛКО-1 изучают закономерности геометрической оптики, фотометрии, интерференции, дифракции, поляризации, а также их применение к решению измерительных задач.

Особенностью комплекса является возможность проведения большого числа экспериментов по всем разделам оптики, быстрая и надежная постановка экспериментов, глубокие и разносторонние исследования в каждом эксперименте.

Комплекс ЛКО-1 состоит из:

- оптической базы, обеспечивающей создание и разводку лазерного излучения, размещение и перемещение функциональных модулей вдоль оптической оси установки, вспомогательных узлов, электропитания;
- набора функциональных модулей, который производит необходимые преобразования лазерного пучка, регистрацию излучения, установку и перемещение исследуемых объектов в пучке излучения;
- набора изучаемых объектов, обеспечивающих наблюдение и изучение оптических явлений.

Схема опыта приведена на рис. 10.5.

Пучок лазера превращается линзой $Л1$ (модуль 5) и объективом $О$ (модуль 6) в волну, сфокусированную в объектной плоскости $Э2$ линзы микропроектора $Л2$ (модуль 3 с координатой рисккой 650 мм).

При этом на экране фотоприемника $Э3$ видна яркая точка малых размеров.

Исследуемые объекты помещаются в кассете модуля 8 или на поворотном столике (модуль 13) в плоскости $Э1$.

В плоскости $Э2$ образуется дифракционная картина, которая в увеличенном виде наблюдается на экране $Э3$.

Для наблюдения и измерения параметров самих объектов их помещают в кассету в объектной плоскости линзы $Э2$, а объектив $О$ смещают так, чтобы волна осветила всю поверхность объекта.

При этом на экране фотоприемника $Э3$ возникает увеличенное изображение объектов.

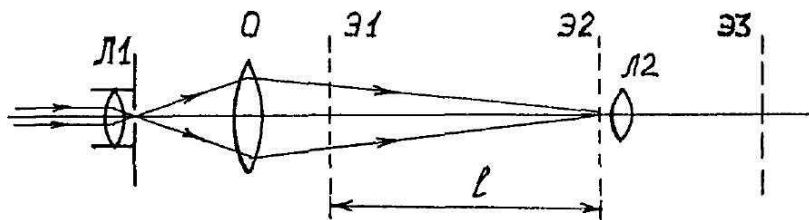


Рис. 10.5. Оптическая схема экспериментальной установки

10.6. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Изучение дифракции на круглом отверстии. Определение числа зон Френеля

1. На оптической скамье установите модули в следующей последовательности: модули 2, 5, 6, 8, 3.

2. На экране ЭЗ получите сфокусированный луч (яркую точку).

3. Между модулем 6 и 3 поместите модуль 8 с объектом № 18 (диаметр отверстия 1,0 мм).

4. Передвигая модули 6 и 8 вдоль координатных осей, на экране получите дифракционную картину.

5. Передвигая модуль 3 в сторону модуля 8 на экране, наблюдаем изменение дифракционной картины (минимумы сменяются на максимумы).

6. Установите МЗ на ближайшее расстояние к М8 так, чтобы получилась дифракционная картина с минимумом в центре (в центре темное пятно). Положение риски модулей 8 (x_8) и 3(x_3) занесите в табл. 10.1.

7. Отодвигая модуль 3 от модуля 8, найдите максимумы x_3 на экране и занесите в табл. 10.1.

8. Выполните пункты 6 и 7 до максимального удаления МЗ на оптической скамье.

9. Вычислите расстояние от экрана до щели $L = x_3 - x_8$ и $L' = x_3' - x_8$. Результаты занесите в табл. 10.1.

10. По формуле 10.6 вычислите m – число зон Френеля укладываемых в данном отверстии объекта 18 и занесите в таблицу.

Определите длину волны излучения по положениям дифракционных минимумов (формула 11.15).

Таблица 10.1

Распределение интенсивности на прямоугольном отверстии

№ п/п	Координата М8 x_8 , см	Координата МЗ		L	L'	Число зон Френеля, m
		шп x_3 , см	шах x_3' , см			

Упражнение 2. Изучение дифракции плоской волны на круглом отверстии. Определение длины волны излучения

1. Повторите пункты 1–5 упражнения 1, заменив объект № 18 на № 19 – диаметр отверстия 2 мм.

2. На экране наблюдайте дифракционную картину.

Расстояние l между экранами Э1 и Э2 можно изменять перемещением модуля 8 с экраном Э1 или перемещением модуля 3, с которым связана плоскость Э1, «просматривая» распределения интенсивности на различных расстояниях от экрана Э1.

3. Переместите объект в держателе вначале грубо вручную, затем точно винтами держателя (модуль 8) так, чтобы дифракционная картина разместилась на шкале фотоприемника в положении удобном для измерений.

4. Оцените по шкале фотоприемника размеры дифракционной картины.

5. Измерьте распределение интенсивностей в дифракционной картине. Это делается сканированием изображения по окну фотоприемника;

6. Изменяйте l и наблюдайте изменение картины на экране Э3. Определите значения l , при которых открыты $m = 2, 3, 4$ и т. д. зоны Френеля.

7. Постройте график зависимости m от $1/l$. Тангенс угла наклона прямой равен $\tan \alpha = \rho^2 / \lambda$.

8. Измерьте с помощью микропроектора диаметр отверстия. Учитывая, что в данном случае $L = l$, (плоская волна) определите из (10.13) длину волны излучения.

Результаты измерений и расчетов занесите в табл. 10.2. Рассчитайте ошибку определения длины волны.

Таблица 10.2
Определение длины волны излучения

№ п/п	Метка на оптической скамье, см	Максимум или минимум	Расстояние от щели до экрана, l , см	Число зон Френеля, m	Длина волны излучения, λ
					1

Контрольные вопросы:

1. Явление дифракции.
2. Характеристики дифракционной картины, угол дифракции, длина дифракции.
3. Принцип Гюйгенса-Френеля.
4. Построение зон Френеля.
5. Отличие дифракции Фраунгофера от дифракции Френеля.

Лабораторная работа № 11

ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА НА ПРЯМОУГОЛЬНОМ, КРУГЛОМ ОТВЕРСТИЯХ, ЩЕЛИ И КРАЕ ЭКРАНА

Цель работы: Изучение явления дифракции Фраунгофера на прямоугольном, круглом отверстиях и на щели в сходящейся волне.

Приборы и принадлежности: лабораторный оптический комплекс ЛКО-1, модуль 3 – микропроектор (линза $f = +15$ мм) с узлом сканирования, модуль 5 – конденсор (линза $f = +12$ мм) с экраном со шкалой, модуль 6 – объектив ($f = +100$ мм), модуль 8 – кассета в двухкоординатном держателе, модуль 13 – стол поворотный, объекты: № 18 – круглое отверстие (1,0 мм), № 19 – круглое отверстие (2,0 мм), № 21 – прямоугольное отверстие (1 x 2 мм).

11.1. Теоретическое введение

Законы геометрической оптики достаточно точны, если длину световой волны λ можно считать бесконечно малой величиной.

Чем хуже выполнено это условие, тем сильнее проявляются отклонения от законов геометрической оптики, приводящие к возникновению явлений дифракции.

По законам геометрической оптики за краем непрозрачного экрана должна находиться область тени (геометрическая тень), резко ограниченная от освещенных областей и соответствующая профилю края экрана.

Вследствие дифракции вместо этого получается сложное распределение интенсивности, называемое *дифракционной картиной*.

Угол дифракции. Отверстие в экране Э1 «вырезает» пучок из плоской монохроматической волны (рис. 11.1), след пучка наблюдаем на экране Э2.

Уменьшая размер отверстия, заметим, что вначале размер следа пучка уменьшается в соответствии с размером отверстия, но затем начинает увеличиваться: пучок становится расходящимся.

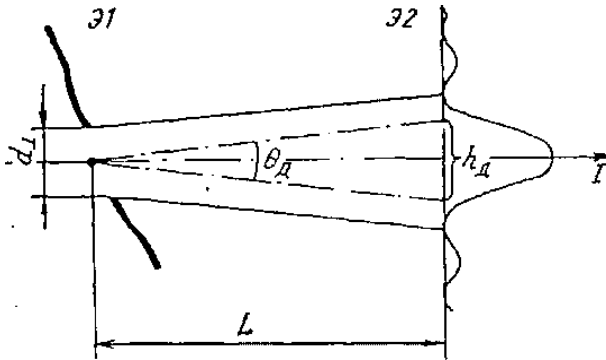


Рис. 11.1. Распределение интенсивности за отверстием

Угловая ширина пучка (угол дифракции θ_d) определяется соотношением между длиной волны λ , и характерным размером пучка d в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны

$$\theta_d \sim \lambda/d. \quad (11.1)$$

Соотношение (11.1) позволяет оценить порядки дифракционных эффектов.

Смысл его в том, что любое пространственное ограничение волны вызывает её расхождение в соответствии с формулой 11.1.

Если вместо экрана Э1 с отверстием в пучок излучения вносится препятствие размером d , то расходящийся дифракционный пучок наблюдается на фоне незакрытого «прямого» пучка.

Длина дифракции. Вследствие дифракционной расходимости размер освещенной области на экране будет превышать начальные размеры пучка.

Дополнительное дифракционное уширение определяется следующим соотношением:

$$h_d = L\theta_d. \quad (11.2)$$

Если уширение намного меньше размеров препятствий ($h_d \ll d$, то размер пятна практически равен d , а распределение интенсивности определяется законами геометрической оптики.

Расстояние L_d , на котором дифракционное уширение становится сравнимым с начальным размером пучка, называют *длиной дифракции*.

Из условия $L_d \theta_d \sim d$ находим длину дифракции

$$L_d \sim d^2/\lambda. \quad (11.3)$$

Если выполняется записанное в различных формах условие

$$L \ll L_d; \lambda \ll d^2/L; d \gg \sqrt{\lambda L}, \quad (11.4)$$

то «работает» геометрическая оптика.

Если же

$$L \geq L_d; \lambda \geq d^2/L; d \leq \sqrt{\lambda L}. \quad (11.5)$$

то существенно явление дифракции. При $L \gg L_d$ размер пятна $h_d \gg d$, и распределение интенсивности полностью определяется дифракцией.

Характер распределения интенсивности в дифракционной картине зависит от отношения длины дифракции L_d к расстоянию от экрана b до плоскости наблюдения, т. е. от безразмерного параметра дифракции m

$$m = L_d/L = d^2/\lambda L. \quad (11.6)$$

Дифракция Френеля и Фраунгофера. Если препятствие находится на конечном расстоянии от источника ($L \sim L_d$), то на экране наблюдается дифракция Френеля.

К препятствию подходят сферические волны, или расходящиеся световые лучи. В точке наблюдения за экраном имеет место дифракция Френеля.

Если $L \gg L_d$, то распределение интенсивности на экране Э2 и его расчет упрощаются.

Лучи, идущие от экрана Э1 в произвольную точку Р экрана Э2, почти параллельны, а в точку Р падают плоские волны.

Такой вид дифракции называют *дифракцией Фраунгофера* (дифракция в параллельных лучах или дифракция плоских волн).

В области за экраном Э1 можно наблюдать следующие явления при условиях:

- 1) $L \ll L_d$; $m \gg 1$ – в этой области выполняются законы геометрической оптики;
- 2) $L \sim L_d$; $m \sim 1$ – в этом случае наблюдается дифракция Френеля (ближняя зона дифракции);
- 3) $L \gg L_d$; $m < 1$ – здесь имеет место дифракция Фраунгофера (дальняя зона дифракции).

11.2. Дифракция Фраунгофера от щели

Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической световой волны от щели шириной b .

Для простоты будем считать, что световая волна длиной λ падает нормально к плоскости щели.

Параллельный пучок света, пройдя через щель на непрозрачном экране Э1, дифрагирует под разными углами в правую и левую стороны от первоначального направления падения лучей (рис. 11.2)

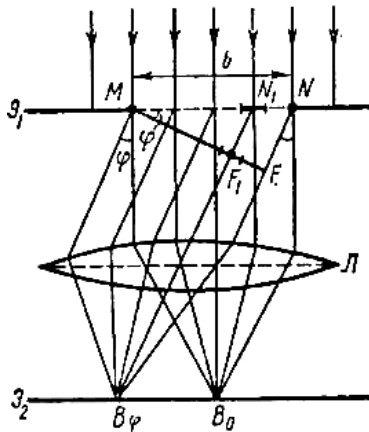


Рис. 11.2. Дифракция параллельного пучка света на щели

Линза собирает параллельные пучки дифрагированных лучей в соответствующих точках экрана Э2, расположенного в ее фокальной плоскости.

Недифрагирующие лучи соберутся в точке B_0 , а лучи, дифрагирующие влево под углом φ , соберутся в точке B_φ . Так как параллельный пучок света падает нормально к плоскости щели, то фронт волны будет совмещен с плоскостью щели, т. е. все точки фронта волны в плоскости щели будут колебаться с одинаковой фазой.

Разобьем фронт волны в плоскости щели на параллельные краям щели полоски равной ширины. Каждая полоска будет играть роль вторичного источника.

Вследствие идентичности полосок амплитуды волн в плоскости щели будут одинаковыми.

Задачу дифракции можно решить двумя методами: графическим и аналитическим.

Графический метод. Выражая амплитуды каждой полоски векторами равной длины, найдем результирующую амплитуду, пользуясь графическим методом сложения амплитуд. Результаты при разных углах дифракции φ представлены на рис. 11.3.

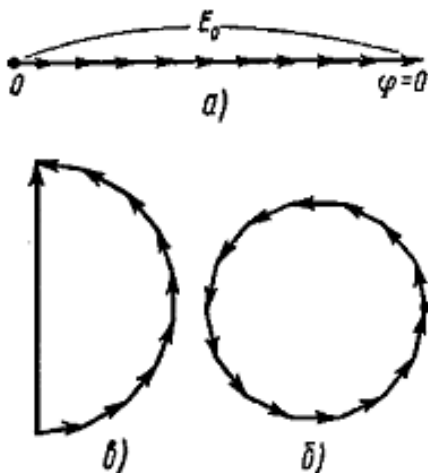


Рис. 11.3. Графический метод расчета интенсивности

Как видно из рис. 11 а, при $\varphi = 0$, амплитуда E_0 будет максимальной.

В направлении, при котором крайние полосы отличаются по фазе на π (т. е. разность хода NF между крайними лучами равна $\lambda/2$), результирующая амплитуда $E_\varphi = 2E_0 / \pi$.

Действительно, как видно из диаграммы рис. 11 б, результирующая амплитуда равна диаметру полуокружности E_0 , т. е. $E_0 = \pi E_\varphi/2$.

В случае, когда разность хода между крайними лучами FN равна λ (фазы крайних полос вследствие замыкания окружности отличаются на 2π , результирующая амплитуда обращается в нуль. Это направление определяется как $\varphi = \arcsin \lambda/2$.

Амплитуда равна нулю во всех случаях, когда разность хода между крайними лучами равна $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, 4\lambda$ и т. д.

Аналогично, при NF= 0, $\lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2$ и т. д. наблюдаются максимумы, причем интенсивности их падают с увеличением угла дифракции.

Аналитический метод. Ширину элементарной полосы обозначим через dx (рис. 11.2).

Возмущение, вызванное каждой полоской в плоскости щели, описывается уравнением $dE_0 = cdx \cos \omega t$, где c – постоянная величина.

Если амплитуду падающей волны, соответствующей всей ширине щели, обозначить через E_0 , то очевидно, что

$$E_0 = \int_0^b c dx = cb, \text{ откуда } c = E_0/b.$$

Следовательно,

$$dE_0 = E_0 / b dx \cos \omega t. \quad (11.7)$$

Для нахождения результирующей амплитуды в любой точке экрана наблюдения, определяемой углом дифракции φ , необходимо знать распределение фаз всех колебаний, приходящих в эту точку.

Распределение фазы в точке будет таким же, как в плоскости MF , образующей сплоскостью щели угол φ .

Рассмотрим элементарную полоску, расположенную на расстоянии x ; от точки M , т. е. от левого края щели MN .

Для лучей, дифрагированных под углом φ , средняя точка этой полоски перемещается в точку F_1 плоскости MF .

Возмущение, обусловленное произвольной полоской шириной dx , расположенной на расстоянии x от точки M в плоскости MF , выразится уравнением

$$dE = \frac{E_0}{b} dx \cos(\omega t - kN_1F_1), \quad (11.8)$$

где $N_1F_1 = x \sin \varphi$.

Интегрируя выражение (11.8) по всей ширине щели – от нуля до b , получим

$$E = \int_0^b dE = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2} \sin \varphi} \cos\left(\omega t - \frac{kb}{2} \sin \varphi\right). \quad (11.9)$$

Формула (11.9) выражает результирующие возмущения в точке с амплитудой

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2} \sin \varphi} = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (11.10)$$

Так как интенсивность прямо пропорциональна квадрату амплитуды, то распределение интенсивности на экране наблюдения в зависимости от угла дифракции имеет вид

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2},$$

т. е. освещенность на экране меняется, принимая максимальные и минимальные значения. Здесь I_0 – интенсивность света, идущего от всей щели в направлении $\varphi = 0$.

Из формулы (11.11) следует условие дифракционных минимумов для щели. При значении угла дифракции, удовлетворяющих условию

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = k\pi, \text{ или } b \sin \varphi = k\lambda, \quad (11.12)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ амплитуда обращается в нуль. Этот результат совпадает с результатом, полученным графическим методом.

Далее найдем условие максимума, т. е. определим углы дифракции, при которых наблюдается максимальная освещенность в соответствующих точках экрана.

Функция (11.11) достигает максимальных значений при $\delta = 0; 1,43 \pi; 2,46 \pi; 3,47 \pi; 4,47 \pi$; и т. д., где

$$\delta = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi. \quad (11.13)$$

$$\text{Если } \delta = (2k + 1) \frac{\pi}{2}, \text{ или } b \sin \varphi = (2k + 1) \lambda / 2, \text{ а } k=1,2, 3, \dots$$

то наблюдается дифракционный максимум, где k – порядок дифракционного максимума.

Расчеты показывают, что интенсивности главного и следующего максимума относятся как $1 : 0,047 : 0,008 : 0,005 \dots$, т. е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

11.3. Дифракция Фраунгофера на прямоугольном отверстии

Дифракцию на прямоугольном отверстии можно рассматривать как дифракцию от взаимно перпендикулярных щелей, одна из которых имеет ширину **a**, а другая – **b**.

Поэтому дифракционная картина от прямоугольного отверстия (рис. 11.4) размером **a** вдоль оси **X₁** и размером **b** вдоль оси **y₁** имеет вид креста, состоящего из дифракционных максимумов.

Большей стороне отверстия соответствует меньшая ширина максимума.

Согласно формуле (11.11) распределение интенсивности вдоль оси x_2 выражено формулами

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2}; \quad \gamma = \left(\frac{\pi a}{\lambda}\right) \cdot \sin \theta. \quad (11.14)$$

Условие минимумов ($I(\theta) = 0$):

$$a \cdot \sin \theta = m \lambda, \quad \text{где } m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (11.15)$$

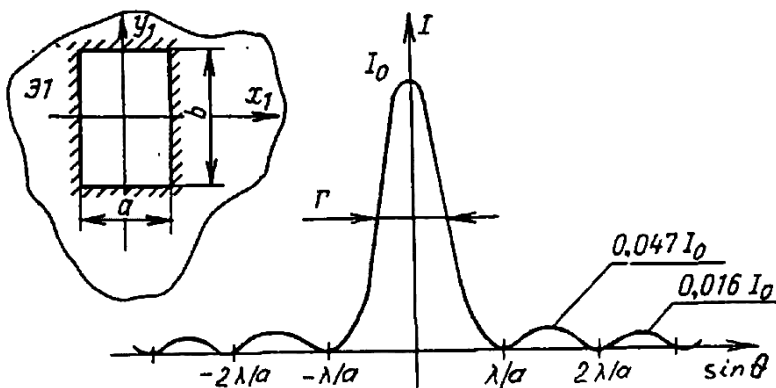


Рис. 11.4. Дифракционная картина от прямоугольного отверстия

При малых углах дифракции θ это условие эквивалентно выражению

$$\Delta x = \lambda l/d.$$

Распределение по оси y_2 аналогично распределению по оси x_2 и отличается лишь заменой размера **a** на размер **b**.

При дифракции на щели (**a** < **b**) картина будет растянута в направлении, перпендикулярном щели (вдоль оси x_2), а в направлении, параллельном щели (вдоль оси y_2) ее размер будет малым.

Распределение интенсивности определяется выражением (11.14).

11.4. Дифракция на круглом отверстии

Дифракции на круглом отверстии встречаются часто, поскольку оправы линз и диафрагмы в оптических приборах, как правило, круглые.

При нормальном падении волны на экран Э1 с отверстием диаметра d (рис. 11.5 а) дифракционная картина симметрична относительно оси отверстия. Распределение интенсивности приведено на рис. 11.5 б.

Радиусы первого и двух последующих темных колец равны

$$R_1 = 0,610 \lambda l / \rho; \quad R_2 = 1,116 \lambda l / \rho; \quad R_3 = 1,619 \lambda l / \rho,$$

где ρ – радиус отверстия.

Угловые радиусы первых трех темных колец равны:

$$\theta_1 = 1,22 \lambda / d; \quad \theta_2 = 2,23 \lambda / d; \quad \theta_3 = 3,24 \lambda / d. \quad (11.17)$$

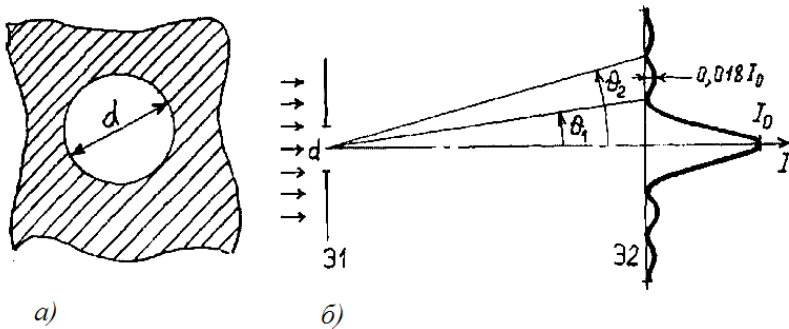


Рис. 11.5. Распределение интенсивности от круглого отверстия

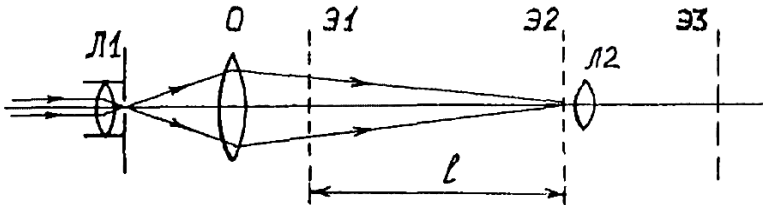


Рис. 11.6. Оптическая схема экспериментальной установки

Если расстояние b (рис. 11.6) порядка длины дифракции ($L \sim L_d$), то имеем наиболее сложный для анализа вид дифракции, называемый дифракцией Френеля.

Если $L \gg L_d$, то распределение интенсивности на экране Э2 и его расчет упрощаются. Лучи, идущие от экрана Э1 в произвольную точку Р экрана Э2, почти параллельны, а приходящие в точку Р волны – плоские.

Такой вид дифракции называют дифракцией Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах или дифракция плоских волн).

Область за экраном Э1 можно разбить на три участка:

- 1) $L \ll L_d$; $m \gg 1$ – область геометрической оптики;
- 2) $L \sim L_d$; $m \sim 1$ – дифракция Френеля (ближняя зона дифракции);
- 3) $L \gg L_d$; $m < 1$ – дифракция Фраунгофера (дальняя зона дифракции).

11.5. Изучение дифракции монохроматического света на крае экрана

При выполнении условий (11.5) отклонения от геометрической оптики наблюдаются вблизи края геометрической тени в виде колебаний интенсивности в «области света» (видны параллельные краю темные и светлые полосы) и плавного спада интенсивности в «области тени» (рис. 11.7).

Для оценки размера h_d переходной области будем сближать края экранов до тех пор, пока дифракционные картины от противоположных краев не перекроются.

Это произойдет при $h_d \sim d$, где d – размер преграды.

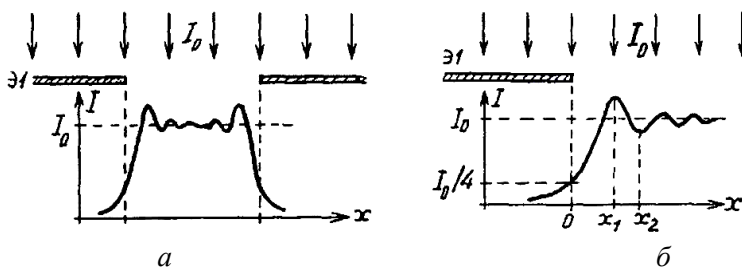


Рис. 11.7. Распределение интенсивности вблизи края экрана

Дифракционные явления стали существенны во всей освещенной области. Согласно (11.1)–(11.2), это имеет место при $d \sim \lambda L$, следовательно.

$$h_d = \sqrt{\lambda L}. \quad (11.18)$$

Таким образом, положение характерных точек (максимумов и минимумов) дифракционной картины удобно задавать в единицах λL , а соответствующие интенсивности – в единицах интенсивности падающей волны I_0 .

Под краем экрана интенсивность $I = I_0/4$.

Максимальная интенсивность $I_1 = 1,4I_0$ наблюдается на расстоянии $x_1 = 0,9 \sqrt{\lambda L}$ от края геометрической тени, минимальная $I_2 = 0,8I_0$ – на расстоянии $x_2 = 1,3 \sqrt{\lambda L}$.

11.6. Экспериментальная установка

Лабораторный комплекс «Оптика» (ЛКО-1) применяется для экспериментального изучения основных законов оптики, наблюдения и исследования оптических явлений, изучения принципов построения оптических приборов.

С помощью ЛКО-1 изучают закономерности геометрической оптики, фотометрии, интерференции, дифракции, поляризации, а также их применение к решению измерительных задач.

Особенностью комплекса является возможность проведения большого числа экспериментов по всем разделам оптики, быстрая и надежная постановка экспериментов, глубокие и разносторонние исследования в каждом эксперименте.

Комплекс ЛКО-1 состоит из:

- оптической базы, обеспечивающей создание и разводку лазерного излучения, размещение и перемещение функциональных модулей вдоль оптической оси установки, вспомогательных узлов, электропитания;
- набора функциональных модулей, который производит необходимые преобразования лазерного пучка, регистрацию излучения, установку и перемещение исследуемых объектов в пучке излучения;

– набора изучаемых объектов, обеспечивающих наблюдение и изучение оптических явлений.

Общий вид лабораторного комплекса «Оптика» ЛКО-1 приведен на рис.11.8.

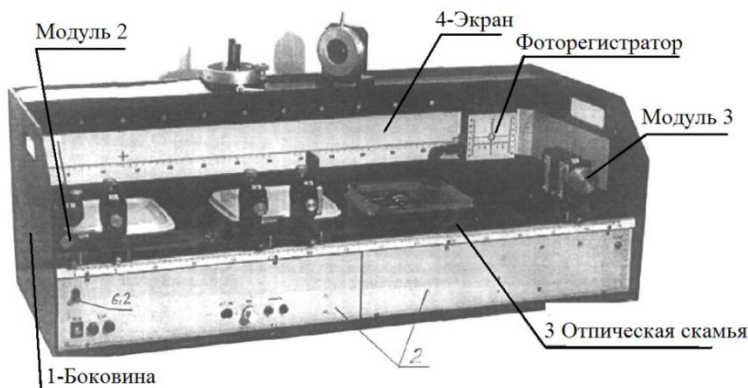


Рис. 11.8. Лабораторный комплекс по оптике ЛКО-1

Каркас установки состоит из двух боковин, стянутых оптической скамьей, плитой – основанием и задней стенкой.

В полости каркаса размещаются коробки с объектами.

Оптическая скамья состоит из двух рельс со шкалой с ценой деления 2 мм. Оптическая ось установки расположена симметрично относительно оптической скамьи на высоте 45 мм от верхнего края рельс.

На рельсах устанавливается на рейтере верхнее зеркало (модуль 2). На правой боковине каркаса установлена клемма заземления.

Лазер подвешен под оптической скамьей. Излучение лазера выводится на оптическую ось с помощью зеркал модуля 1 (на рис. 11.7 – закрыт панелью) и модуля 2.

С помощью отражателя модуля 3 исследуемое излучение направляется на экран, расположенный на задней стенке каркаса.

Модуль 3 (микропроектор, рис. 11.9) предназначен для наблюдения на экране мелкомасштабных распределений

интенсивности и изучаемых объектов, а также для измерения размеров объектов и распределений интенсивности.

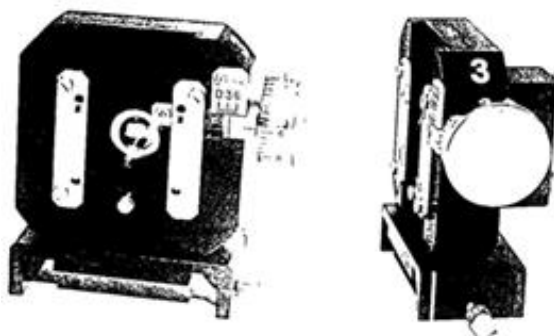


Рис. 11.9. Модуль 3 – микропроектор

На рис. 11.10 показан вид сверху на модуль 3, установленный на оптической скамье 2.

Объекты или распределения интенсивности, расположенные в объектной плоскости F кассеты 1, изображаются линзой 3 на экране 6.

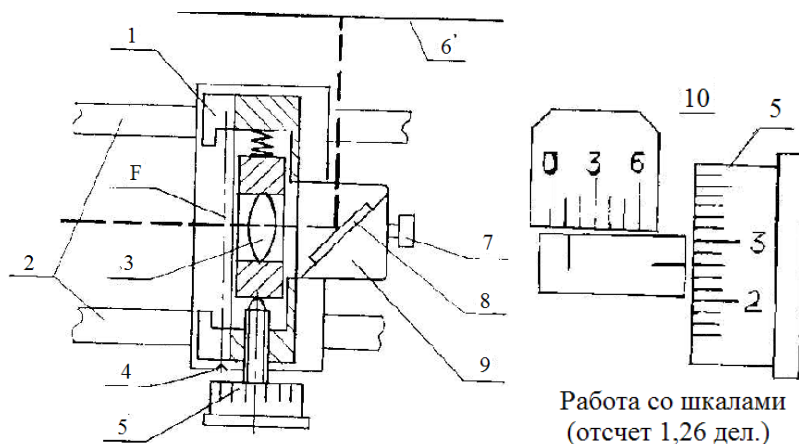


Рис. 11.10. Схема микропроектора

Работа со шкалами (отсчет 1,26 дел.)

Поворот пучка осуществляется отражением от зеркала 8, закрепленного на кронштейне 9. Риска 4 указывает положение объектной плоскости F.

Оправа линзы перемещается винтом с отсчетным барабаном 5, при этом изображение объекта перемещается по экрану 6.

Перемещая (сканируя) изображения вдоль окна фотодатчика, можно измерить распределение интенсивности в изображении.

Для этого по шкале 10 на корпусе модуля (целые деления) и шкале 5 отсчетного барабана (десятые и сотые доли деления) определяют координату нужной точки изображения в делениях шкалы.

Снятие отсчета видно на рис. 11.10. Цену деления (приблизительно 1 мм) определяют с помощью калибровочной сетки.

Для наблюдений в прямом пучке кронштейн 9 с зеркалом можно снять, отвернув два винта 7.

Модуль 5 (конденсор, рис. 11.11) состоит из короткофокусной линзы 1, экрана 2, расположенного в фокальной плоскости линзы, которые установлены с помощью обоймы 3 в двухкоординатном держателе 4.

На экран нанесена двухкоординатная шкала 5.

Пучок лазерного излучения собирается в фокусе линзы F, формируя «точечный источник» в плоскости экрана.

Рис. 11.11. Модуль 5 – конденсор

58

Модуль 6 (объектив, рис. 11.12) состоит из тонкой линзы с фокусным расстоянием $f = 100$ мм в двухкоординатном держателе. Назначение: формирование пучков излучения (вместе с модулем 5) и для опытов по геометрической оптике.



Рис. 11.12. Модуль 6 –
объектив

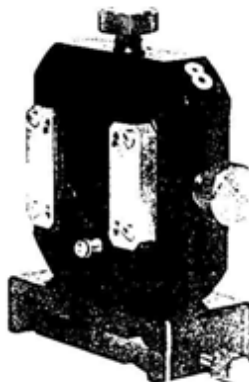


Рис. 11.13.
Модуль 8 – кассета для
установки экранов

Модуль 8 (рис. 11.13) состоит из кассеты для установки экранов с изучаемыми объектами. Выбор модуля определяется видом перемещений объекта при проведении эксперимента.

Модуль 13 (стол поворотный, рис. 11.14) применяют для установки объектов, которые нужно поворачивать вокруг вертикальной оси, а также для отсчета угловых координат и углов поворота.

Поворот стола производят ручкой 1.

Отсчет угловых координат производят по основной шкале 2 (цена деления 2°) и нониусу 3 (цена деления: $0,5^\circ$).

Рычаг 4 поворачивают до совпадения его вертикальной риски с од ним из делений основной шкалы и измеряют угол поворота по основной шкале. К нему прибавляют отсчет по нониусу. Угол поворота определяют как разность угловых координат.

Винт 5 регулирует наклон платформы стола с держателями объектов.

Сборка оптической схемы для проведения нужного эксперимента заключается в установке на оптической скамье функциональных модулей и размещении исследуемых объектов в кассетах.

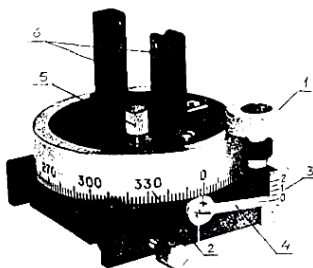


Рис. 11.14. Модуль 13 стол поворотный

Схема опыта приведена на рис. 11.5.

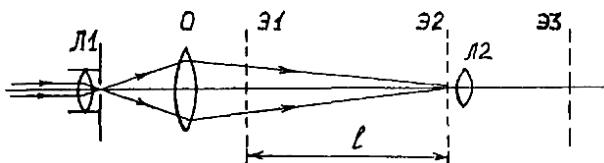


Рис. 11.5. Повтор

Пучок лазера превращается линзой $L1$ (модуль 5) и объективом O (модуль 6) в волну, сфокусированную в объектной плоскости $E2$ линзы микропроектора $L2$ (модуль 3 с координатой риской 650мм).

При этом на экране фотоприемника $E3$ видна яркая точка малых размеров.

Исследуемые объекты помещаются в кассете модуля 8 или на поворотном столике (модуль 13) в плоскости $E1$.

В плоскости $E2$ образуется дифракционная картина, которая в увеличенном виде наблюдается на экране $E3$.

Для наблюдения и измерения параметров самих объектов их помещают в кассету в объектной плоскости линзы $E2$, а объектив O смещают так, чтобы волна осветила всю поверхность объекта. При этом на экране фотоприемника $E3$ возникает увеличенное изображение объектов.

11.7. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Изучение дифракции плоской волны на прямоугольном отверстии.

1. На оптической скамье установите модули в следующей последовательности модули 2, 5, 6, 8, 3
2. На экране ЭЗ получите сфокусированный луч (яркую точку).
3. Между модулем 6 и 3 поместить модуль 8 с объектом № 21 (прямоугольное отверстие (1 x 2 мм).
4. Передвигая модули 6 и 8, получите вдоль координатных осей на экране дифракционный «крест».
5. Измерьте координаты нескольких (по 4–5 в каждом «луче» креста) минимумов. Сопоставьте с (11.15).
6. Установите в модуль 8 объект № 2 (раздвижную щель). Подберите ширину щели чтобы размеры максимумов на экране составляли 5 – 10 мм;
7. Измерьте распределение интенсивности в дифракционной картине с шагом 5 мм. Результаты занесите в табл. 11.1;
8. Постройте график зависимости интенсивности от расстояния;
9. Сопоставьте измеренные интенсивности центрального и побочного максимумов с указанными на рис. 11.4;
10. Определите длину волны излучения по положениям дифракционных минимумов (формула 11.15).

Таблица 11.1
Распределение интенсивности на прямоугольном отверстии

№ п/п	Расстояние, 1 мм	Интенсивность	
		По оси X	По оси Y
	<u>0</u>		
	<u>0.05</u>		
	<u>0.1</u>		
	0,15		

Упражнение 2. Изучение дифракции на круглом отверстии:

1. В п.3 упражнения 1 замените модуль № 21 на № 18 (1,0 мм);
2. Измерьте распределение интенсивности вдоль оси симметрии дифракционной картины. Занесите в табл.11.2;
3. Сравните с данными, на рис. 11.5. В центре дифракционной картины может наблюдаться резкий максимум, обусловленный прохождением света через темные участки экрана Э1 (если объекты сформированы фотографическом способом). Аналогичный максимум наблюдается при дифракции на щели, изготовленной фотоспособом, а при дифракции на раздвижной щели его нет.
4. Объясните происхождение этих максимумов.
5. Установите предмет № 19 – круглое отверстие (2,0мм) и повторите пункты 1, 2, 3,4.

Таблица 11.2

Распределение интенсивности на круглом отверстии

№ п/п	Расстояние, 1 мм	Интенсивность
	0	
	0.05	
	0.1	
	0,15	

Упражнение 3. Измерение диаметра стержня

1. Установите в кассету модуля 8 отрезок проволоки (гвоздь, булавку) диаметром 0,5–2 мм, укрепите в свободном экране N: 45 и установите в плоскости Э1 сразу после объектива;
2. Передвигая модули 6 и 8, получить вдоль координатных осей на экране дифракционный «крест».
3. Измерьте координаты нескольких минимумов по 4 - 5 в каждом «луче» креста на экране Э3 и определите расстояние Δx в плоскости Э2. Результаты занесите в таблицу, аналогичную табл. 11.1;
4. Используя формулу (11.15), определите диаметр проволоки. Проверьте результат с помощью микрометра;
5. Какое измерение дает меньшую погрешность? Выполнив задание, освободите экран от объекта.

Упражнение 4. Изучение дифракции лазерного излучения на крае экрана

1. Отъюстируйте установку. Центр увеличенного изображения сечения пучка света совместите с центром шкалы фотоприемника.

2. Установите линзу Л1 (модуль 5) на метке 6 см и объектив О (модуль 6) установите на метке 18 см. Схема опыта показана на рис. 11.6.

3. За линзой Л1 создается параллельный пучок. В этом случае распространяется плоский фронт волны. Проверьте это, перемещая лист бумаги вдоль оптической скамьи: размер следа пучка на листе не должен изменяться.

4. Дифракционная картина, получаемая в плоскости Э2 с помощью линзы Л2 микропроектора (модуль 3), изображается с увеличением в 20 раз на экране Э3 фотоприемника.

5. Перед началом эксперимента в отсутствие экрана Э1 не забудьте еще раз отъюстировать установку. Центр увеличенного изображения сечения пучка света совместите с центром шкалы фотоприемника.

6. Установите на оптической скамье модуль 8 и в качестве Э1 вставьте в него наполовину экран с объектом № 21 (прямоугольное отверстие). Край этого экрана будет создавать дифракционную картину. Пронаблюдайте ее на экране фотоприемника Э3.

7. Фотоприемник расположите на метке 67 см. Расположите край объекта вертикально. Перемещая объект в держателе грубо (вручную), затем точно (винтами держателя), разместите дифракционную картину на шкале фотоприемника в положение, удобное для измерений.

8. Оцените по шкале фотоприемника характерные размеры дифракционной картины.

9. Сканируя изображение по окну фотоприемника, измерьте распределение интенсивности в дифракционной картине. Измеренные параметры занесите в табл. 11.3.

Таблица 11.3

Распределение интенсивности в дифракционной картине на крае экрана

№ п/п	Расстояние от центра дифракционной. картины, мм	Интенсивность, мВ

Контрольные вопросы:

1. Закономерности дифракции. Пределы геометрической оптики.
2. Дифракция Френеля на круглом отверстии.
3. Особенности дифракции Фраунгофера на различных препятствиях.
4. Объясните дифракционную картину при осуществлении дифракции Френеля.
5. Объясните отклонение световых пучков от края экрана в область геометрической тени.

Лабораторная работа № 12

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ РАЗЛИЧНЫХ ОБЪЕКТОВ

Цель работы: Изучение дифракционных картин от различных объектов при дифракции Фраунгофера:

- 1) получить дифракционные картины от различных объектов;
- 2) изучить зависимость дифракционной картины от размера объекта;
- 3) изучить зависимость дифракционной картины от ориентации объекта.

Приборы и принадлежности: лабораторный оптический комплекс ЛКО-1, модуль 3 – микропроектор (линза $f = +15$ мм) с узлом сканирования;

модуль 5 – конденсор (линза $f = +12$ мм) с экраном со шкалой, модуль 6 – объектив ($f = +100$ мм), модуль 8 – кассета в двухкоординатном держателе, модуль 13 – столповоротный, объекты: № 18 – круглое отверстие (1,0 мм), № 19 – круглое отверстие (2,0 мм), № 20 – квадратное отверстие ($2 * 2$ мм), № 21 – прямоугольное отверстие ($1 * 2$ мм), № 22 – треугольное отверстие.

12.1. Теоретическое введение

Законы геометрической оптики достаточно точны, если длину световой волны λ можно считать бесконечно малой величиной.

Чем хуже выполнено это условие, тем сильнее проявляются отклонения от законов геометрической оптики, приводящие к возникновению явлений дифракции.

По законам геометрической оптики за краем непрозрачного экрана должна находиться область тени (геометрическая тень), резко ограниченная от освещенных областей и соответствующая профилю края экрана.

Вследствие дифракции вместо этого получается сложное распределение интенсивности, называемое дифракционной картиной.

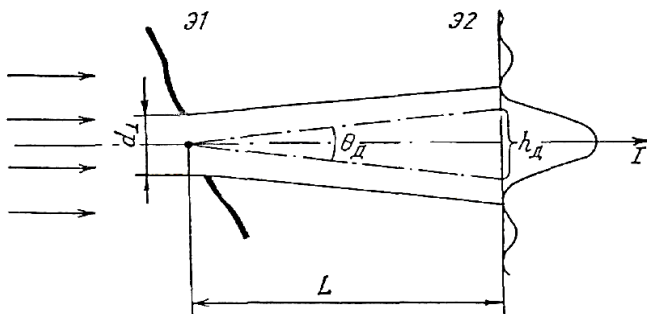


Рис. 12.1. Наблюдение дифракции

Угол дифракции

Пусть отверстие в экране Э1 «вырезает» пучок из плоской монохроматической волны (рис. 12.1), и след пучка наблюдается на экране Э2.

Уменьшая размер отверстия, заметим, что вначале размер следа пучка уменьшается в соответствии с размером отверстия, но затем начинает увеличиваться: пучок становится расходящимся.

Угловая ширина пучка (*угол дифракции θ_d*) определяется соотношением между длиной волны λ и характерным размером пучка, который соответствует размеру отверстия d в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны:

$$\theta_d \sim \lambda/d. \quad (12.1)$$

Соотношение (12.1) позволяет оценить порядки дифракционных эффектов.

Смысл его в том, что любое пространственное ограничение волны вызывает её расхождение в соответствии с (12.1).

Дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера

Дифракцией света называется *огибание световыми волнами встречных препятствий с размерами, соизмеримыми с длиной волны*.

Дифрагированные лучи являются когерентными, поэтому дифракция, как правило, сопровождается интерференционными явлениями.

Дифракция света разделяется на два вида:

1. Дифракция сферических световых волн (дифракция Френеля).

Она происходит на преграде или отверстии, находящемся на конечном расстоянии от экрана, на котором производится наблюдение дифракции.

2. Дифракция плоских световых волн (дифракции Фраунгофера), или, как часто говорят, дифракция в параллельных лучах.

В этом случае дифракционная картина наблюдается только с помощью линзы, собирающей лучи в фокальной плоскости, или глазом, аккомодированным на бесконечность.

Характер дифракции зависит от величины безразмерного параметра

$$\frac{d^2}{L\lambda}, \quad (12.2)$$

где d – характерный размер пучка, который соответствует размеру отверстия; L – расстояние от экрана Э1 до экрана Э2; λ – длина волны.

Если этот параметр много меньше единицы, наблюдается дифракция Фраунгофера, если он порядка единицы – дифракция Френеля; если этот параметр много больше единицы оказывается применимым приближение геометрической оптики.

Для удобства сопоставления представим сказанное в следующем виде:

$$\frac{d^2}{L\lambda} \begin{cases} \ll 1 - \text{дифракция Фраунгофера,} \\ \approx 1 - \text{дифракция Френеля,} \\ \gg 1 - \text{геометрическая оптика} \end{cases} \quad (12.3)$$

Типовая схема

Плоская волна нормально падает на экран Э1 (рис. 12.2), а дифракционная картина наблюдается на экране Э2 в фокальной плоскости линзы L .

Каждой точке P в плоскости наблюдения соответствует определенное направление излучения, выходящего из плоскости Э1.

Амплитуда колебаний в точке **Р** определяется амплитудами и фазами приходящих в эту точку волн, излученных в соответствующем направлении всеми элементами экрана **Э1**.

В простейшем случае амплитуды определяются коэффициентом пропускания τ экрана **Э1** ($\tau = \frac{I''}{I}$, где I – интенсивность падающего волны, I'' – интенсивность преломленной волны), фазы – разностью хода Δ (рис. 12.2).

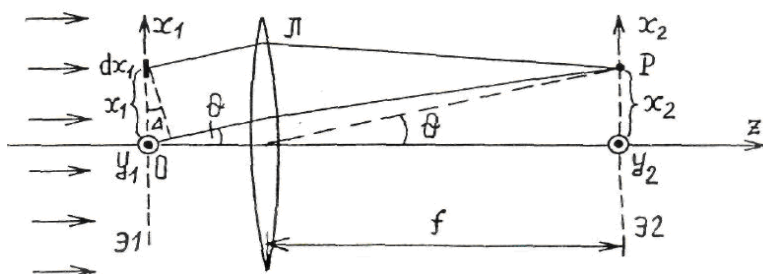


Рис. 12.2

Дифракция в сходящейся волне

Такая схема позволяет упростить установку и более гибко варьировать параметры опыта, благодаря чему широко используется в современной когерентной оптике.

Рассмотрим еще раз типовую схему (рис. 12.3 а).

Согласно принципу Гюйгенса–Френеля амплитуда колебаний в произвольной точке наблюдения **Р** экрана **Э2** определяется амплитудами и фазами колебаний вторичных источников, расположенных на поверхности, отделяющей первичный источник от наблюдателя.

Выберем в качестве такой поверхности плоскость **S**, расположенную сразу после линзы.

Амплитуды и фазы колебаний в этой плоскости определяются коэффициентом пропускания экрана **Э1** и оптической длиной лучей, идущих от источника до плоскости **S**.

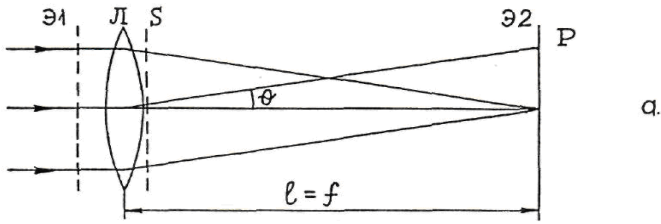


Рис 12.3 а

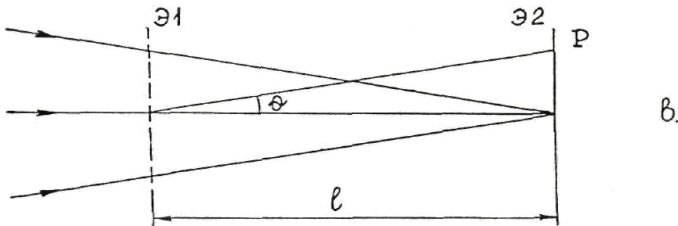
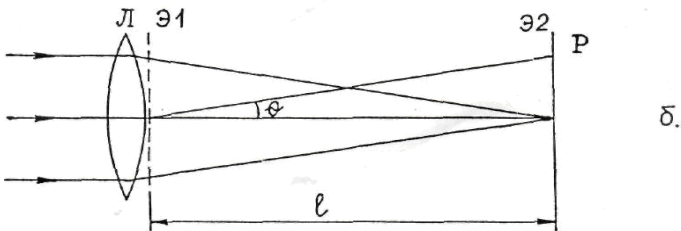


Рис. 12.3 б, в

Указанные амплитуды и фазы не изменятся, если экран Э1 расположить не перед линзой Л, а сразу после нее, совместив его с плоскостью S, как показано на рисунке 12.3б.

Не изменится при этом и дифракционная картина на экране Э2.

Теперь дифракционная картина полностью определяется экраном Э1 и падающей на него волной.

Способ создания волны несуществен.

Поэтому оптическая система, создающая сходящуюся волну, может быть любого типа и расположена на произвольном расстоянии.

На рис. 12.3 в эта система вынесена за пределы рисунка.

Зависимость интенсивности излучения на экране Э2 от положения точки Р, или, что то же, от направления излучения, определяемого углом θ , в схеме по рис. 12.3 в будет такой же, как и в типовой схеме (рис. 12.2).

Отличие в том, что во всех формулах вместо фокусного расстояния f линзы будет фигурировать расстояние l между экранами Э1 и Э2.

Распределение амплитуд

Для расчета дифракционной картины вернемся к схеме на рис. 12.2.

Разность хода лучей от точек экрана Э1 до точки наблюдения Р определяется направлением излучения, которое мы зададим углом θ .

Положения точек на экранах будем задавать координатами x_1, y_1 и x_2, y_2 .

Каждой точке экрана Э2 соответствует определенное направление излучения и определенное значение θ .

Найдем комплексную амплитуду колебаний на оси x_2 .

Разобьем экран Э1 на узкие полоски шириной dx_1 .

Амплитуда колебания, приходящего в точку Р от одной плоскости, пропорциональна ширине плоскости:

$$dA = e^{i\delta} T(x_1) dx_1,$$

где $T(x_1)$ – множитель, определяемый коэффициентом пропускания экрана Э1 в точках с координатой x_1 , δ – сдвиг фазы, определяемый разностью хода Δ .

Из рис. 12.2 находим

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} x_1 \sin\theta = qx_1. \quad (12.4)$$

где обозначено $q = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sin\theta$. При малых углах дифракции

$\sin\theta \approx x_2/f$, а для используемой нами дифракции в сходящейся волне $\sin\theta = x_2/\ell$, соответственно

$$q = \frac{2\pi\pi_2}{\lambda\ell} . \quad (12.5)$$

Амплитуда колебаний, создаваемых всем экраном **Э1**,

$$A = \int dA = \int e^{iqx_1} T(x_1) dx_1 . \quad (12.6)$$

Распределение амплитуд $A(q) = A\left(\frac{2\pi x_2}{\lambda\ell}\right)$ на оси x_2

представляет в определенном масштабе преобразование Фурье функции $T(x_1)$, описывающей распределение амплитуд излучателей на оси x_1 .

Закономерности дифракции Фраунгофера

Из (12.6) следуют некоторые общие свойства дифракционных картин Фраунгофера.

Если экран **Э1** не меняет фазу прошедшей через него волны, то $T(x_1)$ – вещественная функция.

При замене в (12.6) q на $(-q)$ амплитуда A заменится на комплексно-сопряженную.

Модуль амплитуды и интенсивность не изменятся.

Это означает, что в точках с координатами x_2 и $(-x_2)$ (рис. 12.2) интенсивности одинаковы, т. е. дифракционная картина является центрально-симметричной.

В частности, обладает центральной симметрией дифракционная картина от отверстия произвольной формы в непрозрачном экране.

При произвольном поступательном перемещении экрана **Э1** фазовые сдвиги δ не изменятся.

Поэтому дифракционная картина при перемещении экрана **Э1** не изменяется.

Это позволяет наблюдать дифракцию на движущихся объектах (*физическое обоснование к упражнению 2*).

Деформируем экран **Э1**, растянув его вдоль оси x_1 .

Элементы экрана **Э1** переместятся в точки с большими координатами x_1 .

Согласно (12.4), прежние фазовые сдвиги δ получаются для меньших q , т.е. для меньших x_2 , и дифракционная картина сожмется по оси x_2 .

При сжатии экрана Э1 дифракционная картина растягивается в соответствующем направлении (*физическое обоснование к упражнению 3*).

Если изменять фокусное расстояние линзы в типовой схеме (рис. 12.2) или, что намного проще, изменять расстояние l в схеме со сходящейся волной (рис. 12.3 в) путем перемещения экрана Э1 вдоль оптической оси, то размеры дифракционной картины будут изменяться пропорционально l .

Это легко понять: согласно (12.4) фазовые сдвиги определяются углом θ , следовательно, экран Э1 определяет угловые размеры дифракционной картины, а линейные размеры картины пропорциональны соответствующим продольным расстояниям (*физическое обоснование к упражнению 4*).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

12.8. Экспериментальная установка

Лабораторный комплекс «Оптика» (ЛКО-1) применяется для экспериментального изучения основных законов оптики, наблюдения и исследования оптических явлений, изучения принципов построения оптических приборов.

С помощью ЛКО-1 изучают закономерности геометрической оптики, фотометрии, интерференции, дифракции, поляризации, а также их применение к решению измерительных задач.

Особенностью комплекса является возможность проведения большого числа экспериментов по всем разделам оптики, быстрая и надежная постановка экспериментов, глубокие и разносторонние исследования в каждом эксперименте.

Комплекс ЛКО-1 состоит из:

- оптической базы, обеспечивающей создание и разводку лазерного излучения, размещение и перемещение

функциональных модулей вдоль оптической оси установки, вспомогательных узлов, электропитания;

- набора функциональных модулей, который производит необходимые преобразования лазерного пучка, регистрацию излучения, установку и перемещение исследуемых объектов в пучке излучения;

- набора изучаемых объектов, обеспечивающих наблюдение и изучение оптических явлений.

Общий вид лабораторного комплекса «Когерентная оптика» ЛКО-1 приведен на рис. 12.4.

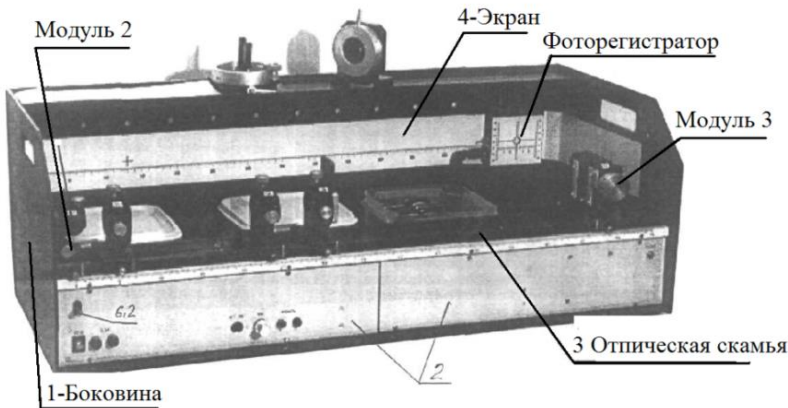


Рис. 12.4. Лабораторный комплекс по когерентной оптике ЛКО-1

Каркас установки состоит из двух боковин, стянутых оптической скамьей, плитой-основанием и задней стенкой. В полости каркаса размещаются коробки с объектами.

Оптическая скамья, состоит из двух рельс со шкалой с ценой деления 2 мм. Оптическая ось установки расположена симметрично относительно оптической скамьи на высоте 45 мм от верхнего края рельс. На рельсах устанавливается на рейтере верхнее зеркало (модуль 2). На правой боковине каркаса установлена клемма заземления.

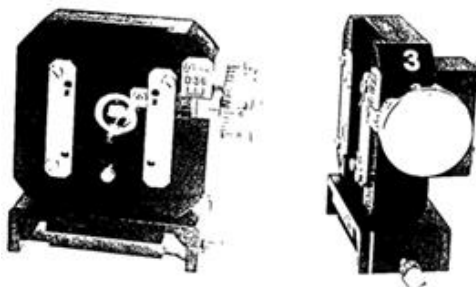


Рис. 12.5. Модуль 3 – микропроектор

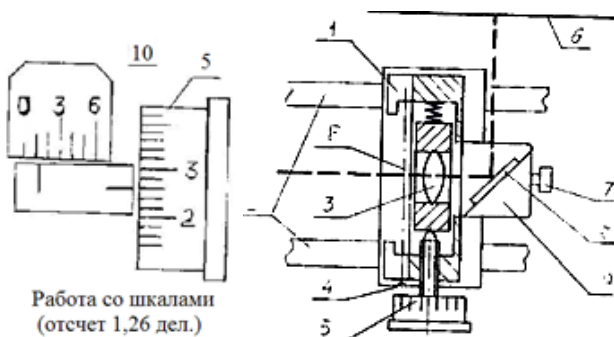


Рис. 12.6. Схема микропроектора. Работа со шкалами (отсчет 1,26 дел)

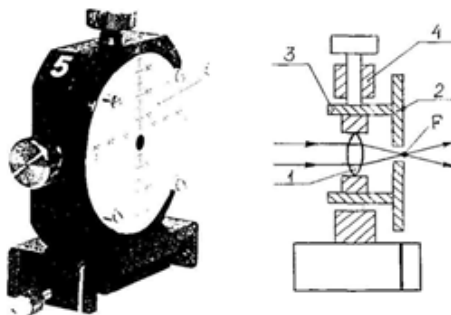


Рис. 12.7. Модуль 5 – конденсор:

1 – короткофокусная линза; 2 – экран; 3 – фокальная плоскость линзы; 4 – двухкоординатный держатель; 5 – двухкоординатная шкала

Пучок лазерного излучения собирается в фокусе линзы F , формируя «точечной источник» в плоскости экрана.



Рис. 12.8. Модуль 6 – объектив



Рис. 12.9.
Модуль 8 – кассета для
установки экранов

Модуль 6 (объектив, рис. 12.8) состоит из тонкой линзы с фокусным расстоянием $f \sim 120$ мм в двухкоординатном держателе.

Назначение: формирование пучков излучения (вместе с модулем 5) и для опытов по геометрической оптике.

Модуль 8 (рис. 12.9) состоит из кассеты для установки экранов с изучаемыми объектами. Выбор модуля определяется видом перемещений объекта при проведения эксперимента.

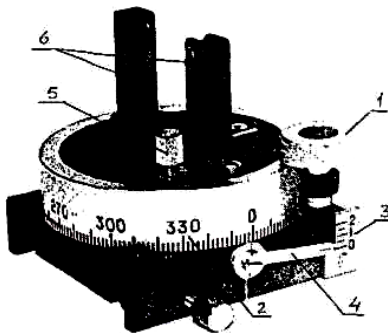


Рис. 12.10. Модуль 13 – стол поворотный

Модуль 13 (стол поворотный, рис. 12.10) применяют для установки объектов, которые нужно поворачивать вокруг

вертикальной оси, а также для отсчета угловых координат и углов поворота.

Поворот стола производят ручкой 1, отсчет угловых координат производят по основной шкале 2 (цена деления 2°) и нониусу 3 (цена деления: $0,5^\circ$).

Рычаг 4 поворачивают до совпадения его вертикальной риски с одним из делений основной шкалы и измеряют угол поворота по основной шкале.

К нему прибавляют отсчет по нониусу. Угол поворота определяют как разность угловых координат.

Винт 5 регулирует наклон платформы стола с держателями объектов.

Сборка оптической схемы для проведения нужного эксперимента заключается в установке на оптической скамье функциональных модулей и размещении исследуемых объектов в кассетах.

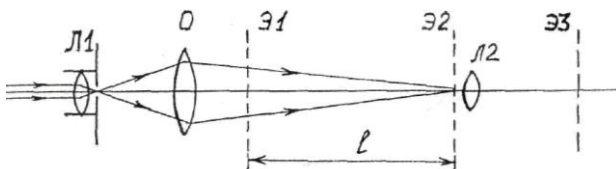


Рис. 12.11. Схема опыта

Схема опыта приведена на рис. 12.11.

Пучок лазера превращается линзой Л1 (модуль 5) и объективом О (модуль 6) в волну, сфокусированную в объектной плоскости Э2 линзы микропроектора Л2 (модуль 3 с координатой риски 650мм).

При этом на экране фотоприемника Э3 видна яркая точка малых размеров.

Исследуемые объекты помещаются в кассете модуля 8 или на поворотном столике (модуль 13) в плоскости Э1.

В плоскости Э2 образуется дифракционная картина, которая в увеличенном виде наблюдается на экране Э3.

Для наблюдения и измерения параметров самих объектов их помещают в кассету в объектной плоскости линзы Э2, а объектив О смещают так, чтобы волна осветила всю поверхность объекта.

При этом на экране фотоприемника ЭЗ возникает увеличенное изображение объектов.

12.9. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Упражнение 1. Симметрия дифракционных картин

1. Установите на оптической скамье модули в следующей последовательности: 02, 05, 06, 08, 03.

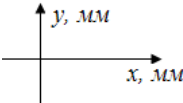
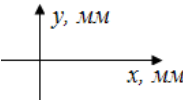
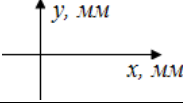
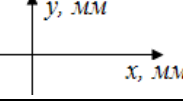
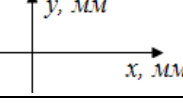
2. Получите на экране ЭЗ яркую точку; Поместите объект № 18 в кассету модуля 08.

3. Передвигая модуль 06 и модуль 08, получите на экране дифракционную картину и занесите ее в табл. 12.1.

4. Устанавливая в кассету модуля 08 объекты № 19, 20, 21, повторите пункт 4 упражнения 1.

Таблица 12.1

Дифракционные картины от различных объектов

Объект	Дифракционная картина
№ 18 – круглое отверстие (1,0 мм)	
№ 19 – круглое отверстие (2,0 мм)	
№ 20 – квадратное отверстие (2 * 2 мм)	
№ 21 – прямоугольное отверстие (1 * 2 мм)	
№ 22 – треугольное отверстие (1,0 мм)	

Упражнение 2. Дифракция на движущемся объекте

1. На оптической скамье расположение модулей такое же, как в упражнении 1.
2. Вставьте в модуль 08 расческу с мелкими зубьями.
3. Получите на экране дифракционную картину.
4. Перемещая расческу поступательно в плоскости Э1, убедитесь в неизменности дифракционной картины.

Упражнение 3. Зависимость дифракционной картины от размера объекта

1. На экспериментальной установке вместо модуля 08 установите модуль 13 (поворотный столик).
2. Установите объект 18 (круглое отверстие) в поворотный столик и получить на экране установки дифракционную картину.
3. Вращая поворотный столик в пределах от 0° до 90° , измерить через каждые 15° соответствующие им диаметры произвольного темного кольца по оси x_2 и y_2 . Данные занесите в табл. 12.2.
4. Используя данные табл. 12.2, зарисуйте дифракционную картину.

Таблица 12.2

Зависимость дифракционной картины от размера объекта

Объект		φ , угол поворота, град	x_2 , мм	y_2 , мм
№ 18 – круглое отверстие (1,0 мм)	1			
	2			
	3			
	4			
	5			

Упражнение 4. Исследование зависимости размеров дифракционной картины от расстояния между препятствием и экраном

1. Установите на оптической скамье модули как в упражнение 1.

2. Вставьте объект № 19 (круглое отверстие) в кассету модуля 08.

3. Получите на экране дифракционную картину от круглого отверстия.

4. Координату модуля 03 считайте за нуль отсчета.

5. Изменяя расстояние L между модулем 08 (Э1) и модулем 03 (Э2) и перемещая экран Э1 (модуль 08), запишите соответствующий диаметр d произвольного темного кольца. Результаты занесите в табл. 12.3.

6. Постройте график зависимости диаметра d от расстояния L .

Таблица 12.3

Размеры дифракционной картины от расстояния между препятствием и экраном

Объект	Диаметр темного кольца d , мм	Расстояние между экранами Э1 и Э2, мм
№ 19 – круглое отверстие (2,0 мм)	1	
	2	
	3	
	4	
	5	

Контрольные вопросы:

1. В чем состоит явление дифракции?
2. В чем отличие дифракции Френеля и Фраунгофера?
3. Методика измерений в данной работе.
4. Описать закономерности дифракции Фраунгофера.

Лабораторная работа № 13

ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОДНОМЕРНОЙ И ДВУМЕРНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

I. Дифракция лазерного излучения на одномерной периодической структуре

Цель работы: Изучение параметров одномерной дифракционной решетки.

Приборы и принадлежности: ЛКО-1, модуль 03 (микропроектор), модуль 05 (конденсор), модуль 08, решетка с периодом 0,3мм (объект 31).

Теоретическое введение

Дифракцией света называется огибание световыми волнами встречающих препятствий с размерами, соизмеримыми с длиной волны.

Дифрагированные лучи являются когерентными, поэтому дифракция, как правило, сопровождается интерференционными явлениями.

Дифракция света разделяется на два вида:

1. Дифракция сферических световых волн (дифракция Френеля).

Она происходит на преграде или отверстии, находящейся на конечном расстоянии от экрана, на котором проводится наблюдение дифракции.

2. Дифракция плоских световых волн (дифракции Фраунгофера), или, как часто говорят, дифракция в параллельных лучах.

В этом случае дифракционная картина наблюдается только с помощью линзы, собирающей лучи в фокальной плоскости, или глазом, аккомодированным на бесконечность.

Дифракционные решетки обычно применяются в таких условиях, когда имеет место дифракция Фраунгофера.

Дифракционная решетка представляет собой стеклянную или металлическую пластинку, на которой с помощью делительной машины через строго одинаковые интервалы нанесены параллельные штрихи.

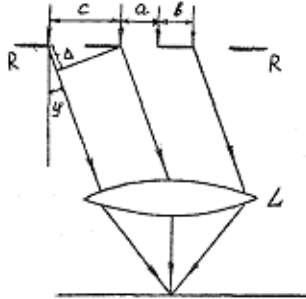


Рис. 13.1. Схема наблюдения дифракции света

Основными параметрами дифракционной решетки является ее период d – постоянная решетки и число штрихов N .

Принято называть периодом решетки d (или постоянной решетки d) сумму размеров прозрачной "a" и непрозрачной "b" полос

$$d = a + b.$$

Если осветить дифракционную решетку **RR** пучком когерентных параллельных лучей, падающих перпендикулярно к поверхности решетки, то наблюдается следующее явление.

Свет, проходя через щели решетки **RR**, испытывает дифракцию, т.е. отклоняется в сторону от первоначального направления.

Отклонение лучей происходит под разными углами.

На экране в фокальной плоскости линзы будет происходить сложение многочисленных пучков лучей, приходящих в различные точки экрана с разными фазами колебаний (на рис. 13.1 дана одна точка **M** для угла φ).

Вследствие явления дифракции произойдет интерференция когерентных световых лучей.

Вся картина на экране – чередование максимумов и минимумов.

Условие возникновения главных максимумов света определяется из соотношения

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (13.1)$$

где Δ – разность хода; d – постоянная дифракционной решетки; φ – угол дифракции; k – целое число, порядок максимума; $k = 1$,

2, 3,...; λ – длина волны монохроматического света.

Минимумы, полученные на решетке, удовлетворяют условиям

$$d \cdot \sin \varphi = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (13.2)$$

$k = 0, 1, 2, 3$.

Добавочные минимумы возникают при противофазном сложении в точке наблюдения колебаний, идущих от различных щелей решетки и удовлетворяющих условиям

$$D \cdot \sin \varphi = \pm k\lambda/N, \quad (13.3)$$

где k не может принимать значения $N, 2N, 3N, \dots$

При $k = N, 2N, 3N, \dots$ выполняется соотношение (13.1).

Дифракционная картина для N щелей создается такая же, как в случае двух щелей.

Только максимумы получаются более яркими и узкими, а разделяющие их минимумы – широкими и совершенно темными.

Расстояние между соседними максимумами и их яркость возрастает по мере увеличения числа щелей.

Решая уравнение (13.1) относительно λ , получим

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{k}. \quad (13.4)$$

Это выражение является основной расчетной формулой для вычисления длин световых волн при помощи дифракционной решетки и называется формулой дифракционной решетки.

Формула (13.4) показывает, что для различных длин волн положение световых максимумов будет различное.

Следовательно, дифракционная решетка является прибором, разлагающим белый свет на составные части; с ее помощью получается дифракционный спектр.

При $k = 0$ условие максимума удовлетворяется для всех длин волн, т.е. при $k = 0$ наблюдается центральная световая полоса, соответствующая неотклоненному пучку лучей такого цвета, каким является цвет источника.

При $k = 1$ симметрично по обе стороны от центральной полосы получают дифракционные цветные группы линий (от

фиолетовой линии до красной линии), соответствующие разным длинам волн, входящим в состав белого света.

Эта группа линий называется **спектром 1-го порядка**.

Красная часть спектра отклонена больше, чем фиолетовая.

При $k = 2$ получается подобная группа линий – **спектр 2-го порядка** и т. д.

Линии спектров более высоких порядков менее интенсивны и практически ясно наблюдаются спектры не выше 3-го порядка.

Число дифракционных спектров ограничено и определяется условием

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{d} \ll 1. \quad (13.5)$$

Чем больше постоянная d решетки, тем большее число спектров можно наблюдать, но тем менее яркими становятся отдельные спектральные линии.

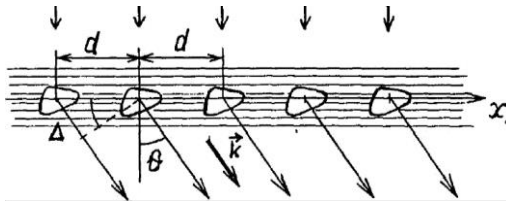


Рис. 13. 2. Зависимость интенсивности света от угла наблюдения в спектре дифракционной решетки

Зависимость интенсивности света от угла наблюдения в спектре дифракционной решетки представлена на рис. 13.2.

Одномерной дифракционной решеткой называется решетка, у которой щели расположены в одном направлении заданной плоскости.

Экран Э1 содержит цепочку из N тождественных излучателей (например, одинаковых отверстий, освещаемых плоской волной), расположенных на оси x_1 с периодом d и занимающих отрезок длиной $h = Nd$ (рис. 13.2).

Пусть от каждого источника к наблюдателю приходит колебание с амплитудой A_1 и интенсивностью I_1 , и пусть δ – разность фаз колебаний, приходящих от соседних источников.

Сложив амплитуды колебаний, приходящих к наблюдателю от всех излучателей, с учетом разности фаз δ , найдем амплитуду A результирующего колебания.

Квадрат амплитуды даст полную интенсивность

$$I = I_1 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}. \quad (13.6)$$

Это выражение определяет интенсивность излучения $I(\theta)$ всей цепочки через интенсивность излучения одного элемента, которая описывается функцией $I_1(\theta)$.

Дробь в (13.6) периодична по δ с периодом 2π .

При $\delta = 2\pi m$ (m – целое) имеем $I = N^2 I_1$.

Разность фаз δ определяется разностью хода Δ (рис. 13.2).

При нормальном падении волны на экран

$$\delta = (2\pi\Delta)/\lambda = (2\pi d \sin\theta)/\lambda. \quad (13.7)$$

Точки, в которые от всех источников приходят синфазные колебания, называют главными максимумами излучения.

Условие главного максимума порядка m :

$$\delta = 2\pi m; \quad (13.8)$$

$$d \sin\theta = m\lambda; \quad (13.9)$$

$$x_2 = m\lambda/d. \quad (13.10)$$

Амплитуда и интенсивность в главном максимуме:

$$A = NA_1. \quad (13.11)$$

$$I = N^2 I_1. \quad (13.12)$$

Между соседними главными максимумами имеется $(N-1)$ минимумов (нулей) интенсивности, а между последними – $(N-2)$ побочных максимумов малой интенсивности.

На рис. 13.3 приведены графики интенсивности.

При $N = 2$ имеем картину интерференции волн от двух источников

$$I = 2I_1 (1 + \cos\delta).$$

При $N = 3$ между главными максимумами имеем один побочный.

При $N \gg 1$ распределение интенсивности вблизи каждого главного максимума такое же, как при дифракции на щели шириной $h = Nd$.

Угловая ширина главного максимума такая же, как при дифракции на щели, ширина которой равна длине цепочки:

$$\gamma = \lambda/h. \quad (13.13)$$

Величина $N^2 I_1$ дает огибающую вершин главных максимумов.

Она соответствует профилю дифракционной картины на одном элементе структуры.

На рис. 13.3 в дифракционная картина соответствует элементам решетки в виде щелей шириной a .

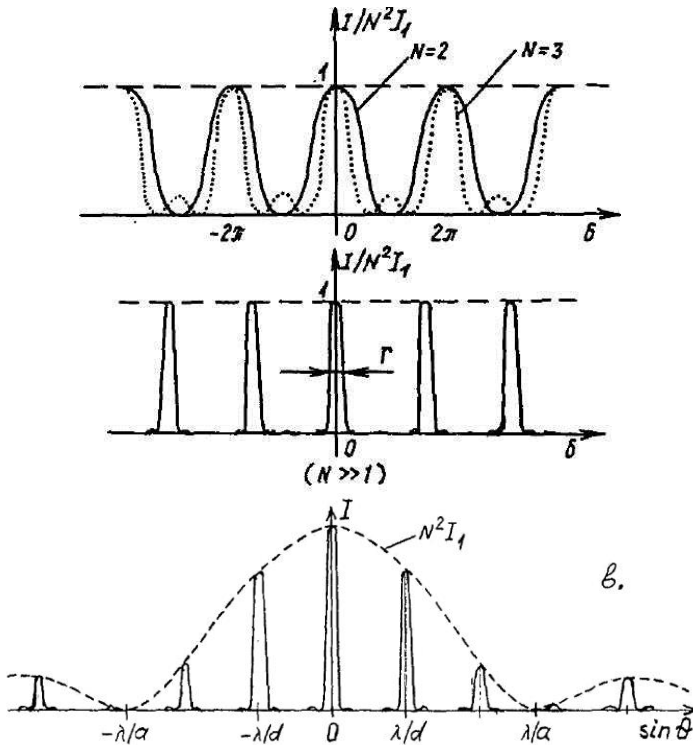


Рис. 13. 3. Дифракционная картина соответствующая элементам решетки в виде щелей шириной a

Порядок проведения эксперимента и обработка результатов

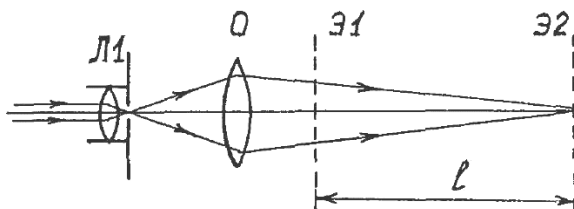


Рис. 13. 4. блок-схема ЛКО-1

Упражнение 1. Одномерная дифракционная решетка

1. Соберите схему (рис. 13.4).

2. Установите модуль 05 (конденсор) на риске 6 см, модуль 03 (микропроектор) на риске 65 см.

Центр линзы на отметке 3 мм по шкале микропроектора в центре лазерного пучка на оптической оси.

Модуль 08 – на отметке 51 см по шкале установки рейтеров.

2. Включите лазер с помощью лаборанта (проверьте установку приборов для получения дифракции Фраунгофера).

3. Установите дифракционную решетку с периодом 0,3 мм (объект 31).

Наблюдайте дифракционную картину.

От центра максимума нулевого порядка измерьте расстояние до максимума первого порядка, затем от максимума первого порядка до максимума второго порядка.

Убедиться, что расстояния между максимумами не меняются.

4. Установите микропроектор в положении экрана Э2, измерьте интенсивности максимумов, начиная с нулевого.

Вращая регулировочный винт микропроектора по шкале, определите интенсивность (огibaющей) главных максимумов (Единица измерения интенсивности 1 мВ).

Шкала измерения находится на микропроекторе (от 0мм до 6мм).

5. Измерьте расстояния между главными максимумами.

Проследите за поведением «огнивающей» главных максимумов, постарайтесь определить положение минимумов огнивающей.

6. Измерьте с помощью микропроектора ширину щелей и периоды решеток, формула (13.9).

7. Определите длину волны света по формуле (13.10).

8. Все результаты занесите в табл. 13.1.

Таблица 13. 1

№ п/п	x ₂ , мм	λ	d, м	$\langle d \rangle$, м	Δd , м
1					
2					
3					

II. Дифракция лазерного излучения на двумерной периодической структуре

Цель работы: Ознакомление со схемой дифракции Фраунгофера от N щелей в когерентном свете лазера. Изучение двумерной дифракционной решетки.

Приборы и принадлежности: ЛКО-1, модуль 03 (микропроектор), модуль 05 (конденсор), модуль 08, решетка с периодом 0,3 мм, (объект 31), диф. решетка квадратная (объект 33), диф. решетка квадратная (объект 34), диф. решетка косоугольная (объект 35), диф. решетка хаотичная (объект 36).

Теоретическое введение

Принципиальная схема наблюдения дифракции от нескольких щелей представлена на рис. 13.5.

Параллельный пучок света от источника (He-Ne)-лазера 1 освещает экран 2 с несколькими узкими щелями 3, длина которого больше поперечника падающего луча.

Ширина щелей b одинакова.

Расстояние между серединами соседних щелей одинаково и равно d.

Согласно принципу Гюйгенса, плоскости щелей становятся источниками вторичных волн, распространяющихся во все стороны, т. е. свет дифрагирует на щелях, как показано на рис. 13.5.

Дифрагированные волны являются когерентными, так как они образовались путем движения фронта падающей плоской волны, а, следовательно, они могут интерферировать в области наложения.

Интерференционная картина наблюдается на экране 4, находящемся на расстоянии l от плоскости щелей: $l \gg b^2/\lambda$.

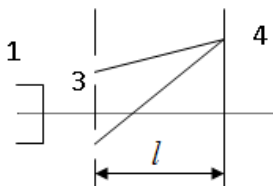


Рис. 13.5. Схема наблюдения дифракции от нескольких щелей

В этом случае лучи, идущие к экрану 4, будут практически параллельными.

Расчет распределения интенсивности на экране 4 получим, если учтем распределение интенсивности от каждой щели, а также распределение интенсивности из-за взаимной интерференции когерентных волн, идущих от соседних щелей.

Условие минимумов интенсивности, получаемых при дифракции от одной щели и называемых первичными минимумами, выражается в виде

$$b \sin \varphi_k = \pm k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (13.14)$$

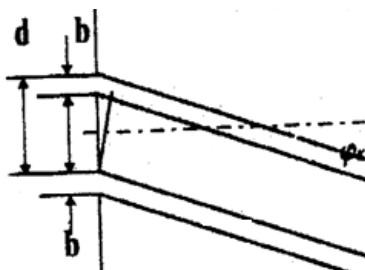


Рис. 13.6. Отклонение лучей при дифракции на двух щелях

где φ_k – угол дифракции (рис. 13.6).

При $k = 0$ возникает дифракционный максимум.

Положение максимумов и минимумов не будет зависеть от положения щели относительно светового пучка, так как эти положения определяются направлением, по которому идет большая часть испытавшего дифракцию света.

Поэтому щели дают одинаковые дифракционные картины, наложение которых друг на друга, усиливает результирующую картину.

Так как накладываемые волны когерентны, то распределение интенсивности при взаимной интерференции волн, идущих от двух соседних щелей, получим, рассматривая их разность хода $\Delta = d \sin \varphi$ (рис. 13.6).

Максимумы интенсивности возникают когда волны от соседних щелей (рис. 13.5) приходят в точку Р их наложения на экране 4 - синфазными, т. е. когда разность хода равна целому числу волн

$$d \sin \varphi_m = \pm m \lambda, m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (13.15)$$

где d – расстояние между идентичными точками соседних щелей, φ_m – угол дифракции.

Максимумы, определяемые формулой (13.15), называются *главными*.

Обозначим A_0 амплитуду результирующего колебания от каждой щели, амплитуда колебаний в главных максимумах $A = NA_0$ (N – число щелей).

Интенсивность дифракционной картины в главных максимумах в N^2 раз больше, чем при дифракции от одной щели.

Если разность хода лучей от соседних щелей

$$d \sin \varphi = K' \lambda / N; \quad K' = \pm 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots, \quad (13.16)$$

то волны, идущие в этом направлении от каждой щели, взаимно гасят друг друга.

В соответствующих точках экрана будут наблюдаться минимумы интенсивности.

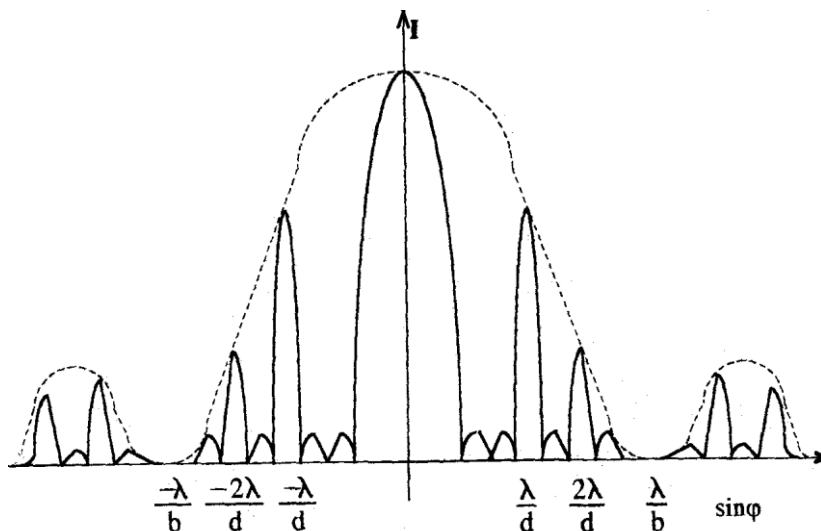


Рис. 13.7. Дифракционная картина, возникающая при дифракции на $N = 4$ щелях

Это так называемые побочные минимумы. Побочные минимумы разделяют слабые по интенсивности побочные максимумы.

Между главными максимумами располагается $N - 1$ побочных минимумов и $N - 2$ побочных максимумов.

Дифракционная картина, получающаяся от $N = 4$ щелей при $d/b = 3$, имеет вид, показанный на рис. 13.7.

При данном соотношении $d/b = 3$ главные максимумы 3-го, 6-го и т.д. порядков пропадают, поскольку с учетом (1) и (2) они приходятся на минимумы интенсивности от одной щели.

Пунктирная кривая, проходящая через вершины главных максимумов, показывает интенсивность от одной щели умноженную на N^2 .

Ширина главных максимумов уменьшается с ростом числа щелей.

Таким образом, дифракционная картина, создаваемая группой щелей, состоит из системы узких ярких полос, разделенных темными промежутками.

Порядок проведения эксперимента и обработка результатов

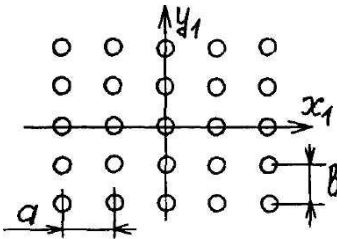


Рис. 13.8

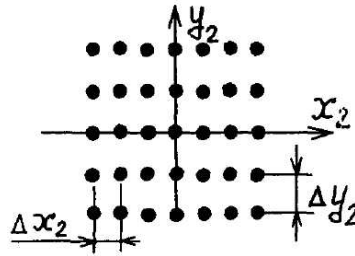


Рис. 13.9

Периодичность решетки по двум направлениям x_1 и y_1 с периодом, соответственно, a и b .

Пусть экран Э1 обладает периодичностью по двум направлениям x_1 и y_1 (рис. 13.8 и 13.9) с периодом, соответственно, a и b .

Каждую цепочку, вытянутую вдоль оси x_1 , рассматриваем как элемент периодической структуры по оси y_1 .

Излучение всей системы будет интенсивным в точках, удовлетворяющих двум условиям главных максимумов:

$$x_2 = m\lambda l/a \quad (m - \text{целое}) \quad (13.17)$$

$$y_2 \sim n\lambda l/b \quad (n - \text{целое}) \quad (13.18)$$

Условие (13.17) дает набор линий, перпендикулярных оси x_2 , расположенных с интервалом $\Delta x_2 = \lambda l/a$, а условие (13.18) – набор линий, перпендикулярных оси y_2 с интервалом $\Delta y_2 = \lambda l/b$.

Максимумы имеют вид точек, расположенных на пересечениях этих линий (рис. 13.18).

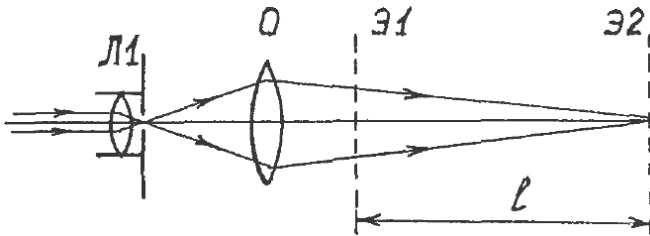


Рис. 13.4 (повторение)

Упражнение 2. Двумерная дифракционная

1. Соберите блок-схему ЛКО-1, как показано на рис. 13.4.
2. Установите модуль 05 (конденсор) на риске 6 см, модуль 03 (микропроектор) на 65 см (центр линзы на отметке 3 мм по шкале микропроектора в центре лазерного пучка на оптической оси), модуль 08 – на отметке 51 см по шкале установки рейтеров.
3. Включите лазер с помощью лаборанта (проверьте установку приборов для получения дифракции Фраунгофера).
4. Получите дифракционную картину Фраунгофера от квадратной (объект 33) и прямоугольной (объект 34) решеток.
5. Сопоставьте периоды решеток по осям x_1 и y_1 с соответствующими периодами Δx_2 и Δy_2 (4), (5) дифракционных картин.
6. Получите дифракционную картину от косоугольной решетки (объект 35), сопоставьте симметрию этой картины с симметрией самой решетки.
7. Найдите самостоятельно соотношения между характерными размерами решетки и дифракционной картины.
8. Получите дифракционную картину от решетки с хаотически расположенными отверстиями (объект 36).
9. На экране фотоприемника можно заметить двумерную «огигающую» дифракционной картины.
Сопоставьте ее с картиной дифракции на одном из отверстий решетки.
Опишите дифракционную картину.
10. Придвиньте микроскоп (модуль 3) к любой из решеток, установленной в качестве Э1.
Медленно отодвигая микроскоп от решетки, проследите за изображениями отверстий и наблюдайте переход от области геометрической оптики через дифракцию Френеля к дифракции Фраунгофера.
11. Зарисуйте дифракционные картины от рассматриваемых объектов – № 33, 34, 35, 36.

Контрольные вопросы:

1. В чем состоит явление дифракции?
2. Дифракционная решетка и ее основные характеристики.
3. Какими способами определяют длину световой волны с помощью дифракционной решетки?
4. В чем отличие дифракций Френеля и Фраунгофера?
5. Объясните, как происходит дифракция на одной щели?
6. Дать описание дифракционного спектра в данной схеме.
7. Методика измерений в данной работе.

Лабораторная работа № 14

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Цель работы: Изучение законов явления поляризации света. Экспериментальное обоснование закона Малюса. Ознакомление с поляризационными приборами.

Теоретическое введение

14.1. Поляризация света

Как известно, плоская световая электромагнитная волна является поперечной и представляет собой распространение взаимно перпендикулярных колебаний: вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$ и вектора напряженности магнитного поля $\vec{H}$ (рис.14.1а).

Вектор $\vec{E}$ называется *световым вектором*, и ограничим все рассуждения рассмотрением этого вектора. Наличие вектора $\vec{H}$ подразумевается. Световой пучок, в котором различные направления вектора $\vec{E}$ в плоскости поперечной к направлению распространения волны равновероятны, называется *естественным*.

В естественном свете колебания различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга (рис. 14.1б).

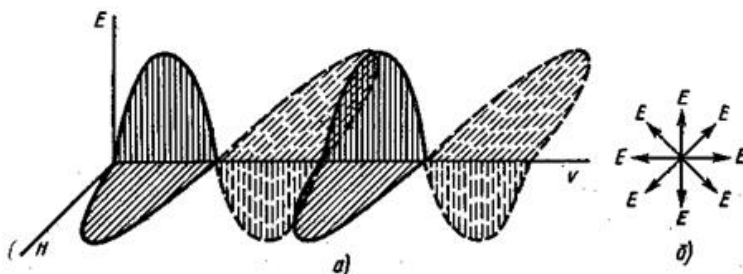


Рис. 14.1. Распространение взаимно перпендикулярных колебаний

Свет, в котором направления колебания вектора $\vec{E}$ упорядочены каким-либо образом и подчиняются некоторой закономерности, называется *поляризованным*.

Если колебания вектора $\vec{E}$ могут совершаться лишь в одном определенном направлении, то свет называется *линейно* или *плоскополяризованным* (рис. 14.2 а).

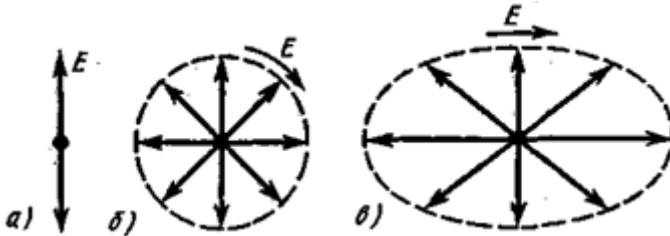


Рис. 14.2. Поляризованный свет:

а) линейно или плоскополяризованный; б) свет, поляризованный по кругу; в) эллиптически поляризованный

Если же колебания вектора $\vec{E}$ совершаются так, что его конец описывает круг или эллипс, то свет называется соответственно *поляризованным по кругу* или *эллиптически поляризованным* (рис. 14.2 б, в).

Плоскость, в которой колеблется световой вектор в плоскополяризованной волне, называется *плоскостью колебаний*

По историческим причинам плоскостью поляризации была названа не плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{E}$, а перпендикулярная к ней плоскость.

В зависимости от направления вращения вектора $\vec{E}$ различают правую и левую эллиптическую или круговую поляризацию.

Если по отношению к направлению, противоположному направлению луча вектор $\vec{E}$ вращается по часовой стрелке, поляризация называется *правой*, в противном случае – *левой*.

Для получения линейно поляризованного света применяются специальные оптические приспособления – *поляризаторы*.

Плоскость колебаний электрического вектора в волне, прошедшей через поляризатор, называется *плоскостью поляризатора*.

Всякий поляризатор может быть использован для исследования поляризованного света, т. е. в качестве *анализатора*.

В этом случае плоскость колебаний прошедшего света будет совпадать с *плоскостью анализатора*.

Интенсивность I линейно поляризованного света после прохождения через анализатор зависит от угла α , образованного плоскостью колебаний падающего на анализатор луча с плоскостью анализатора, в соответствии с законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (14.1)$$

где I_0 – интенсивность падающего на анализатор света.

На рис. 14.3. $P \parallel P^{\parallel}$ – плоскость колебаний падающего на анализатор света, $A \perp A^{\parallel}$ – плоскость анализатора.

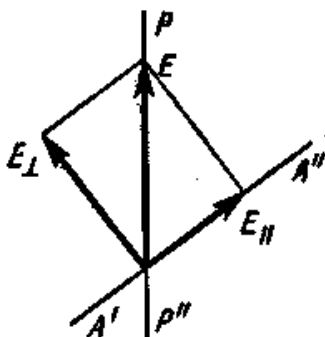


Рис. 14.3. Разложение вектора $\vec{E}$ на составляющие параллельную и перпендикулярную плоскости анализатора

Степень поляризации называется величина

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (14.2)$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ – максимальная и минимальная интенсивности света, соответствующие двум взаимно перпендикулярным

компонентам вектора $\vec{E}$.

Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$, для плоско поляризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

К эллиптически поляризованному свету понятие степени поляризации не применимо (у такого света колебания полностью упорядочены).

Отраженный от диэлектрика свет всегда частично поляризован.

На рис. 14.4 черные кружочки соответствуют колебаниям вектора $\vec{E}$, перпендикулярным плоскости падения, черточки – колебаниям в плоскости падения.

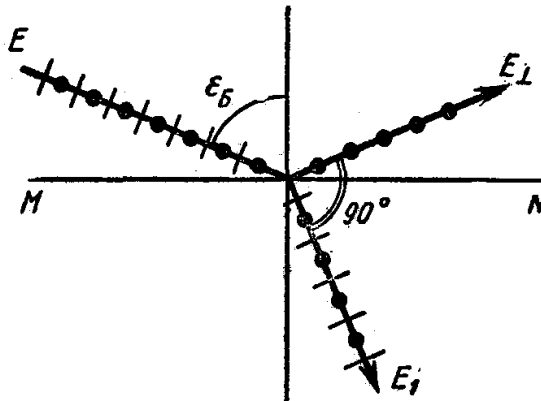


Рис. 14.4. Схема поляризации отраженного и преломленного света при падении под углом Брюстера

Степень поляризации отраженного луча зависит от относительного показателя преломления n_{12} и от угла падения ϵ .

При падении луча E на плоскость MN под углом Брюстера ϵ_B отраженный луч $E_{\perp}$ полностью поляризован. Преломленный луч $E_{\parallel}$ поляризован частично.

Соотношение

$$\operatorname{tg} \epsilon_B = n_{12} \quad (14.3)$$

называется *законом Брюстера*.

Плоскость колебаний электрического вектора в отраженном свете перпендикулярна плоскости падения (рис. 14.4).

Известно, что при наклонном падении света на поверхность диэлектрика коэффициент отражения волн с поляризацией в плоскости падения, отличается от коэффициента отражения волн с поляризацией в плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

При падении луча под углом Брюстера волна с поляризацией в плоскости падения вообще не отражается ($R = 0$).

Это случается когда отраженный и преломленный лучи ортогональны.

Рассматривая отраженную волну как результат излучения дипольных моментов диэлектрика, колеблющихся под действием электрического поля прошедшей (преломленной) волны и учитывая, что в направлении своих колебаний диполи не излучают, можно объяснить отсутствие отраженной волны.

14.2. Вращение плоскости поляризации

Если вещество «умеет» отличить правое вращение от левого (например, молекулы этого вещества не совпадают со своим зеркальным отражением) то, как правило, при прохождении через такое вещество линейно поляризованного света наблюдается поворот плоскости поляризации.

Такие вещества называют *оптически активными*.

Угол φ поворота плоскости поляризации в твердом теле пропорционален пройденному светом расстоянию l :

$$\varphi = \alpha l . \quad (14.4)$$

В растворе оптически активного вещества

$$\varphi = [\alpha] Cl \quad (14.5)$$

где l – расстояние, пройденное телом в оптически активном веществе,

$[\alpha]$ – удельное вращение, численно равное углу φ поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества в растворе, кг/м^3 .

Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

Любое оптически активное вещество может иметь «правую» и «левую» формы.

В смеси этих форм в равных долях вращение плоскости поляризации не наблюдается.

Доступное всем оптически активное вещество – сахароза.

Как правило, ваш сладкий чай оптически активен!

Приборы для измерения концентрации растворов оптически активных веществ по повороту плоскости поляризации называют *сахариметрами*.

14.3. Эллиптическая поляризация

При прохождении света через анизотропные среды, в частности, через кристаллы, поляризация излучения может изменяться.

В каждом кристалле существуют три взаимно ортогональных направления, называемые *главными осями кристалла*, обладающие важным свойством: если волна линейно

поляризована и колебания вектора $\vec{E}$ направлены вдоль одной из главных осей, то поляризация волны при прохождении через кристалл не изменяется.

Для разных главных осей показатели преломления, а значит и скорости распространения волн, различны.

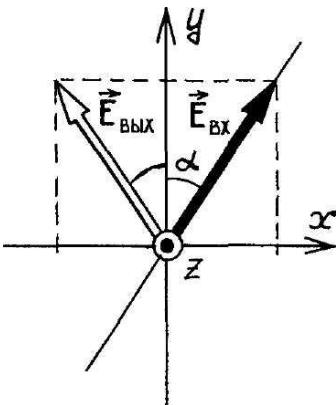


Рис. 14.5

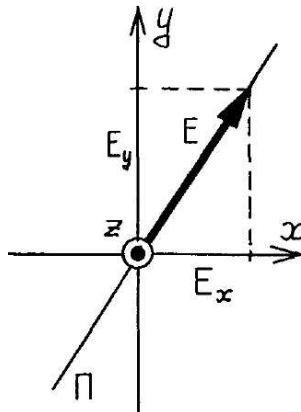


Рис. 14.6

Воспользуемся этим для получения света с эллиптической поляризацией.

Пусть свет проходит через кристаллическую пластинку, главные оси которой x и y , соответствующие показателям преломления n_1 и n_2 , лежат в плоскости пластинки, а третья ось z нормальна к пластинке.

Направим пучок света вдоль оси z (рис. 14.5).

Поле $\vec{E}$ падающей волны разложим на составляющие

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y.$$

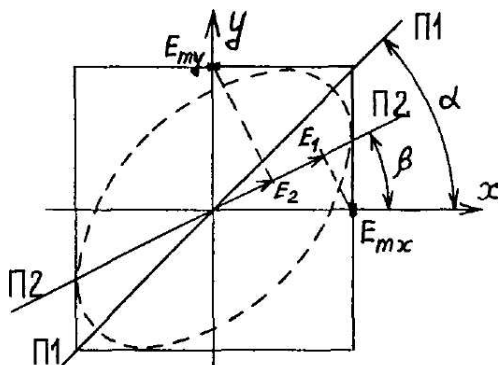


Рис. 14.7. Главные оси пластинки, установленные под углом $\alpha = \pi/4$ к плоскости поляризации падающего света

Волна с полем E_x затратит на прохождение пластинки время $\tau_1 = d/v_1 = dn_1/c$, а волна с полем E_y – время $\tau_2 = dn_2/c$.

В итоге одна волна опередит другую на время $\tau = \tau_2 - \tau_1 = d(n_2 - n_1)/c$, что приведет к дополнительному сдвигу фаз колебаний E_x и E_y на величину

$$\delta = \omega\tau = \frac{2\pi}{\lambda_0} d(n_2 - n_1).$$

Тот же результат можно получить по-другому: для двух волн пластина создает разность хода

$$\Delta = d(n_2 - n_1)$$

и разность фаз $\delta = 2\pi\Delta/\lambda_0$.

Если $\Delta = \lambda_0 / 4 + m\lambda_0/2$, пластинку называют *четвертьволновой*.

Если $\Delta = \lambda_0 / 2 + m\lambda_0$, пластинку называют *полуволновой*.

Если в линейно поляризованной падающей волне вектор $\vec{E}$ уже направлен вдоль одной из главных осей x или y , то амплитуда колебаний вдоль другой оси равна нулю, и на выходе из пластинки имеется составляющую вектора $\vec{E}$, что и на входе, т. е. поляризация волны не изменится.

Если на входе обе компоненты E_x и E_y не равны нулю, то поляризация на выходе определяется соотношением их амплитуд и полученной разностью фаз δ .

При $\delta = \pi$ (полуволновая пластинка) синфазные колебания E_x и E_y на входе в пластинку превращаются в противофазные на выходе (рис. 14.6).

Это приводит к повороту плоскости поляризации на угол $\varphi=2\alpha$, где α - угол между главной осью пластинки и плоскостью поляризации падающей волны.

Если повернуть пластинку вокруг оси z , плоскость поляризации на выходе повернется на вдвое больший угол.

Если $\delta = \pi/2$ (четвертьволновая пластинка) и угол $\alpha = \pi/4$ то на выходе получим ортогональные колебания равных амплитуд ($E_{mx} = E_{my}$) с фазовым сдвигом $\pi/2$, что соответствует круговой поляризации.

Если вносимая пластинкой разность хода заранее неизвестна (таков объект 39), ее можно определить по анализу поляризации после пластинки следующим образом.

Определим положение главных осей пластинки и установим их под углом $\alpha = \pi/4$ к плоскости поляризации падающего света, определяемой входным поляризатором P_1 (рис. 14.7).

После пластинки получим колебания с одинаковыми амплитудами $E_{mx} = E_{my}$ и со сдвигом фаз δ , который следует найти.

Установим после пластинки поляризатор P_2 .

Через него пройдут колебания с амплитудами:

$$E_1 = E_{\max} \cos \beta,$$

$$E_2 = E_{\max} \sin \beta,$$

где угол β определяет ориентацию поляризатора (см. рис. 14.7).

Интенсивность прошедшей через поляризатор волны определяется этими амплитудами, а также разностью фаз колебаний (см. раздел «Интерференция»):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta.$$

Учитывая, что $I_1 \sim E_1^2$; $I_2 \sim E_2^2$, получаем

$$I = I_{\max}(1 + \sin 2\beta \cos \delta).$$

Поворачивая поляризатор П2, найдем максимальное и минимальное значения интенсивности прошедшего через него излучения.

Поскольку

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{1 - |\cos \delta|}{1 + |\cos \delta|}.$$

находим

$$|\cos \delta| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (14.6)$$

Для однозначного определения δ нужно знать возможный диапазон значений толщины пластины.

Известно, что для объекта 39 $\Delta < \lambda_0/2$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводится на лабораторном комплексе ЛКО-1, схема, которой приведена на рис.14.8.

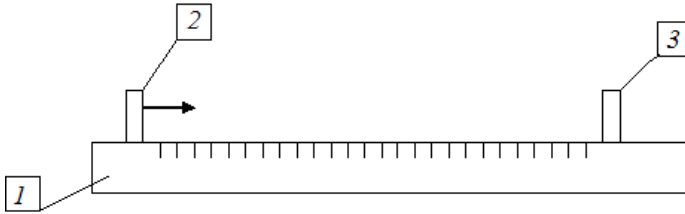


Рис. 14.8:

1 – оптическая скамья; 2 – источник лазерного света; 3 – зеркало (модуль 03), направляющий лазерный луч на фотодатчик

Фотодатчик расположен на заднем плане установки.

В зависимости от вида работ, между лазерным источником 1 и зеркалом 2 устанавливаются необходимые модули и объекты.

Модуль 01 – микропроектор.

Модуль 05 – конденсор.

Модуль 06 – объектив.

Модуль 10 – поворотный держатель.

Модули 12 – поляризатор (анализатор) в поворотном держателе.

Модуль 13 – поворотный столик.

Объект 4 – стеклянная плоскопараллельная пластина толщиной 1,1мм.

Объект 5 – стеклянная плоскопараллельная пластина толщиной 4,8мм.

Объект 6 – пластмассовая пластина толщиной 4,0мм.

Объект 7 – стеклянный клин, угол $\alpha = 2,0$ градуса.

Объект 8 – призма крон 60° .

Объект 9 – призма флинт 60° .

Объект 11 – бипризма.

Объект 39 – кристаллическая пластина (слюда).

Объект 40 – полуволновая $\frac{\lambda}{2}$ кристаллическая пластинка.

Объект 41 – четвертьволновая $\frac{\lambda}{4}$ кристаллическая пластинка.

Объект 44 – кювета для жидкости длиной 120мм.

Объект 37 – поляризатор.

Два поляризатора, размещенные в модулях 12, близки к идеальным (Вам предстоит это проверить).

Эти поляризаторы настроены:

плоскости поляризаторов параллельны рукоятке поворотного держателя и соответствуют делениям 0–180 град. шкалы барабана держателя.

Третий поляризатор – объект 37 – неидеальный, его параметры предстоит определить.

Источник излучения может давать естественный свет (лазеры ЛГН-208) или линейно поляризованный (лазеры ЛГН-203, ЛГН-109, ЛГН-207).

Тип используемого лазера указан в паспорте установки.

ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТ

Внимание! Для выполнения данной работы лазер должен быть прогрет не менее 2 часов!

Внимание! Юстирование лазера проводится сотрудником лаборатории.

Упражнение 1. Поляризация излучения источника

1. Направьте пучок излучения лазера вдоль оптической скамьи.

2. На отметке оптической скамьи ~ 5,4 см поставьте модуль 05.

3. На отметке оптической скамьи ~ 67 см поставьте модуль 03.

4. На отметке оптической скамьи ~ 41 см поставьте модуль 06.

5. С помощью модуля 06 получите изображение пучка на экране фоторегистратора (пятно должно быть размером чуть больше окошка фоторегистратора).

6. Установите вблизи модуля 03 поляризатор (модуль 12) на метку ~ 60 см.

7. Снимите зависимость интенсивности излучения, прошедшего через поляризатор I_1 , от ориентации поляризатора через 15 град. в диапазоне не менее 180 градусов.

8. Измерения выполните три раза.

9. Занесите показания в табл. 14.1.

10. Сделайте заключения об интенсивности поляризованного излучения лазера.

Таблица 14.1

φ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°
I_1 mB													

Упражнение 2. Изучение закона Малюса

1. На оптической скамье установите все модули, как в упражнении 1.

2. На отметке оптической скамьи 45~50 см поставьте второй поляризатор – модуль 12.

3. Снимите зависимость интенсивности света I_1 от ориентации поляризатора.

Показания занесите в табл. 14. 2.

4. Определите минимальную и максимальную $I_{\min}$ и $I_{\max}$ интенсивности.

5. При перекрытом пучке света снимите фон с фоторегистратора.

6. Определите степень поляризации света по формуле (14.2).

Согласно формуле (14.1) $I = I_0$ для положения $\alpha = 0$.

7. Построить график зависимости $I/I_1 = f(\cos^2 \alpha)$.

8. На том же чертеже сопоставьте результаты эксперимента с законом Малюса (постройте теоретическую зависимость $I/I_1 = \cos^2 \alpha$).

Таблица 14.2

φ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°
I_1 mB													

Упражнение 3. Определение удельной постоянной вращения по углу вращения плоскости поляризации

1. Направьте пучок излучения лазера вдоль оптической скамьи.
2. На отметке оптической скамьи ~ 67см поставьте модуль 03.
3. На отметке ~ 41см оптической скамьи поставьте модуль 06.
4. С помощью модуля 06 получите след пучка (пятно должно быть размером чуть больше окошка фоторегистратора).
5. Установите вблизи модуля 03 поляризатор (модуль 12) на метку ~ 60-67 см.
6. Установите на метке ~ 46 см второй поляризатор (второй модуль 12).
7. Скрестите поляризаторы так, чтобы интенсивность была равна нулю.
8. Между двумя поляризаторами поставьте поворотный столик – модуль 13, вставьте в него кювету – объект 44, в котором находится 3 %-й раствор сахара.
Длина столба жидкости – 120 мм.
9. Одним из поляризаторов добиваемся полного затемнения на окошке фоторегистратора.
10. Угол поворота занесите в табл. 14.3.
11. Измерения выполните три раза.
12. Определить постоянную $[\alpha]$ в выражении (14.5).
13. Все данные занесите в табл. 14.3.

Таблица 14.3

φ_1	φ_2	φ_3	$[\alpha_1]$	$[\alpha_2]$	$[\alpha_3]$	$[\alpha_{cp}]$

Упражнение 4. Изучение частичной поляризации.

1. Установите на отметке ~ 45 см модуль 06.
2. Установите на отметке ~ 52 см модуль 10 с объектом 37.
3. Установите на отметке ~ 59 см модуль 12.
4. Вращая анализатор (модуль 12), найдите $I_{\min}$ и $I_{\max}$.
5. По формуле (14.2) вычислите степень поляризации.
6. Снимите объект 37, вместо него вставьте объект 4.
7. Вращая анализатор (модуль 12), найдите $I_{\min}$ и $I_{\max}$.

8. По формуле (14.2) вычислите степень поляризации.
9. Определите степень поляризации при угле падения 60° для объекта 4.
10. Все данные занесите в табл. 14.4.

Таблица 14.4

	$I_{\max}, \text{mB}$	$I_{\min}, \text{mB}$	P
Объект 37 – поляризатор			
Объект 4 – стеклянная пластина Угол падения 0°			
Объект 4 – стеклянная пластина Угол падения 60°			

Упражнение 5. Определение показателя преломления пластины при падении луча на границу раздела двух сред под углом Брюстера

1. Установите на отметке ~ 25 см модуль 06.
2. Последовательно за модулем 06 поставьте модули 12 и 13.
3. Вставьте в поворотный столик (модуль 13) объект 4 (стеклянная пластина)
4. Поворачивая, наблюдайте за поведением интенсивности отраженного от пластинки луча.
5. Зафиксируйте положение стола, отвечающее минимуму интенсивности отраженного луча (луч на экране исчезает). Запишите угол Брюстера.
6. Определите показатель преломления пластины по формуле (14.3).
7. Аналогичные измерения проведите для объектов 5, 6, 39.
8. Все данные занесите в табл. 14.5.

Таблица 14.5

Объекты	4 стекл. пластина	5 стекл. пластина	6 пластмас. пласт	39 слюда
$i_{\text{Бр}}$				
n				

**Упражнение 6. Изучение эллиптической поляризации.
Определение оптической толщины пластины**

1. Установите два поляризатора (модули 12) и модуль 3 как в упражнении 2.

Настройте установку для измерения интенсивности.

2. Скрестите поляризаторы.

3. Разместите между поляризаторами поворотный держатель – модуль 10.

Вставьте в него кристаллическую пластину – объект 39 (слюда).

4. Поворачивая пластинку, найдите такие ее положения, при которых поле зрения затемнено (на фоторегистраторе будет темнота).

Этим вы найдете главные оси пластинки: они параллельны плоскостям поляризаторов.

5. Поверните входной поляризатор на 45° .

6. Поворачивая анализатор, найдите $I_{\min}$ и $I_{\max}$.

7. Вычислите δ по формуле (14.6).

8. Из формулы $\delta = \omega\tau = \frac{2\pi}{\lambda_0}d(n_2 - n_1)$ определите

оптическую толщину пластины, зная, что $\lambda_0 = 0,65\text{мкм}$.

Контрольные вопросы:

1. Чем отличается естественный свет от плоско поляризованного света? От частично поляризованного?

2. В какой плоскости колеблется вектор E света, отраженного от поверхности диэлектрика под углом Брюстера?

Чем замечателен угол Брюстера?

3. Выведите закон Брюстера.

4. Что называется *оптической осью кристалла*? Отличие двуосного кристалла от одноосного.

5. В чем состоит явление двойного лучепреломления?

6. Почему интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды вектора E ?

7. Какие поляризационные приборы знаете?

8. Что называется пластиной в четверть волны? В полволны?

9. Какие вещества называются оптически активными?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. – Т. IV. Оптика. – М.: Наука, 1989, – 752 с.
2. *Светозаров В. В.* Модульный оптический практикум: Учеб. пособие. – М.: ВЛАДИС, 1998, 85с.
3. *Савельев И. В.* Курс общей физики. Книга 4. Волны. Оптика. – Изд. 4-е, перераб. – М.: Наука, 1998. – 256 с.
4. *Савельев И. В.* Курс общей физики. Книга 5. Квантовая оптика. – Изд. 4 – е, перераб. – М.: Наука, 1998. – 368 с.
5. *Матвеев А. Н.* Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. – 385 с.
6. *Бутиков Е. И.* Оптика. – М.: Высшая школа, 1986. – 512 с.
7. *Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс физики: Учеб. пособие для втузов. – Изд. 4-е, испр. – М.: Высшая школа, 2002. – 718 с.
8. *Трофимова Т. И.* Оптика и атомная физика: Законы, проблемы, задачи: Учеб. пособие для втузов. – М.: Высшая школа, 1999. – 288 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Лабораторная работа № 8. Изучение интерференции лазерного излучения на установке с бипризмой Френеля	5
Лабораторная работа № 9. Изучение дифракции света на щели, на нити и на круглом диске.....	16
Лабораторная работа № 10. Изучение дифракции Френеля на круглом отверстии. Зоны Френеля.....	31
Лабораторная работа № 11. Дифракция Фраунгофера на прямоугольном, круглом отверстиях, щели и крае экрана.....	44
Лабораторная работа № 12. Изучение дифракции Фраунгофера от различных объектов.....	65
Лабораторная работа № 13. Изучение дифракции лазерного излучения на одномерной и двумерной периодической структуре.....	80
Лабораторная работа № 14. Изучение явления поляризации света.....	94
Библиографический список.....	109

Учебное издание

Гульнар Есмухаметовна Бедельбаева
Шамсинур Валиевна Ниязова
Гульдана Тлеужановна Алджамбекова

КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

(для студентов специальности 5В072300 «Техническая физика»)

Физический практикум

Часть II

Нач. РО УИЦ

З. А. Губайдулина

Редактор

З. А. Губайдулина

Компьютерная верстка

А. С. Сайбулатова

Подписано в печать 18.03.2016 г.

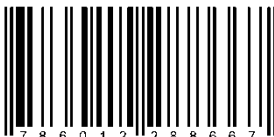
Тираж 300 экз. Формат 60х84х 1/16. Бумага типогр. № 1.

Уч.-изд.л. 6,9. Усл. п.л. 6,5. Заказ № 671. Цена договорная.

Издание Казахского национального исследовательского
технического университета имени К. И. Сатпаева

Учебно-издательский центр КазННТУ имени К. И. Сатпаева,
г. Алматы, ул. Сатпаева, 22

ISBN 978-601-228-866-7



9